

JINR - A-9-87-105. (V.1)

SV 8807768 → 8807801

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

SV 8808614 → 8808639

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ

ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

SV 8809487 → 8809533

JINR - Д9-87-105

**ТРУДЫ
ДЕСЯТОГО ВСЕСОЮЗНОГО
СОВЕЩАНИЯ
ПО УСКОРИТЕЛЯМ
ЗАРЯЖЕННЫХ
ЧАСТИЦ**

ДУБНА, 21-23 октября 1986 года

Том I

ДУБНА 1987

Десятое Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц проводилось в Дубне Московской области с 21 по 23 октября 1986 года.

В Трудах X Совещания освещено состояние дел в области разработки и создания ускорителей заряженных частиц и их применения для научных исследований и практики.

Организаторы совещания:

Академия наук СССР,

Государственный комитет по использованию
атомной энергии СССР,

Объединенный институт ядерных исследований.

Ответственный редактор А.А.Васильев.

От редактора

X Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц проходило 21-23 октября 1986 г. в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна Московской области). В его работе приняло участие свыше 300 советских и 20 зарубежных специалистов по ускорительной науке и технике.

Было заслушано и обсуждено 218 докладов, причем более половины из них представлены на стендах. В Трудах Совещания публикуются отобранные Оргкомитетом 197 докладов.

Материалы работы всех 16 сессий Совещания, помещенные в Трудах, освещают состояние дел, развитие и использование различного типа ускорителей - от грандиозных синхротронов на сверхвысокие (до 3000 ГэВ) энергии для фундаментальных исследований до скромных по размерам ускорителей для прикладных исследований. Значительное число докладов посвящено проблемам, возникающим в связи с проектированием и эксплуатацией ускорителей, а также разработкам отдельных систем для ускорителей: систем управления и контроля, радиотехнических, магнитных, вакуумных, криогенных, систем электропитания, источников заряженных частиц.

В настоящем двухтомнике Трудов Совещания специалисты, ученые и инженеры, а также студенты старших курсов найдут полезные сведения, новые технологические решения, которые, как надеется редколлегия, послужат вкладом в ускорение научно-технического прогресса народного хозяйства страны.

А.А.Васильев

ОГЛАВЛЕНИЕ

	стр.
Вступительное слово председателя Оргкомитета А.А.Васильева.	14
СЕССИЯ 1. СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ РАЗВИТИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ	
КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА: УСПЕХИ И НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ Б.Л.Иоффе.	19
ОСНОВНЫЕ ИТОГИ XIII МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО УСКОРИТЕЛЯМ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ В.П.Джелепов.	23
СЕССИЯ 2. СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ И КОНТРОЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ	
СТРУКТУРА И ОРГАНИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ВЫВОДОМ ПУЧКА ИЗ ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИФВЗ Б.Б.Дильмухамедов, А.П.Елин, Е.Н.Каллистратов, В.В.Комаров, А.А.Матюшин, А.К.Пудовкин, Н.Н.Трофимов, Ю.С.Черноусько.	47
ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ СИСТЕМ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРОТОННЫХ СИНХРОТРОНОВ И УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНЫХ КОМПЛЕКСОВ В.М.Кофман, А.В.Мизинцев, В.Н.Рожков, А.А.Смирнов, М.Г.Снедае, А.А.Тункин.	51
УСТРОЙСТВА ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА ФАЗОТРОНА ОИЯИ Ю.Н.Денисов, В.П.Дмитриевский, В.В.Калининченко, С.В.Миронов, Л.М.Онищенко, В.А.Саенко, А.Ф.Чеснов, М.Ф.Шабашов.	56
ОПЕРАТИВНЫЙ КОНТРОЛЬ ВЫВЕДЕННОГО ПУЧКА ЦИКЛОТРОНА П.Ю.Комиссаров, В.Г.Михайлов, В.А.Резвов, В.И.Скляренко, Л.И.Юдин В.Бейшовец, М.Чигак, Я.Штурса.	61
АВТОМАТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЗАЩИТЫ УСКОРИТЕЛЯ ОТ ПОВРЕЖДЕНИЙ ПУЧКОМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ Ю.В.Капырин, В.В.Петренко, Н.И.Трубаев.	65
АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЙ И КОНТРОЛЯ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ИНЖЕКЦИОННОГО КОМПЛЕКСА СИНХРОФАЗОТРОНА Ю.Д.Безногих, Б.В.Василишин, М.А.Воеводин, В.И.Волков, В.М.Горченко, Л.Г.Ефимов, И.И.Куликов, Ю.В.Простимкин, С.В.Романов, Ш.Э.Сайфулин.	68
ПЕРИФЕРИЙНАЯ ОПТОЭЛЕКТРОННАЯ СИСТЕМА ДИСТАНЦИОННОГО УПРАВЛЕНИЯ И КОНТРОЛЯ ИНЖЕКТОРОМ УСТАНОВКИ СПИН Ю.И.Романов.	71
МНОГОПРОЦЕССОРНАЯ СИСТЕМА КОНТРОЛЯ И ИЗМЕРЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ УСКОРИТЕЛЯ КУИИ-20 Л.В.Дубовик, В.Д.Инкин, Т.П.Саенко	73
КОЛЛЕКТОРНЫЕ ДАТЧИКИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ СИЛЬНОТОЧНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В.М.Жабицкий, И.Н.Иззанов, А.М.Каминская, В.А.Мельников, А.Д.Степанов.	75
МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ГЕНЕРАТОР ФУНКЦИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ШИРОТНО-ИМПУЛЬСНОЙ МОДУЛЯЦИИ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО УПРАВЛЕНИЯ ИСТОЧНИКАМИ ПИТАНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ Б.Б.Дильмухамедов, А.П.Елин, В.В.Комаров, А.А.Матюшин, Н.Н.Трофимов.	78

СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА В КАНАЛАХ ТРАНСПОРТИРОВКИ НОВОЙ СИСТЕМЫ ИНJEKЦИИ УСКОРИТЕЛЯ ИФВЭ В.Л.Брук, Д.А.Демиховский, С.М.Митрофанов, Э.А.Мяз, В.А.Пономаренко, В.И.Столповский, В.Г.Тишин, Е.Ф.Троянов.	80
ОРГАНИЗАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ МИКРОПРОЦЕССОРНЫХ МОДУЛЕЙ Н.Н.Алексеев, В.П.Пискунов, А.С.Рябцев.	84
ПАКЕТ ПРОГРАММ ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОЙ КОРРЕКЦИИ НАПРАВЛЕНИЯ И ФОКУСИРОВКИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ Б.С.Волков, А.В.Самойлов.	90
СИСТЕМА АВТОМАТИЗАЦИИ МОДЕЛЬНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СИНХРОТРОНА Н.П.Базылева, Л.Г.Ефимов, И.Ф.Колпаков, В.С.Королев, П.К.Маньяков, К.Пасевич, А.Н.Парфенов, А.В.Пиляр, А.Е.Сеннер, В.М.Слепнев, В.А.Смирнов, Г.М.Сусова, Д.Энхболд, И.А.Шелаев.	92
ОРГАНИЗАЦИЯ УПРАВЛЕНИЯ ЦИКЛОМ МОДЕЛЬНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СИНХРОТРОНА В РЕЖИМЕ ТЕПЛЫХ ИСПЫТАНИЙ Л.Г.Ефимов, П.К.Маньяков, А.Н.Парфенов, К.Пасевич, А.В.Пиляр, Г.М.Сусова, К.Трачик, И.А.Шелаев.	96
ОРГАНИЗАЦИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ МОДЕЛЬНОМ СИНХРОТРОНЕ СПИН Л.Г.Ефимов, В.И.Какурина, В.С.Королев, В.И.Лобанов, А.Н.Парфенов, А.В.Пиляр, А.Е.Сеннер, В.А.Смирнов.	100
ЦИФРОВАЯ СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ ТОКОВ В ОБМОТКАХ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОННОЙ МОДЕЛИ ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА А.А.Глазов, А.В.Калмыков, Д.Л.Новиков, В.П.Саванеев.	103
 СЕССИЯ 3. УСКОРИТЕЛИ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ	
РАЗРАБОТКА УСКОРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ У-400 - У-400М Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян, А.М.Андриянов, Б.Н.Гикал, Г.Г.Гульбекян, А.И.Иванченко, Б.А.Кленин, С.И.Козлов, И.В.Колесов, В.Б.Кутнер, В.Н.Мельников, Р.Ц.Оганесян, В.А.Чугреев.	109
STATUS REPORT ON AGOR C.Bieth.	115
THE HEIDELBERG TEST STORAGE RING -- AN EXPERIMENTAL FACILITY E.Steffens.	123
СОЗДАНИЕ ЦИКЛИЧЕСКОГО ИМПЛАНТАТОРА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ИЦ-100 Г.Н.Флеров, А.М.Андриянов, С.Л.Богомолов, В.В.Болтушкин, П.Г.Бондаренко, Буй Бинь Тхуан, Г.Г.Гульбекян, А.И.Иванченко, Э.Л.Иванов, Ю.А.Иванов, Б.А.Кленин, И.В.Колесов, В.Б.Кутнер, Е.А.Минин, А.М.Мордуев, Р.Ц.Оганесян, С.В.Пашенко, К.Хавличек, В.А.Чугреев.	131
НОВЫЕ РЕЖИМЫ И МОДЕРНИЗАЦИЯ КИЕВСКОГО 240-САНТИМЕТРОВОГО ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА А.В.Демьянов, А.Ф.Линев, Е.Е.Олейник, К.И.Ольховский, В.С.Прокопенко, В.И.Сахно.	136
ОСОБЕННОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ЦИКЛОТРОНА С КОМБИНИРОВАННОЙ СИСТЕМОЙ ВЫВОДА ПУЧКОВ К.Д.Бурбеца, Н.И.Веников, Н.А.Лавров, В.В.Леонов, Е.М.Ходаков, Л.И.Юдин, В.Е.Ярош.	140
СИСТЕМА АКСИАЛЬНОЙ ИНJEKЦИИ ИОНОВ В ЦИКЛОТРОН У-200 Ю.Б.Виноградов, Б.Н.Гикал, Г.Г.Гульбекян, А.И.Иванченко, Д.Калчев, И.В.Колесов, В.Б.Кутнер, В.Н.Мельников, Р.Ц.Оганесян, В.А.Чугреев.	143
СКАНИРОВАНИЕ ПУЧКА НА ВНЕШНЕЙ МИШЕНИ А.А.Арзуманов, В.Н.Батищев, А.М.Воронин, В.И.Герасимов, М.С.Горьковец, А.С.Семи.	147

АВТОМАТИЗАЦИЯ УПРАВЛЕНИЯ ИСТОЧНИКОМ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ЦИКЛОТРОНА У-400	
А.А.Касьянов, В.М.Рыбин, В.Б.Кутнер, В.Г.Субботин, А.М.Сухов, Ю.П.Третьяков, Б.В.Фефилов.	150
ПУЧКИ РЕДКИХ ИЗОТОПОВ С ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ	
И.А.Голутвин, С.Н.Доля, А.В.Зарубин, В.А.Свиридов.	153
ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗРУШЕНИЯ УГЛЕРОДНЫХ МИШЕНЕЙ В ПУЧКАХ ИОНОВ	
Э.А.Коптелов, С.Г.Лебедев, В.Н.Панченко.	157
КОМПЛЕКСНАЯ НАЛАДКА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ	
В.А.Бомко, Б.И.Рудяк, А.Ф.Кобец, М.С.Лесных, С.И.Мелешков, Н.И.Демчук, А.В.Пипа, Е.И.Ревуцкий, И.Т.Веневцев, В.Н.Сокол, В.А.Малыхин, С.В.Гладков, В.Г.Журавлев, Е.И.Пономарчук, А.И.Кравченко, А.Н.Куприянов, В.Н.Решетников, В.Я.Вередин, С.М.Бережной, Н.А.Хижняк, Г.М.Скоромный.	160
ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ УСКОРЯЮЩАЯ СТРУКТУРА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ	
В.А.Бомко, А.Ф.Дьяченко, А.Ф.Кобец, А.В.Пипа, Б.И.Рудяк, Н.А.Хижняк.	164
СЕССИЯ 4. УСКОРЯЮЩИЕ СТРУКТУРЫ И МОЩНАЯ РАДИОТЕХНИКА	
НОВАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-3	
В.С.Арбузов, А.Н.Белов, С.А.Беломестных, С.И.Бибко, А.А.Бушуев, В.Г.Вещеревич, В.Н.Волков, Э.И.Горникер, С.А.Крутихин, И.В.Купцов, Г.Я.Куркин, Н.Н.Лебедев, В.М.Меджидзаде, В.М.Петров, А.М.Пилан, И.К.Седляров.	171
СОСТОЯНИЕ СООРУЖЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН СССР	
А.Г.Андреев, Б.И.Бондарев, С.К.Есин, Ю.Д.Иванов, Б.П.Мушин, Ю.В.Сеничев, В.Л.Серов, А.П.Федотов.	175
РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОТЕХНИЧЕСКОЙ НАСТРОЙКИ УСКОРЯЮЩИХ СЕКЦИЙ ЛУМФ	
С.К.Есин, Л.В.Кравчук, В.В.Парамонов, В.А.Пунтус, Г.В.Романов, С.Г.Тарасов.	182
ЛИНЕЙНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ДЛЯ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ	
А.С.Алимов, И.Г.Артюх, В.П.Гришин, Б.С.Ишханов, В.М.Сорвин, В.В.Ушканов, Б.В.Зверев, А.Н.Сандалов.	190
РЕЗУЛЬТАТЫ НАЛАДКИ МОЩНОЙ ВЧ-СИСТЕМЫ СТАНЦИИ ПЕРЕГРУППИРОВКИ ПУЧКА СИНХРОТРОНА У-70 НА ЧАСТОТУ УСКОРЯЮЩЕГО ПОЛЯ УНК	
Э.Н.Бутряков, Г.Г.Гуров, В.В.Каталев, С.С.Ковалев, Б.В.Корзов, В.Г.Кудрявцев, В.В.Поляков, И.С.Сергеев, И.И.Сулыгин, Б.К.Шембель, Н.И.Балалыкин, В.В.Бекетов, Г.И.Сидоров.	193
КОМПЕНСАЦИЯ НАГРУЗКИ ПУЧКОМ В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ - ИНЖЕКТОРЕ В БУСТЕР ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИФВЗ	
Е.В.Мазуров, И.Г.Мальцев, А.Б.Масаев, В.И.Нагаев.	197
ЗАПУСК МАЛОГАБАРИТНОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ "УРАГАН-1"	
Г.А.Баловнев, О.А.Вальднер, В.Ф.Гасс, А.А.Глазков, С.И.Губанов, Б.В.Зверев, А.Д.Коляскин, А.И.Кривоносов, В.Н.Леонов, Н.Р.Лобанов, Д.А.Меньков, О.С.Милованов, А.И.Новожилов, Е.Г.Пятнов, В.В.Шуренков.	201
МНОГОПУЧКОВЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ИОНОВ	
Н.И.Абраменко, В.К.Баев, В.В.Белюсов, Н.М.Гаврилов, Е.В.Громов, В.П.Зубовский, В.В.Калин, А.В.Нестерович, С.В.Остриков, В.В.Рассадин, С.С.Степанов, А.В.Шальнов, Б.П.Мушин.	205
NEW TRENDS IN RFQ-DEVELOPMENT	
A. Schempp.	209
РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ МОДУЛЯ ОСНОВНОЙ ЧАСТИ ЛУМФ НА ВЫСОКОМ УРОВНЕ МОЩНОСТИ	
С.К.Есин, И.В.Киселев, А.С.Ковалишин, Л.В.Кравчук, В.В.Леонтьев, В.Н.Леонтьев, В.В.Пеплов, О.Д.Пронин, Г.В.Романов, В.Л.Серов.	221

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЧИСЛЕННАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЗОНАТОРОВ И РЕЗОНАНСНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ В.Л.Бухарин, И.Э.Качинский, Н.П.Собенин, В.В.Янченко.	225
К РЕШЕНИЮ ТРЕХМЕРНОЙ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ АЗИМУТАЛЬНО – НЕСИММЕТРИЧНЫХ УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР С ВНУТРЕННИМИ ЯЧЕЙКАМИ СВЯЗИ А.Л.Мирошниченко, А.К.Орлов.	228
ОСОБЕННОСТИ УСКОРЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ В МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ СТРУКТУРАХ М.Ф.Ворогушин, В.Н.Малышев.	232
АКУСТИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО СВЧ-ПОЛЯ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ УСКОРИТЕЛЕЙ И КОНТРОЛЬ РЕЖИМА УСКОРЕНИЯ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ Ю.В.Капырин, В.И.Моисеев, В.В.Петренко.	235
К РАСЧЕТУ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ НА Н-ВОЛНЕ С ТОРЦЕВОЙ ОБЛАСТЬЮ А.Г.Абрамов, А.Б.Барсуков, О.К.Беляев, А.Г.Дайковский, С.Ю.Ершов, В.Б.Игошин, А.Д.Рябов, В.Б.Степанов, В.А.Тепляков.	239
УСКОРЯЮЩАЯ СТРУКТУРА ДЛЯ ЛИНЕЙНОГО РЕЗОНАНСНОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ С НИЗКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ИНЖЕКЦИИ П.В.Бондаренко, В.Д.Данилов, А.А.Ильин, А.Н.Пронин, Н.П.Собенин.	243
НАСТРОЙКА УСКОРЯЮЩЕГО РЕЗОНАТОРА С ТРУБКАМИ ДРЕЙФА Ю.В.Былинский, С.К.Есин, И.С.Жаринов, П.Н.Остроумов, В.В.Парамонов, А.В.Фещенко, С.И.Шараментов.	246
ПРОДОЛЬНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ ПУЧКА В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ ИОНОВ ПРИ КРАТНОМ ИЗМЕНЕНИИ ЧАСТОТЫ ВЧ-ПОЛЯ А.С.Пашеньков, Ю.В.Сеничев.	250
МОЩНЫЙ КЛИСТРОННЫЙ АВТОГЕНЕРАТОР С ВНЕШНЕЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ В.И.Белоглазов, Л.М.Завада, В.А.Кушнир, Л.Н.Сдобнова.	254
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДОУСКОРЕНИЯ ПУЧКА ЛИНЕЙНОГО РЕЗОНАНСНОГО УСКОРИТЕЛЯ В СИСТЕМЕ ПАССИВНЫХ РЕЗОНАТОРОВ В.А.Вишняков, В.В.Закутин, В.А.Кушнир, В.П.Ромасько, Г.Л.Фурсов, А.М.Шендерович.	257
РЕЗОНАТОРНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ С СИЛОВОЙ ЕМКОСТНОЙ СВЯЗЬЮ И ВСТРОЕННОЙ ГЕНЕРАТОРНОЙ ЛАМПОЙ В.С.Панасюк, Ю.К.Самошенко, М.Ф.Симановский, В.В.Филимонов, С.А.Иванов, Н.Н.Потрахов.	260
ГЕНЕРАТОР УСКОРЯЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ ЦИКЛОТРОНА ИАЗ им. И.В.КУРЧАТОВА А.И.Бельков, В.В.Душин, С.Ю.Жаров, И.И.Какунов, П.Ю.Комиссаров, С.Т.Латушкин, Л.И.Юдин.	263
РАСЧЕТ УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР НА Н-ВОЛНЕ В КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ ПРИБЛИЖЕНИИ А.Б.Барсуков.	268
ПОТЕРИ ЧАСТИЦ В СИНХРОТРОНЕ НА ЭТАПЕ ИНЖЕКЦИИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ПУЧКА С РЕЗОНАТОРОМ М.М.Карлинер, М.С.Пеккер, В.Ф.Туркин, Б.М.Фомель, В.П.Яковлев.	270
НОВАЯ УСКОРЯЮЩАЯ ВЧ-СИСТЕМА УСКОРИТЕЛЯ ИНЖЕКТОРА Б-ЗМ КОМПЛЕКСА ВЗПП-2 Г.Я.Куркин, С.А.Беломестных, В.М.Петров, С.А.Крутихин, Н.Н.Лебедев, П.А.Климин, В.Ф.Туркин.	274
ИССЛЕДОВАНИЕ МАКЕТА ИМПУЛЬСНОГО ГИРОКОНА САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА В.Е.Балакин, О.Н.Брежнев, М.Н.Захваткин, С.Ю.Казаков, А.В.Кожемякин, Н.А.Соляк, В.Ф.Клюев, Г.И.Яснов.	277
ПОСТРОЕНИЕ СИСТЕМЫ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ СОБСТВЕННОЙ ЧАСТОТЫ РЕЗОНАТОРА В ПЕРЕХОДНОМ И ОСНОВНОМ РЕЖИМАХ РАБОТЫ А.С.Ковалишин, А.В.Полтораков, И.В.Киселев, Г.И.Ямщиков.	281

СЕССИЯ 5. МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ, СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ
И ВАКУУМНЫЕ СИСТЕМЫ УСКОРИТЕЛЕЙ

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ЧАСТОТНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ
С ВЫСОКИМИ УДЕЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

В.П.Гончаренко, О.А.Гусев, А.П.Лебедев, Ю.К.Сливков, В.Д.Федоров,
Г.С.Кучинский, В.И.Целищева, О.В.Шилин. 287

ЭФФЕКТИВНЫЕ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ТИРИСТОРНЫХ МОДУЛЕЙ

В.П.Гончаренко, В.А.Дивавин, И.Ф.Малышев, Э.И.Карагезов. 290

СИЛЬНОТОЧНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ КОММУТАТОРЫ ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ ПИТАНИЯ

В.П.Гончаренко, О.А.Гусев, В.Д.Федоров, А.П.Лебедев, Ю.К.Сливков,
И.В.Грегов, С.В.Коротков, Н.С.Яковчук. 294

ИСТОЧНИК ПОСТОЯННОГО ТОКА ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ

В.Н.Дорошенко, В.Г.Синенко, А.А.Тункин. 296

КВАДРУПОЛЬНАЯ ЛИНЗА ДЛЯ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА

А.Б.Савицкий, М.А.Сотников, В.И.Шведун. 298

МАГНИТНАЯ СИСТЕМА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО БЕТАТРОНА

В.А.Касьянов, В.А.Романова, В.Л.Чахлов. 301

УЛУЧШЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ТОКА ПУЧКА МЕДЛЕННОГО ВЫВОДА
НА СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОИЯИ

В.Г.Глушенко, А.З.Дорошенко, И.Б.Иссинский, И.А.Курсков,
В.Ф.Сиколенко, А.А.Смирнов, В.Л.Тищенко. 304

СИСТЕМА ПИТАНИЯ ЛИУ С МАГНИТНОЙ КОМПРЕССИЕЙ ИМПУЛЬСОВ ТОКА

Ю.П.Вахрушин, А.П.Куприянов, В.Э.Эрмель, Ю.Н.Яковлев. 306

СЕРИЯ РЕГУЛИРУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ТОКА ТИПА ИСТ
ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЬНЫХ КОМПЛЕКСОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Б.А.Алексеев, В.А.Засенко, В.Г.Ивкин, Г.А.Козлов, В.М.Кофман, А.В.Мизинцев,
И.В.Мозин, В.Н.Рожков, Е.Е.Трифонов, А.А.Тункин, В.А.Федотов,
В.Ф.Веремеенко, Ю.А.Заруднев, А.В.Леденев, С.П.Петров, В.Г.Попов,
А.П.Мотыль, А.Е.Рефес. 309

ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ ОСНОВНОЙ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ БЫСТРОЦИКЛИЧНОГО БУСТЕРА ИФВЭ

А.Л.Аникин, С.В.Васин, С.А.Галушак, Г.Ф.Кузнецов, Б.В.Плетенев,
И.Ю.Почуев, С.А.Рычков, В.П.Гончаренко, Ю.Кан, А.И.Константинов,
А.П.Лебедев, Н.С.Резчиков, В.Д.Федоров. 314

ОПТИМИЗАЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ МАГНИТНОГО ЦИКЛА БУСТЕРА СИНХРОТРОНА У-70

В.П.Гончаренко, О.А.Гусев, А.И.Константинов, А.П.Лебедев,
Н.С.Резчикова, В.Д.Федоров, Э.А.Мяз, Б.В.Плетенев, Е.Ф.Троянов. 317

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО ЦИКЛА ПРОТОННОГО

СИНХРОТРОНА БУ-70 ПРИ РАБОТЕ С БУСТЕРОМ

С.Н.Васильев, Г.И.Гусев, О.А.Гусев, С.М.Максимов, С.В.Притчин,
В.Д.Федоров, В.П.Даньшин, А.И.Елисеенко, Н.С.Казьмина, В.Н.Корнилов,
О.Н.Радин, Б.Л.Саркисов, В.Н.Юрасов. 320

АНАЛИЗ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМЕ ПИТАНИЯ

ЛИНЕЙНЫХ ИНДУКЦИОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

А.Л.Мирошниченко, А.К.Орлов. 323

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ВРЕМЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИНДУКТИВНО-ТРАНСФОРМАТОРНЫХ
СХЕМ ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Ю.А.Отрубянных, А.С.Сафронов. 328

ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

СО СТАБИЛЬНОСТЬЮ АМПЛИТУДЫ ТОКА $\pm 5 \cdot 10^{-5}$

Ю.И.Бардик, А.В.Василевский, Б.Б.Дильмухамедов, В.В.Комаров,
О.В.Курнаев, В.Д.Рудько, В.П.Сычев, Н.Н.Трофимов, Ю.Д.Трофимов. 332

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ОБРАБОТКИ РАЗРЯДОМ МОДЕЛИ УЧАСТКА ВАКУУМНОЙ
СИСТЕМЫ 1 СТУПЕНИ УНК

А.М.Кивер, К.Г.Мирзоев, С.Е.Порошков, В.Г.Рогозинский. 335

АВТОМАТИЗАЦИЯ КОНТРОЛЯ ВАКУУМА НА НАКОПИТЕЛЯХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ Б.А.Гудков, В.И.Юхлин.	339
СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ МЕТОДОМ СПИНОВОГО ЭХА Н.И.Зиневич, А.С.Медведко, Д.П.Суханов, Е.И.Шубин.	342
СЕССИЯ 6. ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ	
СВЕТИМОСТЬ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ НА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М СО СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ МАГНИТНОЙ "ЗМЕЙКОЙ" И.Б.Вассерман, П.В.Воробьев, Е.С.Глускин, П.М.Иванов, Г.Я.Кезерашвили, И.А.Кооп, А.П.Лысенко, А.А.Михайличенко, Е.А.Переведенцев, А.А.Полунин, А.Н.Скринский, В.Ф.Туркин, Ю.М.Шатунов.	347
ВЛИЯНИЕ МАЛОГО РАЗВЕДЕНИЯ ПУЧКОВ НА ЭФФЕКТЫ В НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-4 А.Б.Темных.	353
МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА ВЧ-МОНОХРОМАТИЗАЦИИ НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-4 А.Н.Дубровин, А.А.Жоленц.	357
ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ПРОМЕЖУТКА ДЛЯ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ УНК В.И.Балбеков, Ю.М.Носочков.	361
ПРОЕКТ МОДИФИКАЦИИ НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-4М ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ПРОДОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ПУЧКАМИ А.А.Жоленц, В.В.Муратов, Ю.И.Эйдельман.	366
СЕССИЯ 7. ДИНАМИКА ПУЧКОВ, КОЛЛЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ И ИМПУЛЬСНЫЕ УСКОРИТЕЛИ	
ШИРОКОПОЛОСНАЯ СИСТЕМА ПОДАВЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ДИПОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ ИФВЭ Ю.М.Адо, А.И.Вершинин, О.П.Лебедев, В.В.Поляков.	375
ПОПЕРЕЧНАЯ ФОКУСИРОВКА ПУЧКА В ОНДУЛЯТОРНОМ УСКОРИТЕЛЕ Э.С.Масунов.	379
ДИНАМИКА НАКОПЛЕНИЯ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ МОДУЛИРОВАННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ В ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ С ОБРАТНЫМИ СВЯЗЯМИ Н.И.Айзацкий.	382
РАСЧЕТ И ИЗМЕРЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО ИМПЕДАНСА СВЯЗИ ГОФРИРОВАННОЙ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИФВЭ В.И.Балбеков, К.Ф.Герцев, Л.И.Копылов, М.С.Михеев.	386
ХАРАКТЕРИСТИКИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОН-ИОННОГО КОЛЬЦА КУТИ-20 И ПЕРСПЕКТИВА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ Г.В.Долбилов, А.П.Мальцев, В.П.Саранцев, А.П.Сумбаев, С.И.Тютюнников, В.Н.Шеляпин.	390
ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ БЕТАТРОН Ю.И.Алексахин.	394
КОМПЕНСАЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ИЗОХРОННОГО РЕЖИМА НАКОПИТЕЛЯ ПРОТОНОВ МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ М.Г.Нагаенко, Ю.П.Севергин, И.А.Шукейло.	398
ПОПЕРЕЧНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНОЙ КВАДРУПОЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ А.И.Балабин, И.А.Воробьев, И.М.Капчинский, А.М.Козодаев, А.А.Коломиец, Н.В.Шахрай.	403
ФОТОХРОНОГРАФИЯ ЭЛЕКТРОННО-ИОННОГО КОЛЬЦА УСКОРИТЕЛЯ КУТИ-20 КАМЕРОЙ "АГАТ-СФ" С.И.Тютюнников, В.Н.Шеляпин, А.С.Щеулин.	406

МНОГОМОДОВАЯ ТЕОРИЯ ОБРЫВА ПУЧКА В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ А.В.Буров.	409
КУЛОНОВСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НАКОПИТЕЛЕ ПРОТОНОВ МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ В.А.Моисеев, П.Н.Остроумов, Ю.П.Севергин.	411
РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ЖЕСТКОФОКУСИРУЮЩИХ КАНАЛАХ ТРАНСПОРТИРОВКИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В.Д.Данилов, М.М.Зобов.	416
ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕРЕЗОНАНСНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ СИНХРОТРОНА Б.Ю.Богданович, В.И.Каминский, Ю.М.Путкин.	419
ОСОБЕННОСТИ РАДИАЛЬНОЙ ДИНАМИКИ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ В МНОГОСЕКЦИОННЫХ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ В.В.Калашников, М.Л.Пальмская, В.В.Петренко.	421
О РАДИАЛЬНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ПУЧКА В ВОЛНОВОДНОМ ГРУППИРОВАТЕЛЕ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ В.В.Калашников, В.В.Петренко.	426
ОБ ОДНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ ПЛОСКОГО ОНДУЛЯТОРА И ЖЕСТКОФОКУСИРУЮЩЕЙ МАГНИТНОЙ ЛИНЗЫ А.А.Оганджян.	429
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ В СИЛЬНОТОЧНОМ ЭЛЕКТРОННОМ УСКОРИТЕЛЕ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ НА ЭНЕРГИЮ 4,5 ГэВ К.А.Беловинцев, Е.Г.Бессонов, А.И.Карев, В.Г.Куракин, С.В.Левонян, А.В.Серов.	432
ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО ДВИЖЕНИЯ В РАЗРЕЗНОМ МИКРОТРОНЕ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ В.К.Гришин, М.А.Сотников, В.И.Шведун.	436
ДИНАМИКА ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ В СИЛЬНОТОЧНОМ БЕТАТРОНЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ УСКОРИТЕЛЯ ПО ВЫСОКОЧАСТОТНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ, ГЕНЕРИРУЕМОМУ ПУЧКОМ В.А.Москалев, А.В.Цимбалист.	440
О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ФАЗОВОЙ ПЛОТНОСТИ В ПУЧКЕ С НЕЛИНЕЙНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ ПОЛЕМ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА Ю.А.Буданов.	444
О РЕШЕНИЯХ УРАВНЕНИЯ ВЛАСОВА ДЛЯ РАВНОМЕРНО ЗАРЯЖЕННОГО ЭЛЛИПСОИДАЛЬНОГО СГУСТКА Ю.А.Буданов, В.И.Швецов.	446
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ И ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ ИОНОВ С АКСИАЛЬНО-НЕСИММЕТРИЧНОЙ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРОЙ В.Л.Бухарин, В.П.Козлов, А.А.Краснобородько, С.Ю.Селиверстов.	448
ВЛИЯНИЕ СОБСТВЕННОГО ПОЛЯ УСКОРЕННОГО ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА РАЗРЕШЕНИЕ ВТОРИЧНО-ЭЛЕКТРОННОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ФАЗОВОГО СПЕКТРА В.А.Воронцов, А.М.Третьяков.	452
ВОЗМУЩЕНИЕ ЦИКЛИЧЕСКОГО ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ ГЛАДКОЙ И СТОХАСТИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТАМИ СОБСТВЕННОГО ПОЛЯ ПУЧКА С.Г.Арутюнян.	456
УВЕЛИЧЕНИЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ ФОКУСИРОВКИ Е.М.Мороз, К.Н.Шорин.	459
РАСЧЕТ И КОНСТРУКЦИЯ ПРЕЦИЗИОННЫХ 180° МАГНИТОВ ДЛЯ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА В.К.Гришин, М.А.Сотников, В.И.Шведун, А.Г.Дайковский, С.Ю.Ершов, А.З.Бабаян, А.Р.Туманян.	461

ПОРЯДОК РАБОТЫ СОВЕЩАНИЯ

	БОЛЬШОЙ ЗАЛ пленарные и секционные заседания	ПРАВЫЙ ХОЛЛ секционные заседания	МАЛЫЙ ЗАЛ стендовые сессии
<u>21 ОКТЯБРЯ</u>			
10 ⁰⁰ -10 ¹⁵	ОТКРЫТИЕ СОВЕЩАНИЯ		с.2, с.3,
10 ¹⁵ -11 ³⁰	с.1.Современные тенденции развития ускорителей		с.4, с.5
11 ³⁰ -11 ⁵⁰	ПЕРЕРЫВ		дискуссия
11 ⁵⁰ -13 ⁵⁰	с.2.Системы управления и контроля ускорителей	с.4.Ускоряющие структуры и мощная радиотехника	
13 ⁵⁰ -15 ³⁰	ОБЕД		
15 ³⁰ -16 ³⁰	с.3.Ускорители тяжелых ионов	с.5.Магнитные системы, системы электропитания и вакуумные системы ускорителей	
16 ³⁰ -17 ⁰⁰	ПЕРЕРЫВ		дискуссия
17 ⁰⁰ -18 ⁰⁰	с.3 (продолжение)	с.5 (продолжение)	
18 ⁰⁰ -18 ⁴⁵			дискуссия
<u>22 ОКТЯБРЯ</u>			
9 ³⁰ -11 ³⁰	с.6.Встречные пучки	с.9.Ускорители для народного хозяйства	с.6, с.7, с.8, с.9, с.10, с.11
11 ³⁰ -11 ⁵⁰	ПЕРЕРЫВ		дискуссия
11 ⁵⁰ -13 ⁵⁰	с.7.Динамика пучков, кол- лективные методы уско- рения и импульсные ускорители	с.10.Ускорители для медицины	
13 ⁵⁰ -15 ³⁰	ОБЕД		
15 ³⁰ -16 ³⁰	с.8.Источники заряженных частиц для ускорителей	с.11.Ускорители с высоким тем- пом ускорения	
16 ³⁰ -17 ⁰⁰	ПЕРЕРЫВ		дискуссия
17 ⁰⁰ -18 ⁰⁰	с.8 (продолжение)	с.11 (продолжение)	
18 ⁰⁰ -18 ⁴⁵			дискуссия
<u>23 ОКТЯБРЯ</u>			
9 ³⁰ -11 ³⁰	с.12.Мезонные и каонные фабрики	с.14.Модернизация действующих ускорителей	с.12, с.13, с.14, с.15
11 ³⁰ -11 ⁵⁰	ПЕРЕРЫВ		дискуссия
11 ⁵⁰ -13 ⁵⁰	с.13.Проблемы создания ускорителей на сверх- высокие энергии	с.15.Радиационные проблемы на ускорителях	
13 ⁵⁰ -15 ³⁰	ОБЕД		
15 ³⁰ -16 ³⁰	с.16 Проекты новых ускорителей		
16 ³⁰ -17 ⁰⁰	ПЕРЕРЫВ		дискуссия
17 ⁰⁰ -17 ³⁰	с.16 (продолжение)		
17 ³⁰ -18 ³⁰	ЗАКРЫТИЕ СОВЕЩАНИЯ		

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ ДЕСЯТОГО ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО УСКОРИТЕЛЯМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

А.А.Васильев /председатель/	- доктор технических наук, Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР, Москва
Ю.Н.Денисов /зам. председателя/	- доктор технических наук, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
О.А.Бойналович /ученый секретарь/	- Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР, Москва
С.Т.Беляев	- академик, Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва
В.А.Бережной	- кандидат физико-математических наук, Научный совет АН СССР по проблемам ускорения заряженных частиц, Москва
О.А.Вальднер	- доктор технических наук, Московский инженерно-физический институт
В.А.Глухих	- член-корреспондент АН СССР, НИИ электрофизической аппаратуры им.Д.В.Ефремова, Ленинград
О.А.Гусев	- доктор технических наук, НИИ электрофизической аппаратуры им. Д.В.Ефремова, Ленинград
В.П.Джелепов	- член-корреспондент АН СССР, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
С.К.Есин	- доктор технических наук, Институт ядерных исследований АН СССР, Москва
С.П.Капица	- доктор физико-математических наук, Институт физических проблем им. С.И.Вавилова АН СССР, Москва
Э.Н.Каржавина	- Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
А.А.Коломенский	- доктор физико-математических наук, Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва
А.А.Кузьмин	- кандидат технических наук, Московский радиотехнический институт АН СССР
В.И.Курилко	- доктор физико-математических наук, Харьковский физико-технический институт АН УССР
Э.М.Лазиев	- кандидат технических наук, Ереванский физический институт
В.М.Максимов	- Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР, Москва

К.П.Мызников	- доктор Физико-математических наук, Институт физики высоких энергий, Серпухов
В.П.Саранцев	- доктор Физико-математических наук, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
А.Н.Скринский	- академик, Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск
В.А.Тепляков	- доктор технических наук, Институт физики высоких энергий, Серпухов
Н.П.Терехин	- Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
Г.Н.Флеров	- академик, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна
И.В.Чувило	- доктор Физико-математических наук, Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

ВСТУПИТЕЛЬНОЕ СЛОВО ПРЕДСЕДАТЕЛЯ ОРГКОМИТЕТА А.А.ВАСИЛЬЕВА

Уважаемые товарищи и коллеги!

Разрешите мне приветствовать вас от имени Госкомитета по использованию атомной энергии СССР и Оргкомитета в связи с юбилейным X Всесоюзным совещанием по ускорителям заряженных частиц.

Это событие дает нам повод оглянуться и оценить пройденный нашей ускорительной наукой путь от I Всесоюзного совещания, которое состоялось 9-16 октября 1968 года по инициативе академика А.Л.Минца, и взглянуть в то, что открывается впереди. Я воспользуюсь этой возможностью.

Прошедшие с I Совещания 18 лет были богаты событиями.

Получили развитие все типы ускорителей, предложенные академиком В.И.Векслером. Самый большой из существовавших в 60-х годах в мире ускоритель на энергию 70 ГэВ начал успешно работать за год до I совещания в руководимом академиком А.А.Логуновым Институте физики высоких энергий (Серпухов), в котором в настоящее время идет сооружение ускорительно-накопительного комплекса на энергию 3000 ГэВ.

За прошедшие годы были сооружены в Батавии (США) и в ЦЕРНе (Женева) ускорители протонов на энергии в многие сотни ГэВ.

Эти, уже сооруженные, а также строящиеся ускорители на сверхвысокие энергии в основном реализуют идеи о малоапертурных кибернетических ускорителях, выдвинутые в начале 60-х годов группой советских ученых во главе с академиком А.Л.Минцем и прошедшие начальную проверку на модели кибернетического ускорителя в Радиотехническом институте АН СССР.

Чрезвычайно плодотворными оказались развитые в ИЯФ СО АН СССР под руководством академиков А.М.Будкера и А.Н.Скринского и члена-корреспондента АН СССР А.А.Наумова методы создания установок со встречными пучками и идеи "охлаждения" пучков, которые столь успешно были использованы в этом институте и при экспериментах на коллайдере в ЦЕРНе, приведших к открытию промежуточных бозонов — переносчиков слабого взаимодействия.

В настоящее время сооружается большой кольцевой e^+e^- -коллайдер в ЦЕРНе (периметр 27 км, энергия пучков в перспективе 2×130 ГэВ), линейный e^+e^- -коллайдер в США на основе калифорнийского линейного ускорителя (длина 3 км, энергия пучков 2×50 ГэВ), а в ИЯФ СО АН СССР разрабатывается проект и ведется моделирование линейного e^+e^- -коллайдера с энергией пучков (в перспективе) 2×500 ГэВ. В связи с тем, что имеются интересные эксперименты в области энергий электронов 1-6 ГэВ, при наличии большой интенсивности, в настоящее время в Ереванском физическом институте (директор А.Ц.Аматуни) и Харьковском физико-техни-

ческом институте (директор В.Ф.Зеленский) есть программы модернизации электронных ускорителей, направленные на получение значительно большей интенсивности, несколько большей энергии и меньшей скважности.

Интересный проект линейного рециркулятора непрерывного действия на основе сверхпроводящих ускорительных высокочастотных секций для ускорителя электронов до энергии 4 ГэВ и токов в сотни мкА предполагается осуществить в США.

Здесь, в Дубне, в Объединенном институте ядерных исследований в руководимой академиком Г.Н.Флеровым Лаборатории ядерных реакций за прошедшие годы создан циклотронный комплекс для получения пучков многозарядных ионов с рекордными интенсивностями, а в Лаборатории высоких энергий (директор — академик А.М.Балдин) уже давно работает модернизированный синхрофазотрон для исследований в области релятивистской ядерной физики.

Ускорение не только протонов, но и других элементов таблицы Менделеева сильно расширяет границы эксперимента.

В Институте теоретической и экспериментальной физики группой физиков под руководством И.В.Чувило начата модернизация протонного ускорителя на энергию 10 ГэВ для обеспечения возможности ускорения и других ионов вплоть до урана.

Не так давно в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ (директор — член-корреспондент АН СССР В.П.Джелепов) стал работать после модернизации фазотрон с азимутальной вариацией магнитного поля — единственный в мире ускоритель такого типа.

В недалеком будущем в Институте ядерных исследований А.И СССР (до недавнего времени директор — член-корреспондент АН СССР А.П.Тавхелидзе) будет завершено сооружение линейного ускорителя — мезонной фабрики, начало разработки которой было положено еще под руководством академика А.Л.Минца коллективом Радиотехнического института АН СССР.

Ускорители — это комплекс сложных инженерных систем, находящихся на грани осуществимости.

То, что мы могли и можем создавать современные ускорительные комплексы в значительной степени определяется работами Научно-исследовательского института электрофизической аппаратуры им. Д.В.Ефремова, которым руководил в описываемый период до 1974 г. Е.Г.Комар, а с 1974 года по настоящее время — член-корреспондент АН СССР В.А.Глухих.

Большое развитие за эти годы получили сверхпроводящие магниты, способные создавать необходимые для протонных синхротронов сильные и изменяющиеся во времени магнитные поля. Первый такой большой кольцевой магнит работает в "Тэватроне" (Батавия) — протонном синхротроне с проектной энергией 1000 ГэВ. В настоящее время разрабатываются конструкции и проходят испытания сверхпроводящие электромагниты для строящихся ускорителей — УНК в Протвино, нуклотрон в ОИЯИ и HERA в Гамбурге, а также для проектируемых ускорителей SSC в США и LEP-2 в ЦЕРНе.

Для получения больших интенсивностей, а значит, и больших мощностей пучка ускоренных частиц требуются мощные высокочастотные генераторы. В настоящее время некоторые зарубежные фирмы объявили о создании, например, клистронов непрерывного действия мощностью более 1 МВт на частоту 300 МГц и более.

Управление сложными ускорительными комплексами, в которые обычно входят несколько ускорителей, большое количество различной аппаратуры и которые могут располагаться на пло-

щадках с поперечными размерами в десятки километров, требует использования сотен и тысяч микропроцессоров, большого числа других ЭВМ и сложного математического обеспечения. Надежность системы управления должна быть весьма высокой. Эти системы, обеспечивающие большие скорости передачи информации на сравнительно большие расстояния, могут иметь применение и для управления большими промышленными комплексами.

Развитие ускорителей для фундаментальных исследований привело также к последующей разработке сравнительно небольших ускорительных систем для использования в промышленности и медицине. Это ускорители-дефектоскопы, ускорители электронов для терапии опухолей, ускорители для радиационной химии, ускорители-накопители для получения синхротронного излучения, ускорители для радиационно-материаловедческих исследований, для наработки радиоизотопов, облучения кабелей и тканей для придания им лучших свойств, активационного анализа и т.д.

Сейчас — это большая и нужная область исследований, в которой успешно работают НИИЭФА им. Д.В.Ефремова, ИЯФ СО АН СССР и ряд других организаций.

Для медико-биологических исследований используются также большие протонные ускорители в Институте теоретической и экспериментальной физики, Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, Ленинградском институте ядерной физики АН СССР и другие.

Последние годы были свидетелями бурного развития ускорителей. Увеличились энергия и интенсивность ускорителей. Выросло число ускорителей, причем не только для фундаментальных, но и особенно для промышленных и медицинских применений, существенно расширилась география распространения ускорителей. Однако физический эксперимент требует радикального увеличения энергии ускоренного пучка, что приводит к необходимости достижения темпов ускорения, на много порядков больших, чем это имеет место в существующих и сооружаемых сейчас ускорителях. В настоящее время разрабатываются системы с использованием плазмы, лазеров, сгустков частиц и т.д. К каким реальным устройствам приведут исследования, еще не ясно, но настоятельная необходимость требует новых идей, новых изобретений. Итак, мы опять стоим перед новым этапом, перед новым трудным подъемом.

К сожалению, достижения человеческого гения могут использоваться не только на благо, но и во вред человечеству. Атомная бомбардировка американской военной японских городов Хиросима и Нагасаки тому пример. Последний пример такого рода — американская программа "звездных войн" — СОИ с ее планами милитаризации космоса и вывода в космос оружия, в том числе и с использованием ускорителей. Приверженность американской администрации программе СОИ не позволила на недавней встрече М.С.Горбачева и Р.Рейгана в Рейкьявике заключить далеко идущее соглашение о сокращении ядерных вооружений. Что касается ускорителей, то мы за то, чтобы они использовались исключительно в мирных целях на благо человечества.

Разрешите на этом закончить мое несколько затянувшееся введение и объявить X Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц открытым.

**СОВРЕМЕННЫЕ ТЕНДЕНЦИИ
РАЗВИТИЯ
УСКОРИТЕЛЕЙ**

Председатель: О.А.Вальднер
Секретарь: О.А.Войналович

Сессия 1

17/18

КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА: УСПЕХИ И НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ

Б.Л.Иоффе

Институт теоретической и экспериментальной физики,
Москва

Дан обзор современного состояния квантовой хромодинамики. Указаны нерешенные проблемы и возможные перспективы их исследования.

70-е годы ознаменовались мощным прогрессом в физике элементарных частиц сразу по двум направлениям: была создана теория сильного взаимодействия — квантовая хромодинамика и построена универсальная теория электрослабого взаимодействия, соединившая в едином подходе слабые и электромагнитные процессы. На повестку дня встал вопрос о создании теории, которая объединила бы в себе все существующие в природе фундаментальные взаимодействия, включая гравитационное.

Хотя основные принципиальные положения квантовой хромодинамики (КХД) и теории электрослабого взаимодействия не вызывают сомнений — они основаны на надежном теоретическом базисе и хорошо проверены на эксперименте, в той и в другой теории есть ряд важных проблем, которые до сих пор остаются неясными.

В электрослабой теории это, в первую очередь, вопрос о существовании и свойствах хиггсовского бозона — частицы, которая в этой теории осуществляет нарушение симметрии между слабым и электромагнитным взаимодействиями, так что промежуточные бозоны приобретают массу, а фотон остается безмассовым. Другая, не менее важная проблема в физике электрослабого взаимодействия — это вопрос о том, не существуют ли, помимо известных, другие, более тяжелые промежуточные бозоны, а также тяжелые лептоны и кварки (новые поколения), и, тем самым, не должна ли быть расширена симметрия электрослабой теории. Наконец, еще одна важная проблема — это какова точная структура слабого взаимодействия (особенно для тяжелых кварков) и, в частности, каков механизм CP-нарушения.

Решение этих проблем требует больших энергий частиц, чем существующие, и, можно надеяться, что, по крайней мере частично, они будут решены на ускорителях следующего поколения.

Несмотря на полную уверенность в том, что квантовая хромодинамика является истинной теорией сильного взаимодействия, так что все процессы сильного взаимодействия, по крайней мере в области энергий с.п.и., ≤ 100 ГэВ, могут быть описаны на основе КХД, и в этой теории ряд важных проблем, в том числе относящихся к физике сравнительно небольших энергий, сейчас еще остаются неясными. Это неудивительно — в истории науки было много подобных примеров. Так, теорию сверхпроводимости удалось построить лишь в 1957 году, хотя мало кто сомневался в том, что она должна быть следствием квантовой механики, основные прин-

ципы которой были сформулированы тридцатью годами ранее.

Экспериментальное исследование нерешенных проблем КХД не требует увеличения энергии ускорителей и может быть достигнуто на существующих ускорителях путем их усовершенствования (создание пучков поляризованных частиц, увеличение интенсивности и монохроматичности пучков, ускорение тяжелых ионов и т.д.) и, конечно, усовершенствования экспериментальной методики.

Целью моего доклада является обсуждение нерешенных проблем КХД. Следует отметить, что решение этих проблем будет представлять ценность не только для самой КХД и физики адронов, но и для развития теорий всеобщего объединения, поскольку все эти, как и КХД, являются калибровочными теориями. Но сначала я хотел бы кратко остановиться на успехах КХД и тех фактах теории, которые уже в настоящее время являются незыблемыми.

Прежде всего, это утверждение о форме лагранжиана КХД, т.е. о том, какие частицы в КХД являются фундаментальными (бесструктурными, точечными) и каково взаимодействие между ними. Твердо установлено, что фундаментальные частицы в КХД — это кварки и безмассовые векторные мезоны — глюоны. Кварки q_i обладают новым квантовым числом — "цветом", принимающим три значения $i = 1, 2, 3$, т.е. каждое кварковое поле q_i является триплетом в цветовой группе $SU(3)_c$. Глюоны (g — цветовой индекс, $a = 1, 2 \dots 8$, $M =$ пространственный, $M = 1, 2, 3, 4$), осуществляющие взаимодействие между кварками, описываются октетным представлением той же группы. КХД — это калибровочно-инвариантная теория взаимодействующих кварков и глюонов, отвечающая калибровочной группе $SU(3)_c$. Требование калибровочной инвариантности однозначно определяет вид лагранжиана КХД с точностью до числа сортов ("ароматов") кварков, которые теоретически в КХД может быть произвольным и в настоящее время берется из опыта. Также из опыта берутся входящие в лагранжиан константы: массы кварков m_q и константа взаимодействия g .

КХД — перенормируемая теория. Это значит, что сформулированная в терминах физических (наблюдаемых) величин теория во всех случаях приводит к однозначным предсказаниям физических явлений, а все возникающие на промежуточных этапах вычислений неоднозначности (типа расходящихся интегралов) могут быть поглощены в величины m_q и g .

Надежно установленным фактом в КХД является асимптотическая свобода: константа взаимодействия, рассматриваемая как функция расстояния z , на котором происходит взаимодействие, убывает на малых расстояниях как квадрат эффективного заряда $\alpha_s(z) = \frac{4\pi}{z \ln(4/z)} \sim 1/\ln(4/z) \rightarrow 0$, при $z \rightarrow 0$, так что на малых расстояниях

теория приближенно сводится к теории невязан-
модействующих частиц. Это свойство чрезвычайно важно по двум причинам. Во-первых, оно доказывает непротиворечивость теории на малых расстояниях. (В отличие от квантовой электродинамики, где эффективный заряд неограниченно растет на малых расстояниях и теория называется внутренне противоречивой). Во-вторых, процессы, происходящие на малых расстояниях, т.е. при больших передаваемых импульсах, можно рассчитывать по теории возмущений и получать для них надежные количественные предсказания, допускающие прямую экспериментальную проверку.

Убывание взаимодействия на малых расстояниях в КХД сопровождается, естественно, его ростом на больших расстояниях. Физически это, конечно, необходимо — иначе КХД не могла бы быть теорией сильного взаимодействия. Однако теоретически это приводит к ряду трудностей, поскольку теория сильного взаимодействия, когда константа связи велика, трудна для теоретического анализа.

На каких экспериментальных фактах основывается наша уверенность в правильности лагранжиана КХД? Как известно, введение цвета оказалось необходимым для описания всей совокупности данных адронной спектроскопии, в частности, для согласования кварковой типологии ферми-статистикой барионов. Исторические первые аргументы в пользу того, что на малых расстояниях кварки можно рассматривать как бесструктурные невязаннодействующие частицы, были получены в опытах по глубоководнеупругому рассеянию электронов на протонах. В дальнейшем этот вывод был уточнен и расширен при исследовании других жестких процессов: $\gamma\gamma$ -рассеяния, рождения лептонных пар в адронных столкновениях, e^+e^- -аннигиляции в адроны и рождения струй с большими поперечными импульсами (см. $1^{2,3}$). В последние годы при количественном сравнении результатов этих экспериментов с теоретическими вычислениями было надежно установлено, что в соответствии с предсказаниями КХД эффективный заряд $\alpha_s(z)$ убывает на малых расстояниях. Весьма важными для проверки теории были эксперименты по рождению адронных струй в e^+e^- -аннигиляции и адронных столкновениях, в частности, измерения трехструйных событий в e^+e^- -аннигиляции. Эти измерения доказали, что глюон является векторной частицей, и кварк-глюонное взаимодействие описывается калибровочной группой $SU(3)_c$ (последние данные и ссылки на предыдущие работы — см. в $3,4$).

В последние 5-6 лет был достигнут значительный успех в описании на основе КХД статистических свойств мезонов и барионов и низкоэнергетических процессов $5-7$ (см. также обзор $8,9$), т.е. явлений, происходящих на расстояниях порядка размеров нуклона $\sim 10^{-13}$ см (в дальнейшем такие расстояния я буду называть большими). В основе теоретического рассмотрения этих проблем лежала идея о существовании в вакууме КХД непертурбативных квантовых флуктуаций, т.е. флуктуаций, не описываемых теорией возмущений (сингулярных по константе взаимодействия α_s при $\alpha_s \rightarrow 0$). Было установлено, что в КХД такие флуктуации обязательно

присутствуют и приводят к появлению в вакууме конденсатов кварковых и глюонных полей, аналогично тому, как в конденсированных средах возникают конденсаты ферми- или бозе-полей. Выяснено также, что эти конденсаты играют чрезвычайно важную роль в определении свойств низколежащих адронных состояний: именно они определяют характерный масштаб масс и размеров адронов. Используя эту идею и определив значения кваркового и глюонного конденсатов из сравнения с опытом, на основе КХД удалось описать громадный экспериментальный материал: вычислить массы почти всех низших мезонных и барионных состояний со спинами $S \leq 2$ (включая массу протона), определить ширины лептонных распадов мезонов ($\rho \rightarrow e^+e^-$, $\pi \rightarrow \mu\nu$ и др.), ширины адронных распадов и величины констант взаимодействия ($\rho \rightarrow 2\pi$, $\omega \rightarrow 3\pi$,

$\eta \rightarrow 3\pi$ и др.), найти электромагнитные формфакторы мезонов и барионов при малых и промежуточных передаваемых импульсах, вычислить магнитные моменты протона, нейтрона, гиперонов и изобар, определить константы β -распада нейтрона и гиперонов, найти ряд характеристик частиц, содержащих тяжелые кварки (чармония, ипсилония, D - и B -мезоны, очарованные и ψ -барионы), их массы, ширины лептонных, фотонных и адронных распадов.

Несмотря на эти впечатляющие успехи КХД в объяснении адронной физики, ряд проблем КХД, причем проблем принципиальных, еще не решен. Самая важная из них — это, конечно, проблема конфайнмента — удержания кварков, т.е. теоретическое доказательство того, что свободные кварки не существуют в природе, не могут родиться и наблюдаться. Проблема эта, главным образом, теоретическая, и здесь создание новых усилителей вряд ли поможет. (Если только, как считают некоторые, не имеет места обратное утверждение: свободные кварки и глюоны существуют и могут родиться при достаточно больших — увы, неизвестно каких — энергиях).

Но даже если будет дано математическое доказательство удержания кварков, это не решит всех принципиальных проблем КХД: ведь для объяснения адронной физики нам необходимо знать не только сам факт невылетания кварков, но и какой механизм невылетания, как, например, рождающийся в жестких процессах на малых расстояниях кварк или глюон на больших расстояниях переходит в наблюдаемые адроны, или, как принято говорить, каков механизм адронизации кварков и глюонов. Следует подчеркнуть, что все те подтверждения КХД, о которых шла речь выше, обладали одним общим свойством: они не зависели от механизма адронизации. Так, в жестких процессах обсуждалось рождение адронных струй, а не индивидуальных адронов. Первые определяются рождением кварков и глюонов на малых расстояниях и слабо зависят от механизма адронизации, тогда как в рождении данного адрона существенен механизм адронизации. В другом подтверждении КХД, о котором шла речь выше — изучении процесса глубоководноупругого рассеяния лептонов на нуклонах — теория предсказывает только зависимость сечения $\sigma(q^2, x)$ от квадрата передаваемого импульса Q^2 при фиксированном отношении $x = Q^2/2\nu$, где ν — передаваемая нуклону энергия, но не зависимость $\sigma(q^2, x)$ от x при фиксиро-

ванном Q^2 . Последняя определяется обратным адронизации процессом фрагментации нуклона на кварки, который также происходит на больших расстояниях и для которого пока нет хорошего теоретического описания.

Я перейду теперь, по моему мнению, ко второй по важности после конфайнмента нерешенной проблеме в КХД — проблеме киральной симметрии, где, как я думаю, эксперимент может сыграть существенную, а может быть, даже и определяющую роль.

Как известно, входящие в лагранжиан КХД массы u и d -кварков, тех кварков, из которых состоят обычные нестранные адроны, весьма малы, $m_u = 4,2$ МэВ, $m_d = 7,5$ МэВ, (см., напр. [1]).

(Кварки, фигурирующие в лагранжиане КХД, обычно называются кварками, и их массы сильно отличаются от масс конститuentных кварков $m_{\text{конт}} \sim m_d \approx 350$ МэВ, фигурирующих в нерелятивистской кварковой модели адронов).

Так как m_u, m_d много меньше характерных адронных масс, то с хорошей точностью ими можно пренебречь и считать u и d -кварки безмассовыми. Поскольку взаимодействие между кварками в КХД осуществляется векторным глюонным полем, в приближении безмассовых кварков левые и правые кварковые поля становятся независимыми, и возникает два закона сохранения — левых L и правых R кварковых токов.

Существование двух независимых законов сохранения отвечает появлению в лагранжиане КХД с безмассовыми кварками дополнительной симметрии, которую называют киральной. Отсутствие переходов между левыми (со спином против импульса) и правыми (со спином по импульсу) кварками аналогично известной ситуации с безмассовыми нейтрино в слабых взаимодействиях. Оно связано с тем фактом, что в уравнении Дирака для фермионов, взаимодействующих с векторным полем, переворот спина (по импульсу $\rightarrow$ против импульса) может происходить только за счет массового члена.

Можно показать, однако, что киральная симметрия нарушается на физических состояниях, т.е. в природе в качестве физических состояний осуществляется один класс решений, а кирально-симметричный ему класс решений не осуществляется. Такое явление называют спонтанным нарушением киральной симметрии. То, что киральная симметрия нарушена, непосредственно следует из факта существования бариев, массу которых никак нельзя считать малой. Действительно, если продольные поляризации кварков не меняются при взаимодействиях, то то же самое должно относиться и к бариям, состоящим из трех кварков. Но в барисах наличие массы приводит к перевороту спина. Другим фактом, указывающим на нарушение киральной симметрии, является существование кваркового конденсата $\langle \bar{\psi} \psi \rangle = \langle \bar{u} \psi_L \psi_R \rangle + \langle \bar{d} \psi_R \psi_L \rangle$, который соответствует переходу в вакууме левых кварковых полей ψ_L в правые ψ_R и имеет характерный адронный масштаб $\langle \bar{\psi} \psi \rangle = -(240 \text{ МэВ})^3$. (Эти два явления — существование кваркового конденсата и наличие массы у бариев — связаны между собой: именно на этой идее основано вычисление масс бариев в КХД).

Ясно, что нарушение киральной симметрии должно быть непертурбативным и происходить на

больших расстояниях. Но тут сразу появляется ряд нерешенных проблем: каков механизм спонтанного нарушения киральной симметрии, один ли механизм ответствен за конфайнмент и нарушение киральной симметрии или это различные механизмы, на каких расстояниях происходит также нарушение, какова его роль в различных процессах и т.д.

Для экспериментального выяснения этих вопросов необходимы опыты с поляризованными пучками и (или) мишенями (желательно, и с тем и с другим). Действительно, амплитуду любого процесса можно представить в виде членов сохраняющих киральность (спиральность), нарушающих киральность, дважды запрещенных по киральности и т.д. Каждый из таких членов отвечает определенным спиновым конфигурациям начальных и конечных частиц, и чтобы отделить эти члены один от другого, нужно знать поляризацию начальных γ (или) конечных частиц. В настоящее время экспериментальные данные по этим вопросам довольно скудны и разрозненны. Но и они уже указывают на ряд интересных моментов: во-первых, поляризационные эффекты, как правило, весьма велики как при малых, так и при больших энергиях; во-вторых, есть указания на то, что эффекты нарушения киральной симметрии простираются вплоть до довольно больших передаваемых импульсов, т.е. до малых расстояний в противоречие с простыми оценками. Таким образом, вывод для будущей ускорительной программы из этой части моего доклада состоит в следующем: необходимо создание пучков поляризованных частиц. Это утверждение относится как к протонным ускорителям, так и к ускорителям на встречных e^+e^- пучках (в последнем случае нужен продольно-поляризованные пучки).

Близким, с теоретической точки зрения, к данной проблеме является другой, в настоящее время недостаточно изученный в КХД вопрос: выяснение механизма адронного рождения состояний кваркония и уточнение их свойств. Опыт последних десяти лет показал, что изучение тяжелых кварконов может сыграть ту же роль в создании квантовой хромодинамики, что и изучение атома водорода в создании квантовой механики. Это связано с тем, что переходя от тяжелых кварков к более легким, мы постепенно переходим из области малых расстояний, где с точки зрения теории все ясно, к области больших расстояний, в которой присутствуют все указанные выше нерешенные проблемы. Весьма перспективным для исследования тяжелых кварконов является рождение их как резонансов в прямом канале в pp -аннигиляции. Это требует создания антипротонных пучков высокой интенсивности и монохроматичности.

Я останавливаюсь теперь еще на одной нерешенной в КХД проблеме: проблеме экзотических состояний. В КХД следует ожидать появления большого числа состояний (резонансов), которых нет в простой кварковой модели: это глюонии (глюболы) — адроны, состоящие только из глюонов или из глюонов с примесью кварк-антикварковых пар; гибриды — мезоны, состоящие из пары кварк-антикварк в цветном состоянии и глюона; четырехкварковые состояния — мезоны, состоящие из двух кварк-антикварковых пар, каждая из которых находится в цветном состоянии; состояния из шести кварков, не связанные с двумя бариями и т.д. В настоящее время есть кандидаты на некоторые из этих состояний, но до сих пор определенных выводов не получено. В глюонии основная трудность их поиска

на эксперименте состоит в том, что, по-видимому, в глюониях, по крайней мере в низ-колежаших, велика примесь кварк-антикварковых пар, в результате чего исчезают четкие сигнатуры для их экспериментального выделения. Нет также четких экспериментальных сигнатур для выделения четырехкварковых состояний из легких (u, d) кварков, и, в большинстве случаев, гибридов. Возможный путь выхода из этих трудностей состоит в поисках каналов распада экзотических состояний на частицы, редко рождающиеся при распадах обычных резонансов (например, ϕ -, S -, δ -мезоны). В случае четырехкварковых состояний в адронных столкновениях целесообразен поиск $SSSS$ или $\bar{S}\bar{S}SS$ состояний, для которых есть определенные сигнатуры. Также возможен поиск таких состояний, как резонансы в прямом канале в e^+e^- -аннигиляции.

Весьма перспективным для поиска экзотических состояний является изучение радиационных распадов чармония в e^+e^- -аннигиляции: $e^+e^- \rightarrow \gamma/\psi \rightarrow \chi + \text{адроны}$. (Именно в таких экспериментах были найдены кандидаты в глюонии).

Все опыты по поискам экзотических состояний требуют наблюдения редких событий, т.е. большой интенсивности пучков - и это второй вывод для будущей ускорительной программы.

Последняя проблема, которую я хочу обсудить, это вопрос о свойствах адронного вещества при высоких температурах и плотностях. Качественно поведение адронной материи при высоких температурах совершенно ясно, в этом случае мы попадаем в область асимптотической свободы в КХД, и, следовательно, адронная материя будет существовать в виде плазмы, состоящей из кварков и глюонов, сравнительно слабо взаимодействующих между собой. Ясно также, что если бы удалось получить такую плазму в некотором объеме (например, путем столкновения тяжелых ионов), то она стала бы расширяться, температура ее падать, через некоторое время начался процесс адронизации и возникло бы большое число адронов. О теоретической точке зрения существование кварк-глюонной плазмы при высоких температурах не вызывает сомнений, и поэтому ее экспериментальное обнаружение мало что могло бы добавить к нашему пониманию. То, что представляет интерес, это изучение переходной области, т.е. области температур, где можно ожидать фазового перехода адронного вещества в кварк-глюонную плазму. Оценки температур дают, что они должны быть порядка 200-300 МэВ, а соответствующие плотности энергий порядка одного или нескольких ГэВ/фм³, что отвечает энергиям сталкивающихся ионов ~ 10 ГэВ/нуклон [10,11]. Следует иметь в виду, что эти оценки очень грубы. Обсуждавшаяся выше проблема - совпадает ли радиус конфайнмента с размером нарушения киральной симметрии, проявляется и здесь. Возможно, что есть два фазовых перехода: один, отвечающий образованию кварк-глюонной плазмы

T_{conf} , а другой - восстановлению киральной симметрии T_{chir} , причем $T_{chir} > T_{conf}$.

Важный вопрос - как наблюдать такие фазовые переходы? Был ряд предложений: наблюдать частицы с большими p_T , прямые фото-

ны или дилептонные пары, изменение отношения R/π или K/π и др. (см. [11]). Однако все это они не свободны от критики [10]. Если в результате дальнейших поляризационных опытов мы станем лучше понимать механизм нарушения киральной симметрии, то подобного рода измерения окажутся полезными для обнаружения и изучения фазового перехода, соответствующего восстановлению киральной симметрии.

В заключение несколько слов о поведении адронного вещества при высоких плотностях.

Виттен [12] высказал мысль о том, что при высоких плотностях адронная материя должна перейти в состояние, где было бы примерно равное число u -, d - и s -кварков, т.е. в состояние "странной" материи. Аргументация состояла в том, что при достаточно больших плотностях и числе частиц энергия Ферми вырожденной системы u - и d -кварков (в расчете на один кварк) может заметно превосходить массу s -кварка, так что для системы будет выгодно, чтобы часть u -кварков s -распадом перешла в s -кварки, что приведет к понижению энергии системы. Качественно эффект ясен, но количественно, при каких параметрах системы начнет возникать "странная" материя, могут ли существовать звезды из "странной" материи - эти вопросы остаются открытыми. Также открытым остается вопрос о том, можно ли искать "странную" материю в земных условиях.

Литература

1. Б.Л.Иоффе, Л.Н.Липатов, В.А.Хозе. Глубоко-неупругие процессы. М.Энергоатомиздат, 1983.
2. M.Jacob, Proc.of XXII Intern.Conf.on High Energy Physics, Leipzig, 1984, v.II, p.150.
3. H.Aihara et al. Phys.Rev.Lett. 57, 945 (1986)
4. Ya.I.Azimov, Yu.L.Dokshitzer, V.A.Khoze, S.I.Troyan, Phys.Lett. 165B, 147 (1985).
5. M.A.Shifman, A.I.Vainshtein, V.I.Zakharov, Nucl.Phys. B147, 385, 448 (1979).
6. B.L.Ioffe, Nucl.Phys. B188, 317 (1980); B192, 591 (1981).
7. Б.Л.Иоффе, А.В.Смилга, Письма в ЖЭТФ, 37, 250 (1983).
8. Б.Л.Иоффе, Материалы XX Зимней школы ЛЯФ, Л., ЛЯФ, 1985, с.113.
9. В.А.Хозе, М.А.Шифман, УФН, 140, 3 (1983)
10. J.D.Bjorken, Phys.Rev. 27, 140 (1983)
11. Э.В.Щуряк, Материалы XX Зимней школы ЛЯФ, Л., ЛЯФ, 1985, с.184.
12. E.Witten, Phys.Rev. 20, 272 (1984).

ОСНОВНЫЕ ИТОГИ XII МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ ПО УСКОРИТЕЛЯМ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В.П. Д ж е л е п о в

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Тринадцатая Международная конференция по ускорителям частиц высоких энергий проходила в 1986 году в Академгородке (Новосибирск). Конференция проводилась Институтом ядерной физики СО АН СССР при поддержке Международного Союза по фундаментальной и прикладной физике (IUPAP) и АН СССР. Эта конференция является традиционной и проводится поочередно в различных странах мира (СССР, США, Швейцария). Предыдущая, XI конференция проходила в США в 1983 году.

Проведение конференции в том или другом крупном ускорительном центре мира является почетным актом. Он отражает признание международной научной общест-венностью того крупного и основополагающего вклада, который внесли ученые этого центра в развитие физики и техники ускорителей. ИЯФ СО АН СССР был выб-ран потому, что он является родоначальником одного из важнейших направлений в развитии ускорителей, именно ускорителей со встречными пучками. Это направле-ние в течение уже 30 лет успешно и плодотворно развивается в ИЯФ СО АН СССР, и здесь накоплен большой научно-технический потенциал.

В работе конференции приняли участие ведущие ученые и специалисты практи-чески всех ускорительных лабораторий мира: В.Панофский, Б.Рихтер, А.Н.Скринс-кий, Х.Шоппер, Г.Воос, Ф.Зоргель, Т.Нипикава и др.

Общее количество участников составило 221 чел., в т.ч. 74 из капиталисти-ческих стран, 137 из Советского Союза и 10 из других социалистических стран. Делегатами конференции явились ученые более чем из 15 стран мира: СССР, США, Англии, ФРГ, Франции, Италии, Японии, Швейцарии, Голландии, ПНР, ГДР, ЧССР и др.

Председателем Оргкомитета являлся академик А.Н.Скринский. На конференции было обсуждено 160 докладов.

По традиции проведения таких конференций после официального открытия сос-тоялась лекция о статусе и перспективах развития физики высоких энергий. С этой очень интересной лекцией "Физика высоких энергий-86" выступил член-кор-респондент АН СССР, профессор Л.Б.Окунь. В ней он дал очень убедительное обос-нование необходимости строительства ускорителей на возможно более высокие энергии. В частности, он аргументировал это тем, что "в области энергий до нескольких ТэВ должна существовать "страна" скалярных бозонов, в которой нару-шается калибровочная симметрия и образуются массы всех известных и неизвест-ных частиц. Отсюда теоретики импортируют не только массы, но и углы смешива-ния, CP-нарушение и даже P-нарушение". Он указал также, что согласно совре-менным суперсимметричным теориям в природе должны существовать не наблюдав-шиеся пока т.н. S-частицы (суперпартнеры наших обычных частиц) с массами около 0,3 ТэВ, а с учетом высших симметрий $E_8 \times E_8 \rightarrow E_6 \rightarrow SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ также частицы с массами в районе 1 ТэВ (это второй Z-бозон, несколь-ко новых лептонов и кварков, дополнительные хиггсоны и их суперпартнеры).

Таблица 1.

1. Открытие J/ψ частиц (массы $3 \pm 4,4$ ГэВ, спин 1).
2. Открытие Z' -лептона (масса 1,6 ГэВ).
3. Открытие очарованных частиц

D^0 (1,863 ГэВ)
 D^+ (1,868 ГэВ)
 F^+ (2,032 ГэВ)

 и очарованного кварка "C" (1,6 ГэВ).
4. Открытие прелестных частиц Y (масса 9,6 - 10,4 ГэВ) и прелестного кварка "b" (4,8 ГэВ).
5. Открытие глюона (спин 1, масса 0), ответственного за сильное взаимодействие между кварками.
6. Открытие адронных струй.
7. Открытие заряженных бозонов W^+ и W^- с массами $(80,9 \pm 1,5)$ ГэВ и нейтрального бозона Z^0 массой $(95,6 \pm 1,4)$ ГэВ, ответственных за слабое взаимодействие.

Таблица 2. Ускорители высоких энергий

Страна, название	Частицы	Энергия, ГэВ	Проектная светимость ($\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$) интенсивн. (с^{-1})	Год запуска
<u>США</u>				
ТЕВАТРОН I	$p+\bar{p}$	800+800	$2 \cdot 10^{29}$	1985
ТЕВАТРОН II	p неполноцен. мишень	800	$5 \cdot 10^{13}$	1986
SLC	e^+e^-	50+50	$6 \cdot 10^{30}$	1987
BLC	e^+e^-	1000+1000	$1,5 \cdot 10^{32}$	?
SSC	$p+p^-$	20000+20000	$10^{32}+10^{33}$	?
<u>СССР</u>				
УНК-I	p	600	10^{14}	1990
УНК-II	$p+p^-$	3000+3000	10^{30}	1994
ВЛЭПП	e^+e^-	150+150	10^{32}	?
	e^+e^-	500+500	10^{33}	?
<u>ИЕРН</u>				
РАС	$p+\bar{p}$	450+450	10^{29}	1986
LEP I	e^+e^-	55+55	$1,6 \cdot 10^{31}$	1988
LEP II	e^+e^-	100+100	10^{32}	?
LEP III	e^+e^-	125+125	10^{32}	?
LHC	$p+\bar{p}$	9000+9000	10^{31}	?
	$p+e^-$	9000+90	$3 \cdot 10^{31}$	?
<u>ФРГ</u>				
HERA	$p+e^-$	820p+30e ⁻	$6 \cdot 10^{31}$	1989
<u>Япония</u>				
TRISTAN	e^+e^-	30+30	$2 \cdot 10^{31}$	1986

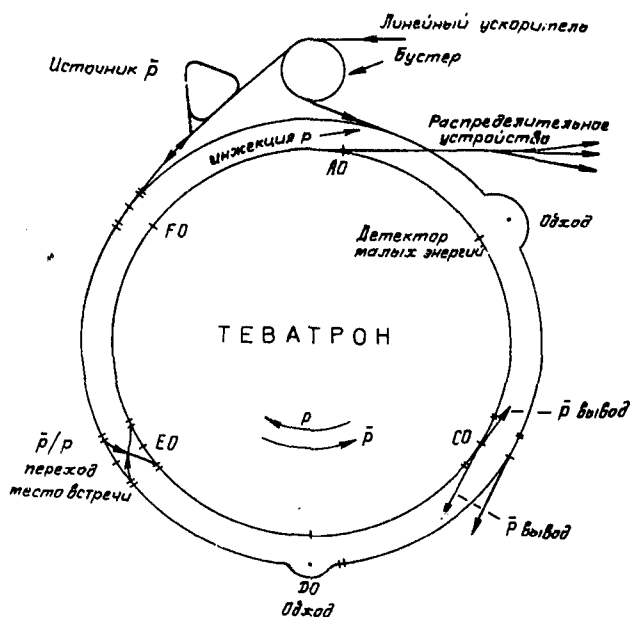


Рис. 1. ТЕВАТРОН Национальной лаборатории им. Э.Ферми (США) и источник $\bar{p}$.

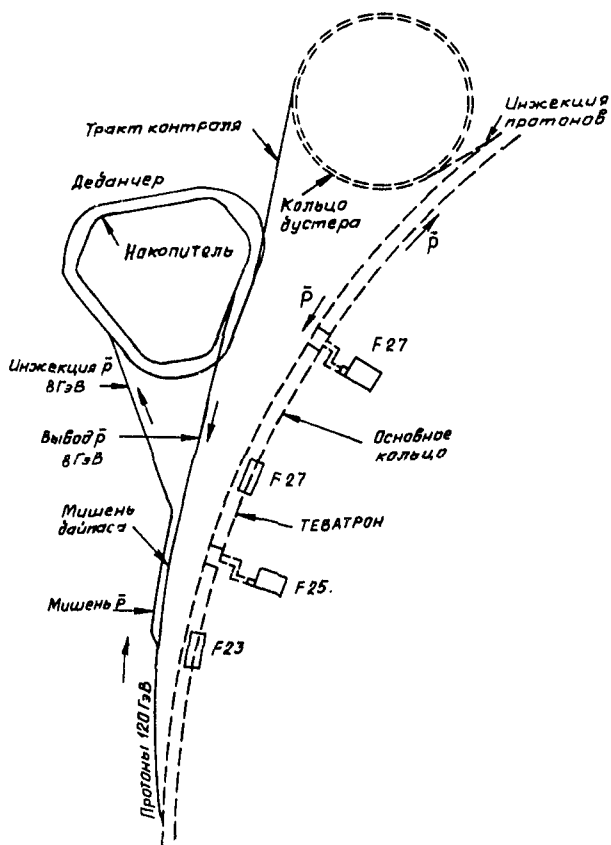


Рис. 2. Схема антипротонного источника.

Ясно, что дорога в эту "суперстрану" лежит через ускорители высоких и сверх-высоких энергий. Их сооружение в ближайшие годы является остро необходимым, так как оно обеспечит прогресс в наших познаниях законов природы. Понимание сложившейся ситуации приводит к сокращению сроков сооружения ряда крупных ускорителей в США и Европе. Это настоятельно требует также корректировки сроков создания сооружаемых у нас в стране крупных ускорительных комплексов.

Не имея возможности остановиться на всех проблемах, обсуждавшихся на конференции, я сосредоточу внимание только на главных из них. Это - ускорители высоких энергий на встречных пучках (кольцевые и линейные), протонные ускорители с фиксированной мишенью и отчасти новые схемы ускорения; использование сверхпроводимости в магнитах ускорителей и ВЧ-резонаторах и проекты высоко-точных ускорителей на промежуточные энергии ($\sim 30-45$ ГэВ). Особое внимание я уделяю встречным пучкам, ибо именно на них за последние 10-15 лет сделаны практически все выдающиеся открытия и получены важнейшие физические результаты, которые привели к революционным изменениям в понимании нами строения материи и фундаментальных сил природы. Краткий перечень этих открытий представлен таблицей I.

Говоря о высокой роли встречных пучков для физики высоких энергий, я одновременно хочу особо подчеркнуть важность сооружения протонных ускорителей на энергии ~ 1 ТэВ с фиксированной мишенью. Они дополняют арсенал средств, с помощью которых мы изучаем структуру материи, ибо позволяют вести не менее фундаментальные исследования на интенсивных пучках вторичных частиц (нейтрино, мюоны, гипероны и т.п.), что невозможно осуществить на встречных пучках.

Я опускаю проблему ускорителей тяжелых ионов (т.к. по ней не было крупных докладов), вопросы управления ускорительными комплексами, а также раздел динамики и диагностики пучков.

В таблице 2 представлен перечень всех ускорителей высоких энергий ($E_p \geq 300$ ГэВ, $E_e \geq 30$ ГэВ) в мире, как существующих и строящихся, так и проектируемых. Здесь же указаны самые главные параметры. Как правило, каждый ускоритель или коллайдер высоких энергий базируется на целом каскаде ускорителей меньших энергий - инжекторов, бустеров, накопителей и т.д.

Ускорители высоких энергий США

Наиболее мощным действующим протонным ускорителем в мире в настоящее время является "Теватрон" ФНАЛ (США, Батавия). Он ускоряет протоны до энергии 800 ГэВ. Создание и запуск в 1984 г. источника (накопителя) антипротонов позволило в 1985 г. осуществить на "Теватроне" режим $p\bar{p}$ -коллайдера с энергией в системе центра масс 1600 ГэВ при светимости $3 \cdot 10^{26} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, теперь "Теватрон" стал как самым мощным ускорителем, так и самым мощным коллайдером в мире. Намечено в 1987 году довести светимость коллайдера до $2 \cdot 10^{29} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Общая схема комплекса "Теватрона" (ускорителя и коллайдера) дана на рис. 1. Протоны от линака 200 МэВ ускоряются последовательно в бустере и основном кольце "Теватрона" до $E = 120$ ГэВ, попадают на мишень и образуют антипротоны с энергией ~ 8 ГэВ. Последние накапливаются в $\bar{p}$ -накопителе (рис. 2) и через некоторое время, приобретая монохроматичность при той же энергии 8 ГэВ, вносятся в основное кольцо. Затем ускоряются до энергии 800 ГэВ и сталкиваются с ускоренными до той же энергии протонами. В настоящее время в точке пересечения пучков p и $\bar{p}$ установлен большой 4П-детектор, подобный детекторам UA-1 или UA-2, работающим в ЦЕРНе на $p\bar{p}$ встречных пучках с энергией

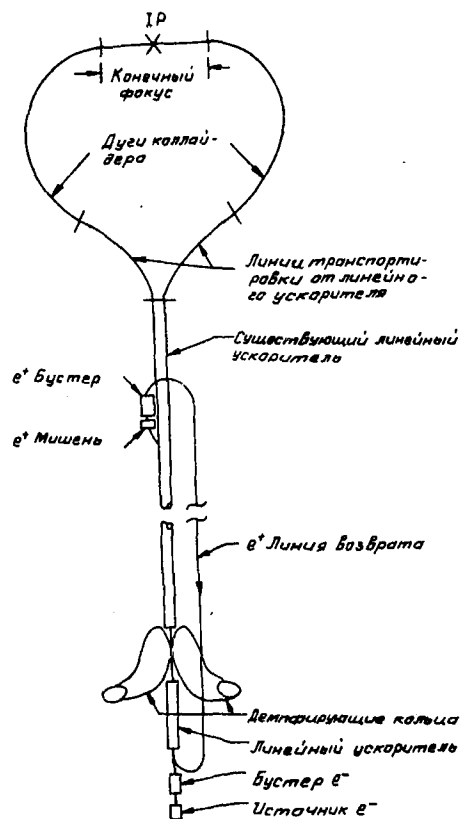


Рис. 3. Схема разводки пучков SLC.

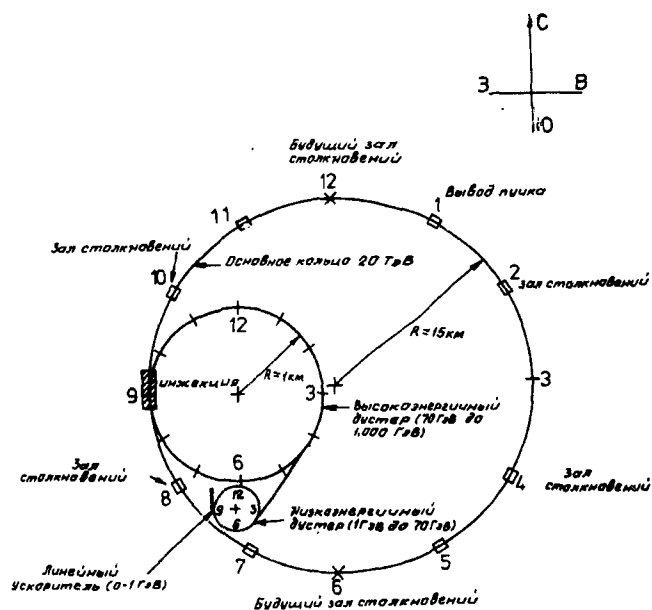


Рис. 4. Комплекс SSC.

~400 ТэВ. На коллайдере Батавии с использованием указанного детектора зарегистрировано $3 \cdot 10^6$ событий рр-взаимодействий.

Следующий коллайдер создается в США на базе 20 ТэВ электронного линейного ускорителя SLAC (Стэнфорд). Он имеет название SLC. Это электрон-позитронный коллайдер на энергию 2×50 ТэВ. Для увеличения энергии электронов от 20 до 50 ТэВ была произведена замена всех работавших ранее 24 МВт клистронов на новые 67 МВт клистроны, обеспечивающие прирост энергии в 250 МэВ от каждого клистрона. Используется 240 таких клистронов. Рабочая частота 2856 МГц, длительность импульса 3,6 нс. Средний срок службы 11000 часов. Собираются довести его до 20-30 тысяч часов. Основные параметры SLC приведены в таблице 3. Проектная светимость $6 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Поражают очень малые размеры пучков как в процессе ускорения и транспортировки (30 мкм), так и в точке встречи (1,65 мкм). Схема ускорителя дана на рис. 3. Демпферные кольца в начальной части ускорителя сделаны для того, чтобы "охлаждать" пучки e^+ и e^- , придать им максимально возможную монохроматичность. Надежная работа ускорителя обеспечивается 18 электронными системами обратной связи. Система управления процессом ускорения, банчировки и наводки пучков друг на друга базируется на 2 больших ЭВМ (VAX) и 75 микропроцессорах. Допуск на магнитные элементы 100 мкм.

В настоящее время большинство работ по сооружению SLC закончено, и пуск ускорителя намечен на середину 1987 года. В SLAC также ведется разработка коллайдера e^+e^- на встречных пучках от двух линейных ускорителей на энергию 1000 ТэВ каждый со светимостью $1,5 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В таблице 4 даны основные параметры этого гигантского коллайдера, носящего название VLS. По ранним оценкам разработка технического проекта его займет 5 лет. При градиенте ускорения 100 МэВ на метр длина одного ускорителя составит 10 км.

В США также разрабатывается проект гигантского сверхпроводящего протон-протонного суперколлайдера SSC на энергию 20 ТэВ в каждом пучке. Схема его приведена на рис. 4. Коллайдер представляет собой два ускорительных кольца, расположенных в туннеле одно над другим. Длина окружности колец около 100 км. Число точек пересечения пучков - 6. Комплекс этого коллайдера состоит из линака-инжектора на 1 ТэВ, бустера I на 70 ТэВ, бустера II на 1 ТэВ и главных колец на 20 ТэВ. Основные параметры коллайдера SSC приведены в таблице 5. Рассматривается также вариант рр-коллайдера, но для этого потребуются некоторое увеличение апертуры кольцевого магнита. Стоимость сооружения коллайдера оценена в $3 \cdot 10^9$ долларов. Концептуальный проект завершен в марте 1986 г. Время сооружения 6,5 лет. Если проект будет утвержден в 1988 г., то комплекс коллайдера в полном объеме будет закончен постройкой в 1994 году.

В настоящее время в Брукхевене для SSC создано 2 полномасштабных сверхпроводящих дипольных магнита длиной около 17 м каждый с апертурой 4 см и магнитным полем около 6,6 Тл (используется сверхпроводящий кабель NbTi 2178 нитей диаметром 5-7 мкм). Схематичный разрез диполя и аксонометрия его центральной части с поясняющими надписями даны на рис. 5 и 6. Используются магниты с холодным железом - сквозь ярмо протекает жидкий гелий. Диполь в криостате поддерживается специальной этажеркой с тепловыми развязками по температуре $T = 293; 80; 20$ и 4,5 К. Ожидаемый теплоприток 25 Вт для 80 К; 2,5 Вт для 20 К газогелиевый экран и 0,3 Вт - для 4,5 К. Изготовление криостатов и испытания магнитов в сборе производится во FNAL.

Место сооружения коллайдера SSC пока не определено, и проект также пока не утвержден. Одним из шести рассматриваемых мест является FNAL (Батавия), где имеется 800 ТэВ протонный ускоритель, который может служить инжектором для SSC.

Таблица 3. Параметры линейного e^+e^- коллайдера SLC

	Первый год	Номинально	Единицы
Энергия пучка	50	50	Е(ГэВ)
Частота повторения	120(a)	160	г(с ⁻¹)
Разброс импульса	$\pm 0,2$	$\pm 0,2$	р/р(%)
Длина сгустка	1,5	1,5	x(мм)
Размер пучка в месте встречи	2,07	1,65	x,y(мм)
Светимость	$6,4 \cdot 10^{29}$	$6,0 \cdot 10^{30}$	см ⁻² с ⁻¹
Ускоряющий градиент	17		МэВ/м

Таблица 4. Коллайдер на линейных ускорителях BLC

$$2 \times 1000 \text{ ГэВ, } L = 1,5 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$$

Частота ускоряющего поля, МГц	2856 ($\lambda=10 \text{ см}$)	5712 ($\lambda=5 \text{ см}$)
Длина одного ускорителя, км	20	10
Градиент ускор.поля МВ/м	50	100
Пиковая мощность клистр. МВт	330	360
Средняя -- " -- кВт	23	16
КПД клистронов, %	50	50
Мощность из сети на два ускорителя, МВт	390	290
Стоимость	$3 \cdot 10^9$ долларов	$2,4 \cdot 10^9$ долл.

Клистрон, разработанный в SLAC для SLC, имеет следующие характеристики:

	Достигнутые	Проектные
Импульсная мощность, МВт	100	150
Длительность импульса, мкс	1	1
Частота повтор., Гц	100	160
Импульсн.напряжен., кВ	440	450
КПД, %	50	55

Имеется указание департамента энергии США разработать тех.проект BLC в течение ближайших пяти лет.

Таблица 5. Параметры pp коллайдера - SSC

Конечная энергия	E	20	ТэВ
Магнитное поле	B_0	6,6	Тл
Градиент	G	250	Тл/м
Периметр	$2\pi R$	95	км
Число пересечений	N_x	6	
Длина диполя	L_g	17	м
Длина квадруполя	L_o	5	м
Длина участка взаимодействия	L_{int}	20	м
Угол пересечения	α	0,0	
Число протонов в пучке		10^{14}	
Диаметр пучка		10	мкм
Апертура		4	см
Светимость		10^{33}	$\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$
Стоимость		$3 \cdot 10^9$	долларов

Комплекс SSC состоит из 4 ускорителей

1. Линак - инжектор	1 ТэВ
2. Бустер I	70 ТэВ
3. Бустер II	1 ТэВ
4. Коллайдер	20 ТэВ

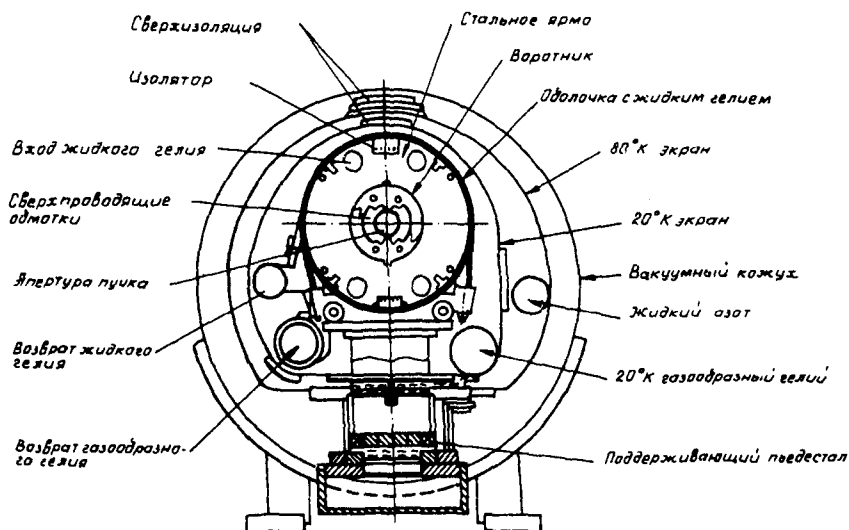


Рис. 5. Дипольный магнит ~17 м для SSC .

Ускорители высоких энергий СССР

Основным мощным ускорительным комплексом, строящимся в СССР, является протонный ускорительно-накопительный комплекс (УНК), создаваемый в ИФВЭ в Протвино. Параметры УНК приведены в таблице 6. В этот комплекс входят: уже имеющийся инжектор – протонный линейный ускоритель на 30 МэВ с пространственно однородной квадрупольной фокусировкой, бустер на энергию 1,5 ГэВ, синхротрон на 70 ГэВ и вновь сооружаемые железный синхротрон на 600 ГэВ и сверхпроводящий синхротрон на 3000 ГэВ (рис. 7). Железный и сверхпроводящий синхротроны размещаются один над другим в одном туннеле длиной 20 км и диаметром 4,5 м. На первом этапе будет задействован железный синхротрон на 600 ГэВ (1990 г.), а затем сверхпроводящий ускоритель на 3000 ГэВ (1992 г.). И тот и другой последовательно после завершения строительства будут работать в режиме с фиксированной мишенью. (Для 600 ГэВ это будет струйная протонная поляризованная мишень). На ускорителе 3000 ГэВ будут созданы пучки адронов, мюонов и нейтрино. Предполагается также к 1993 г. построить комплекс источника антипротонов, и в 1994 г. осуществить встречные $p\bar{p}$ -пучки с энергией 6000 ГэВ в с.ц.м. Позднее, после сооружения и ввода в действие второго сверхпроводящего кольца на 3000 ГэВ (1995–1996 гг.), располагающегося в том же туннеле, можно будет провести и pp -столкновения с той же энергией 6000 ГэВ в с.ц.м.

На пучках 3000 ГэВ ускорителя будут размещены 5–6 крупных экспериментальных установок, а на встречных пучках вначале одна, а затем две, созданные совместно большими коллективами ученых ИФВЭ, ОИЯИ и других институтов.

В ИФВЭ созданы и испытаны образцы сверхпроводящих магнитов на поле 4,5–5 Тл (сверхпроводник NbTi), как с теплым железом, так и с заизолированным. Для образцов магнитов второго типа потери на тепло составляют 1,3 Вт/м вместо 3,4 Вт/м для образцов с теплым железом. Производство железных магнитов ведется в НИИЭФА. Туннель на 15 октября 1986 г. пройден на 3,5 км, сделано несколько (около 10) шахт. Глубина залегания туннеля до 30 м. Окончание проходки туннеля намечено на 1989 г.

Вторым грандиозным проектом, разрабатываемым в нашей стране, является проект электрон-позитронного коллайдера ВЛЭПП на энергии частиц 2×150 и далее 2×500 ГэВ. Эти работы ведутся в ИЯФ СО АН СССР (Новосибирск). Коллайдер состоит из двух линейных ускорителей, пучки электронов и позитронов из которых с большой точностью направляются навстречу друг другу. Основные параметры этого коллайдера приведены в таблице 7.

Даже не специалисту ясно, насколько трудные проблемы необходимо решить разработчикам этого проекта. Их множество. Для иллюстрации назову только три из них. Вот одна. Для сокращения длины ускорителя и, следовательно, снижения его стоимости необходимо обеспечить максимально возможный темп ускорения на единицу длины ускорителя, но не менее 100 МэВ на метр. Нигде за рубежом такого градиента не получено. Новосибирцам пока удалось получить на секции ускоряющей структуры ВЛЭПП 90 МэВ на метр. Вторая – это создание мощных СВЧ-генераторов в диапазоне частот несколько гигагерц для питания ускоряющих структур ВЛЭППа. Эта проблема будет решаться в несколько этапов. В настоящее время создан СВЧ-генератор диапазона 915 МГц "Магникон"^{*}. Параметры его приведены в таблице 8. Он имеет выходную мощность 1,7 МВт и частоту повторения 1–2 Гц. Авторы полагают, что на принципе "Магникона" им удастся создать генератор, развивающий в импульсном режиме мощность 40–50 МВт при частоте порядка нес-

^{*} XIII Международная конференция по ускорителям высоких энергий. Аннотации докладов. ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1986 г., с.191.

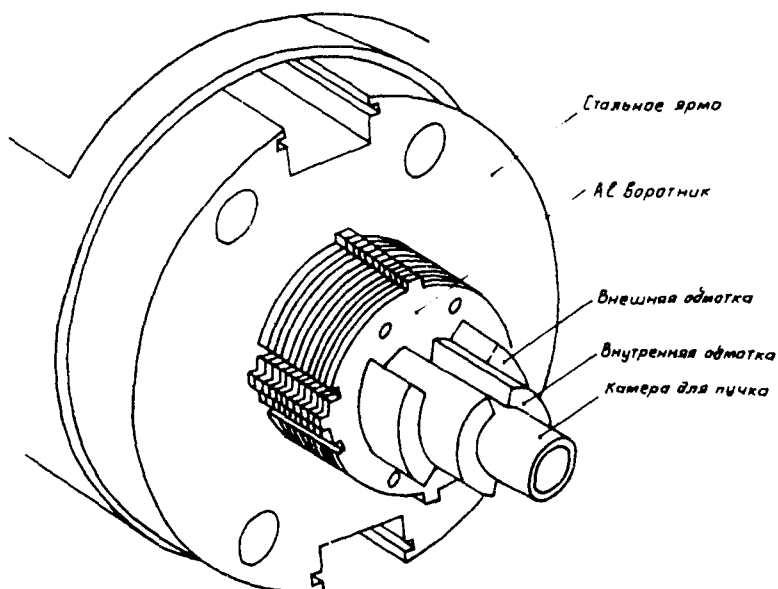


Рис. 6. Аксонометрия дипольного магнита для SSC .

Таблица 6. Основные параметры I и II ступеней УНК

		I ступень	II ступень
Периметр	М	20772	20772
Максимальная энергия	ГэВ	600	3000
Максимальная напряженность магнитного поля	Тл	I	5
Максимальная импульсная интенсивность прот./цикл		$2,4 \cdot 10^{14}$	$2,4 \cdot 10^{14}$
Количество технологич. промежутков		2	2
Длина технологич. промежутка	М	800	800
Количество промежутков для встречных пучков		4	4
Длина промежутка для встречных пучков	М	490	490
Полное число дипольных магнитов		2176	2176
Полное число квадрупольных магнитов		454	438
Длина дипольного магнита	М	5,8	5,8
Длина квадрупольного магнита	М	3,7	3,7
Бетатронные частоты		36,7	36,7

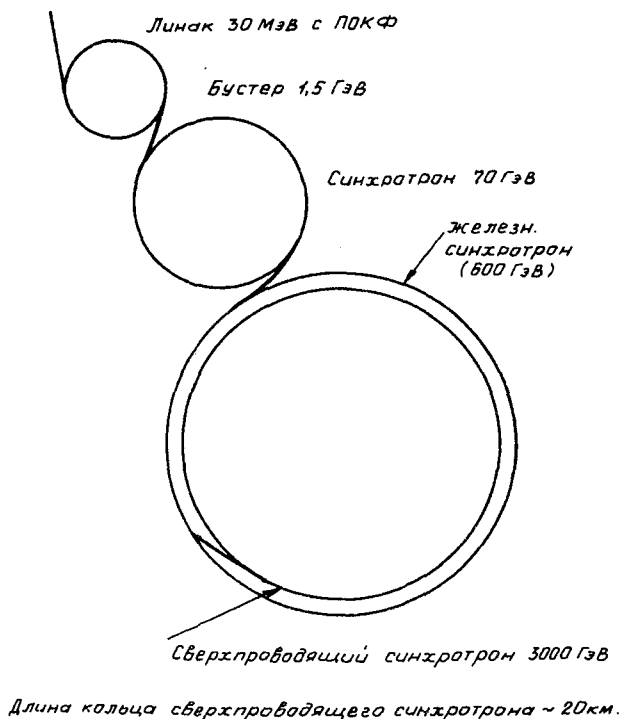


Рис. 7. Схема комплекса УНК.

Таблица 7. Проект ВЛЭШ

	I очередь	II очередь
Энергия	2x150 ГэВ	2x500 ГэВ
Длина	2x1,5 км	2x5 км
Средняя мощность пучков	2x250 кВт	2x1 МВт
Импульсная мощность ВЧ-генераторов (общая)	1000 ГВт	4000 ГВт
Потребление от сети	15 МВт	40 МВт
Градиент ускор. поля	100 МэВ/м	100 МэВ/м
Число мест встречи	до 5	
Частота циклов	10 с ⁻¹	
Число частиц в сгустке	10 ¹²	
Эффект. площадь встречи	10 мкм ²	
Светимость e ⁺ e ⁻	10 ³² см ⁻² с ⁻¹	

кольких гигагерц. Третья — это получение поперечных размеров пучков e^+ и e^- в точках встречи с площадью порядка нескольких квадратных микрон для обеспечения светимости коллайдера в диапазоне $10^{32} - 10^{33} \text{ с}^{-1}$.

В настоящее время по этому проекту интенсивно ведутся многочисленные опытно-конструкторские разработки, моделирование и создается необходимая техническая документация.

Ускорители высоких энергий Западной Европы

Как известно, страны Западной Европы в настоящее время имеют в ЦЕРНе работающий протон-антипротонный коллайдер на энергии до $2 \times 450 \text{ ГэВ}$, на котором около трех лет назад было сделано выдающееся открытие мирового значения — обнаружено рождение W^+ и W^- промежуточных векторных бозонов.

Там же сейчас сооружается электрон-позитронный коллайдер LEP на энергии $2 \times 50 \text{ ГэВ}$ с развитием его в будущем до $2 \times 125 \text{ ГэВ}$. Основные параметры LEP приведены в таблице 9. Туннель, где располагается коллайдер, имеет длину 27 км и диаметр 4,5 м. Число точек пересечения пучков или мест для экспериментов — 8. На первом этапе — 4. На одном из них будет стоять детектор DELPHI, в создании которого участвует ОИЯИ. На другом — детектор L-3, в создании которого участвуют ИТЭФ и ЛЯФ АН СССР. Стоимость I-й очереди LEP оценена в 1986 г. в 550 млрд. долларов, а характерная стоимость каждого детектора 40 + 50 млн. долларов.

Как можно видеть из рис. 8, в комплексе LEP будут задействованы шесть ускорителей. Инжектор, состоящий из сильноточного линака I для ускорения электронов до 200 МэВ и получения позитронов, относительно слаботочного линака II, который будет ускорять электроны и позитроны до 600 МэВ, и кольцевого аккумулятора-накопителя e^+e^- также на 600 МэВ. В последующий каскад ускорителей входят: переделанные для ускорения e^+e^- протонный синхротрон PS (ускоряющий e^+e^- до 3,5 ГэВ), протонный синхротрон SPS, ускоряющий e^+e^- до 23 ГэВ и, наконец, LEP, где частицы ускорятся до 50, а в будущем до 100 — 125 ГэВ. Строительство LEP идет очень быстрым темпом: оба линака уже готовы, уже заканчивается сооружение кольцевого накопителя. Проходка туннеля идет со скоростью 30 м в день и будет закончена к середине 1987 г. Идет также сооружение шахт (18 шт.) и залов для детектора. Монтаж оборудования и наладка будут закончены в середине 1988 г., а эксперименты планируется начать в начале 1989 г.

В ЦЕРН прорабатывается также проект большого коллайдера (LHC) для pp - и ep -столкновений; pp -коллайдер размещается в туннеле LEP, под коллайдером LEP. В протонных кольцах предполагается использовать диполи с полем 10 Тл в апертуре 5 см. Оба диполя размещаются в одном общем яре. Расстояние между диполями 12 см.

Достижимая энергия по протонам 9 ТэВ, что дает энергию коллайдера в центре масс $\sqrt{s} \approx 18 \text{ ТэВ}$. Расчетная светимость $L = 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Намечается также реализовать вариант ep -столкновений, используя электроны, ускоренные в кольце LEP до 90 ГэВ. При энергии протонов 9 ТэВ в центре масс можно будет получить энергию $\sqrt{s} = 1,4 - 1,8 \text{ ТэВ}$ и светимость $L \sim 3 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

В качестве инжектора протонов будет использоваться существующий SPS, дающий протоны с энергией 450 ГэВ.

Таблица 8. МАГНИКОН

1. Энергия электронов	кэВ	280
2. Ток пучка	А	9,4
3. Мощность пучка	МВт	2,6
4. Длительность импульса (пучка)	мкс	50
5. Частота повторения	имп/с	1+2
6. Выходная мощность	МВт	1,7
7. К П Д	%	65
8. Потери в выходном резонаторе	кВт	50
9. Потери в пассивном резонаторе	кВт	180
10. Электронный КПД	%	74
11. Длительность импульса ВЧ-мощности	мкс	30
12. Коэффициент усиления	ДБ	26

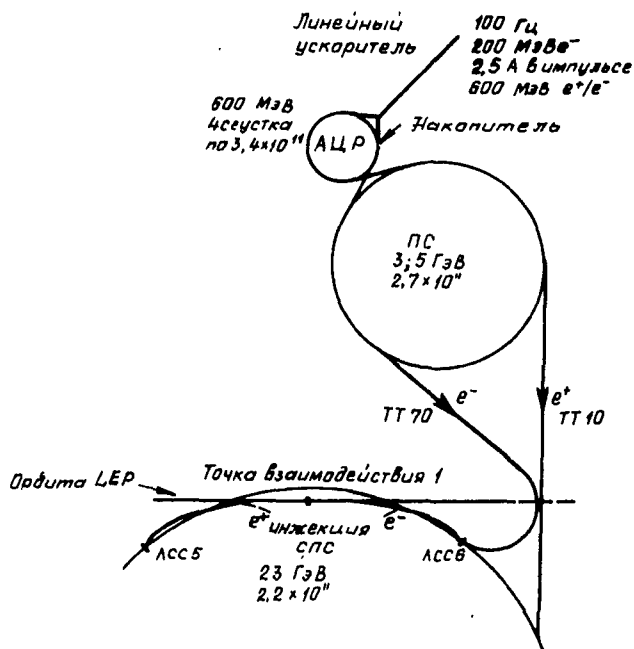


Рис. 8. LEP-I (50e⁻, 850e⁺ циклов).

Таблица 9. Основные характеристики e^+e^- -накопителя LEP

Энергия одного пучка	50-125 ГэВ
Светимость	$0,9-2,7 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
Число пересечений	4 - 8
Число банчей в пучке	2 - 4
Длина окружности	26658 м
Диаметр туннеля	4,5 м
Диаметр экспериментальных залов	21 м
Стоимость накопителя LEP-1	900 млн. швейцарских франков
Стоимость каждого детектора	80 млн. швейцарских франков

Таблица 10. Основные параметры коллайдера HERA

	р-кольцо	е-кольцо	единицы
Энергия	820	30	ГэВ
Периметр	6336		м
Число точек взаимодействия	4		
Отклоняющее магнитное поле	4,53	0,1849	Тл
Энергия инжекции	40	14	ГэВ
Частота ускоряющего поля	208,189	499,667	МГц
Циркулирующий ток	480	58	мА
Число ступок	210	210	
Светимость	$0,6 \cdot 10^{32}$		$\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
Длина участка взаимодействия	15		м
Время поляризации		20	мин
Поляризация	продольная и поперечная		

Анализ показал, что оптика обеих машин, протонной и электронной, удовлетворяет всем требованиям и имеет хорошие характеристики. Главный вопрос – создание добротного сверхпроводящего кабеля, могущего обеспечить поле 10 Тл в магнитах протонного кольца при температуре 2 К.

Новый шаг делается в развитии коллайдеров в ФРГ. В Гамбурге на базе Лаборатории ДЭСИ, где имеется коллайдер электронов PETRA, создается электрон-позитронный коллайдер с энергией электронов 30 ГэВ, протонов 820 ГэВ и светимостью $6 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ (по последним данным). Это обеспечивает высокую энергию в с.ц.м. ($E_{\text{сц.м.}} = 320 \text{ ГэВ}$) и позволяет исследовать более детально структуру протона, чем это делалось методом рассеяния электронов на покоящихся протонах.

Главные параметры коллайдера указаны в таблице 10. Диполи протонного кольца имеют поле 4,68 Тл и длину 8,8 м, и квадруполь работают с градиентом в центре 90,6 Тл/м. Сооружение туннеля, экспериментальных залов и всех элементов коллайдера идет высоким темпом. Скорость проходки туннеля 20 м/день, и он будет сооружен к апрелю 1987 г. Авторы проекта первыми предложили и изготовили сверхпроводящие диполи с заохлажденным железом, помещенным в криостат с малыми тепловыми потерями. Это оказалось очень экономичным, снизило расход сверхпроводника, удешевило и ускорило процесс заохлаживания магнитов, позволило заменить банджи из нержавеющей стали на алюминиевые и т.п.

По графику ер-коллайдер ФРГ должен начать работать в 1989 году.

Некоторые сведения о сверхпроводящих резонаторах для ускорителей электронов

В последние годы достигнуты значительные успехи в создании сверхпроводящих резонаторов для электронных ускорителей-накопителей. Как правило, для этих целей используются резонаторы из ниобия или, в последнее время, медные, покрытые тонким слоем ниобия. Лучшие показатели по градиентам ускорения для односекционных резонаторов, работающих на частотах 350 – 500 МГц, не превосходят 10 – 13 МэВ/м. На тех же частотах для 4- или 5-секционных пока максимально достигнутые градиенты не превосходят 5 – 7 МэВ/м. Об этом свидетельствуют данные новейших исследований, представленные в таблицах II и I2.

Что касается добротности резонаторов, то при относительно низких полях и частотах порядка 350 – 500 МГц для ниобиевых резонаторов они достигают $(3,5 - 4,0) \cdot 10^9$, при максимально высоких полях $(1,9 - 2,4) \cdot 10^9$. Для 4- и 5-секционных резонаторов обычно добротности лежат в интервале $(1 - 3) \cdot 10^9$, градиенты растут заметно при понижении температуры от 4,2 до 1,8 К, добротности меняются менее заметно.

Японский ускоритель-накопитель

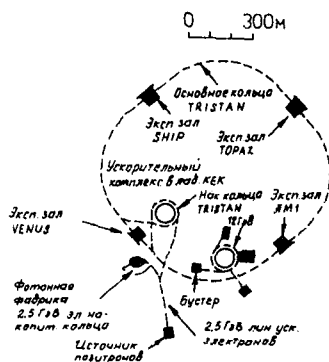
Следующей страной, где в последние годы был построен коллайдер, является Япония.

Энергия e^+e^- японского коллайдера ТРИСТАН равна $2 \times 30 \text{ ГэВ}$. В качестве инжектора электронов используется линак на 2,5 ГэВ, для ускорения позитронов используется тот же линак.

Из инжектора частицы направляются в ускоритель-накопитель, где их энергия повышается до 6 ГэВ, и затем инжектируются в главное кольцо, в котором энергия доводится до 30 ГэВ.

Таблица II. Планы по использованию сверхпроводящих резонаторов в накопительных кольцах

Лаборатория	CERN	DESY	KEK
Накопит. кольцо	LEP II	HERA, e^-	TRISTAN
Энергия (ГэВ)	90-98	35	30-33
Частота (МГц)	352	500	508
Секций на резонатор	4	4	5
Число резонаторов	192	24	32
E_{acc} (МВ/м)	5-7	5	5
Добротность Q_0	$3 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^9$



Основные параметры коллайдера ТРИСТАН

	Основное кольцо	Наполнительное кольцо	
Энергия пучка	30	6	ГэВ
Энергия инжекции	6	2.5	ГэВ
Частота уск. поля	508.6	508.6	МГц
Периметр	3018	377	м
Ток цирк. пучка	10	15	мА/пуч.
Радиационные потери за оборот	290 (30 ГэВ)	4.9 (6 ГэВ)	МэВ
Светимость	$1 \div 2 \times 10^{31}$	1×10^{31}	$см^{-2} с^{-1}$
Стоимость 0,35 10^9 дол.			

Рис. 9. План размещения и основные параметры коллайдера ТРИСТАН.

Таблица 12. Характеристики сверхпроводящих резонаторов

Лаборатория	CERN				Cornell DESY		KEK	Darmstadt		
Материал	Nb	Nb	Nb/Cu	Nb ₃ Sn	Nb	Nb	Nb	Nb	Nb ₃ Sn	Nb ₃ Sn
f (МГц)	350	500	500	500	1500	1000	508	3000	3000	1000
Работ. темп. (К)	4,2	4,2	4,2	5,5	1,8	4,2	4,2	1,8	4,2	4,2
Односекц. резонаторы										
E_{acc} (МВ/м)	10,8	13,5	9,5	4,5	22,8	5,5	7,6	23,1	7,2	7
Добротность при низком поле	3,8	3,5	6,2	16	-	-	(4)	7	4,5	7,4
x10 ⁹										
Добротность при макс. поле	1,9	0,7	1,5	5,9	2,5	0,5	0,6	1,2	1,1	-
Многосекц. резонаторы										
Число камер	4	5	-	-	5	9	3	5	5	-
E_{acc} (МВ/м)	7,5	5	-	-	15,3	5,5	5,8	12,3	4	-
Добротность при низком поле	6	1	-	-	-	0,7	(2)	-	7	-
x10 ⁹										
Добротность при макс. поле	2,4	0,7	-	-	2,2	0,5	0,6	3,5	4,5	-

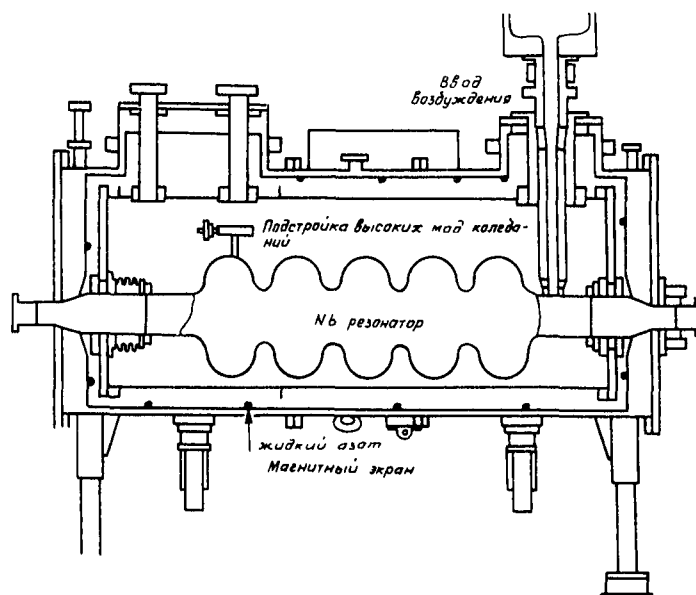


Рис. 10. Пятисекционный сверхпроводящий резонатор в криостате /KEK/.

Схема коллайдера ТРИСТАН и его главные параметры приведены на рис. 9. На рис. 10 дана схема пятисекционного сверхпроводящего ниобиевого резонатора, созданного японскими учеными для ТРИСТАНа. Параметры этого резонатора (градиент и добротность) подобны описанным ранее.

Каон-антипротонные фабрики

На конференции были представлены доклады по сильноточным протонным ускорителям на энергии 30 ~ 45 ГэВ — каон-антипротонным фабрикам.

Комплекс Лос-аламосской каон-антипротонной фабрики (США) будет состоять из трех ускорителей: линака на 800 МэВ (существующая мезонная фабрика), быстроциклирующего (60 Гц) синхротрона-бустера, ускоряющего протоны ($1,5 \cdot 10^{13}$ имп.) до 6 ГэВ (ток 150 мкА), и основного синхротрона (3,33 Гц), в котором протоны будут ускоряться до 45 ГэВ. Предполагается получить ток на выходе главного ускорителя 32 — 64 мкА*. Схема этого комплекса представлена на рис. 11. Напряженность магнитного поля будет составлять 1,5 Тл. Длина орбиты бустера 330 м, основного ускорителя 1330 м. Диаметр туннеля 4,5 м.

Каонная фабрика в Ванкувере (Канада) будет использовать в качестве инжектора работающий сейчас релятивистский перезарядный (H^- — P) циклотрон

ТРИУМФ на энергию 590 МэВ. Проект предусматривает использование пяти кольцевых магнитных дорожек для получения на выходе из последнего кольца растянутого во времени протонного пучка с энергией 30 ГэВ и током 100 мкА. Схема комплекса приведена на рис. 12. Две первые магнитные кольцевые дорожки (аккумулятор А и синхротрон-бустер В) имеют каждая длину 210 м и располагаются одна над другой в туннеле диаметром 5 м. Три другие дорожки (коллектор С, синхротрон-драйвер Д и растяжитель Е) имеют каждая длину 1100 м и располагаются также одна над другой в туннеле диаметром 4,5 м. Бустер ускоряет протоны до 3 ГэВ, перебрасывает их в коллектор и основной синхротрон поднимает их энергию до 30 ГэВ.

Основные параметры бустера и драйвера канадской каонной фабрики приведены в таблице 13.

Уже после конференции из сообщения в CERN Courier стало известно, что группа европейских ядерных центров (Карлсруэ, Виллиген и др.) также выступили с предложением о создании в Европе каонной фабрики на энергию протонов 30 ГэВ. Об этом проекте имеются только очень скудные сведения. В качестве инжектора предлагается использовать линак на энергию протонов 1,2 ГэВ, далее перебросить пучок в аккумулятор, ускорить в синхротроне, бустере до 9 ГэВ, и, впрыснув его в главное кольцо, ускорить до 30 ГэВ, затем в растяжителе осуществить временную растяжку. Схема европейской каонной фабрики дается на рис. 13.

Пока ни по одному из этих проектов, даже по наиболее разработанному Лос-аламосскому, решение о сооружении еще не принято. Предположительно это должно произойти в 1987 г. Тот же срок назван и для канадского проекта.

* Не весь ток от бустера инжектируется в главное кольцо, а только часть ~ 22%. Главная часть направляется к нейтронному источнику.

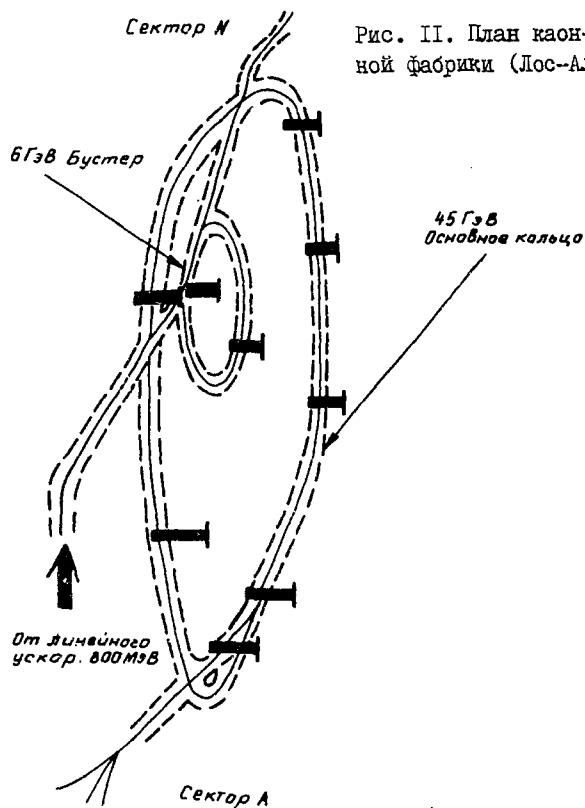


Рис. 11. План каон-антипротонной фабрики (Лос-Аламос).

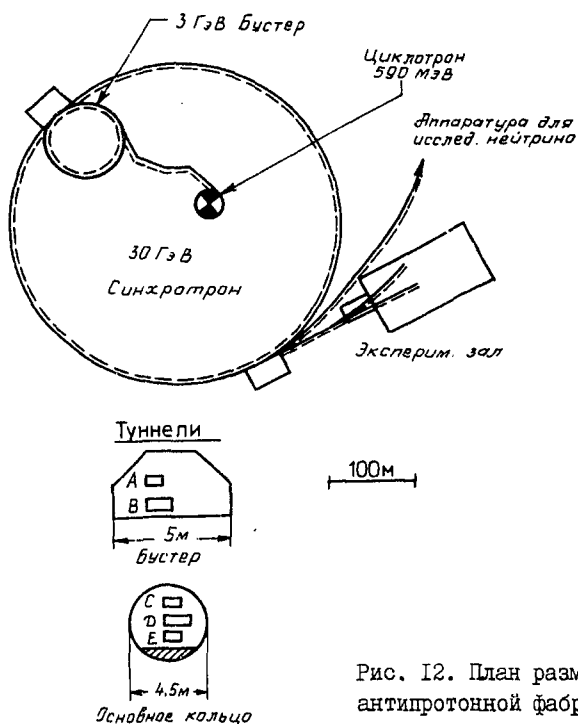


Рис. 12. План размещения каон-антипротонной фабрики ТРИУМФ.

Таблица 13. Каон-антипротонная фабрика ТРИУМФ

	Бустер	Синхротрон
Энергия	3 ГэВ	30 ГэВ
Радиус	$4,5 \rho_r = 34,11 \text{ м}$	$22,5 \rho_r = 170,55 \text{ м}$
Ток	$100 \text{ мкА} = 6 \cdot 10^{14} / \text{с}$	$100 \text{ мкА} = 6 \cdot 10^{14} / \text{с}$
Частота повторения	50 Гц	10 Гц
Заряд/импульс	$2 \mu \text{С} = 1,2 \cdot 10^{13} \text{ р/имп}$	$10 \mu \text{С} = 6 \cdot 10^{13} \text{ р/имп}$
Гармоника	45	225
Частота ускор. напряжения	$46,1 + 61,1 \text{ МГц}$	$61,1 + 62,9 \text{ МГц}$
Набор энергии за оборот	210 кэВ	2000 кэВ
Максимальное ВЧ-напряжение	576 кВ	2400 кВ
Напряж. ВЧ на резонаторах	12 x 50 кВ	18 x 135 кВ

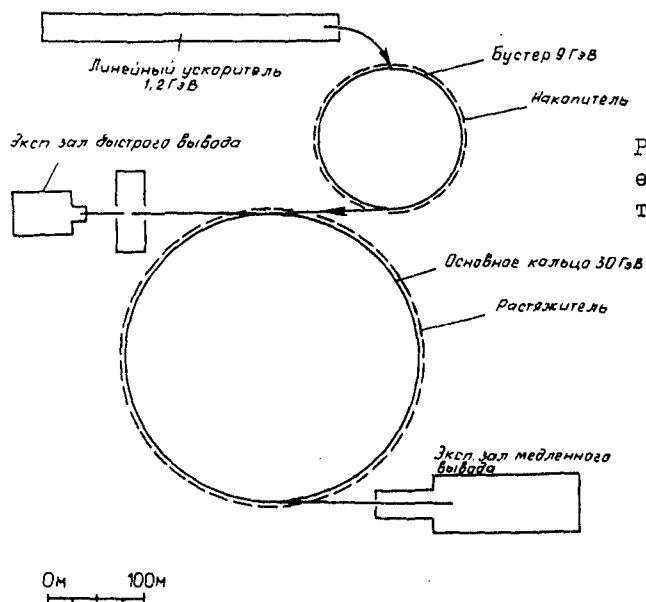


Рис. 13. План размещения европейской каон-антипротонной фабрики.

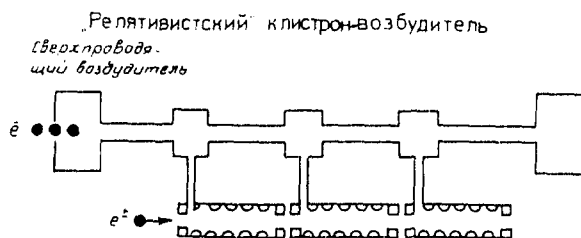


Рис. 14. Новая схема ускорения.

Новые схемы ускорения

В последние годы, в особенности в США в лабораториях SLAC, Беркли, Ливермор, Аргонн, а также в Канаде и ФРГ, усиленно ведутся теоретические и экспериментальные работы по новым нетрадиционным схемам ускорения, позволяющим в принципе резко повысить темп ускорения и довести его до сотен МэВ на метр. Это позволило бы создать линейные ускорители электронов для работы на встречных пучках при энергии порядка 1 – 1,5 ТэВ и выше при высокой светимости $10^{33} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, не увеличивая протяженность ускорителей до неразумных пределов (т.е. взяв за предел базу $\sim 5 \text{ км}$).

В результате рассмотрения нескольких схем ускорения такой крупный специалист по ускорителям, как лауреат Нобелевской премии директор SLAC Б.Рихтер пришел к заключению, что наиболее перспективной является схема 2-пучкового ускорителя (рис.14). Один из этих пучков (более сильноточный, но с относительно малой энергией) возбуждает поле в ускоряющей структуре, в которой ускоряется другой пучок с меньшим током, но с энергией, на порядок превышающей энергию в первом пучке.

Рассматриваются также возможности ускорения электронов в кильватерных полях. В DESY рассматривается вариант, когда кильватерные поля генерируются короткими электронными сгустками в виде колец.

В SLAC, Аргонне и Калифорнийском университете проводятся опыты по кильватерному ускорению в плазме.

Все это свидетельствует о необходимости проводить соответствующие поисковые теоретические и экспериментальные исследования и в СССР, с тем чтобы не упустить возможных новых, более экономичных путей для создания ускорителей электронов на очень большие энергии.

Основные тенденции в развитии ускорителей на данном этапе

1. Преимущественное развитие коллайдеров по сравнению с ускорителями с фиксированной мишенью. Энергия проектируемых протонных коллайдеров достигает в системе центра масс 40 ТэВ, а электронных $\sim 2 \text{ ТэВ}$.

2. Резкое усиление использования сверхпроводимости при сооружении дипольных и квадрупольных магнитов для ускорителей высоких энергий. При этом в магнитах ускорителей осуществляется переход на конструкцию с холодным железом (проток жидкого гелия $T = 4,3 \text{ К}$ или 2 К сквозь железное ядро), использование в бандажах обмоток алюминия вместо нержавеющей стали и применение систем охлаждения с тремя температурными ступенями и соответствующими экранами: 293–80, 80–20 и 20–4,2 К с целью снижения теплопритока.

Существенное усовершенствование технологии изготовления сверхпроводящих кабелей с нитями диаметром до 5 мкм с целью повышения критической плотности тока. (Сейчас для NbTi плотность тока увеличена с 1700 А/мм^2 до 2700 А/мм^2 и даже выше при 4,2 К и поле 5 Тл. Для сплава ниобия NbTiTa критическая плотность тока при $T 1,8 \text{ К}$ выше, чем для NbTi на 20%.)

3. Интенсифицируется также использование сверхпроводимости для создания СВЧ-резонаторов для ускорителей-накопителей. Основные тенденции здесь сводятся к увеличению градиентов ускорения как в односекционных, так и в многосекционных системах и к применению медных резонаторов, покрытых тонким слоем ниобия вместо чисто ниобиевых.

4. Дальнейшее развитие получают источники СВЧ-мощности для питания ускоряющих станций накопителей, коллайдеров и мощных ускорителей. Мощности фирменных клистронов на частотах 350 – 500 МГц достигают 1 МВт в непрерывном режиме работы и 30 МВт в импульсном. В SLAC для ускорителя SLC созданы клистроны, развивающие в импульсном режиме мощность до 67 МВт при частоте 500 МГц.

В Новосибирске разработан оригинальный СВЧ-генератор "Магникон", работающий на частоте 915 МГц и развивающий в импульсном режиме (длительность импульса 50 нс) мощность 1,7 МВт. В будущем для питания ускоряющих станций предполагается создать на таком принципе генераторы на мощность 5 МВт в непрерывном режиме и до ~ 300 МВт – в импульсном при работе на частотах гигагерцевого диапазона.

5. Усиление интереса к развитию новых схем ускорения электронов, которые позволяют в принципе получить градиенты ускоряющего поля порядка нескольких сот МэВ/м и таким путем обеспечить возможность создания линейных ускорителей на энергии порядка ТэВ при умеренных размерах. Рассматриваются лазерно-плазменные схемы, двухпучковые схемы, кильватерные и др.

6. Усиление исследований по проблемам автоматизации управления работой ускорительных комплексов с помощью ЭВМ при совместном использовании нескольких мощных компьютеров в сочетании с очень большим числом микропроцессоров (до тысяч штук).

7. Расширяются работы по ускорению поляризованных пучков частиц как в электронных, так и в протонных ускорителях. Получен поляризованный пучок протонов (поляризация $P = 0,45$) максимальной энергии 21,7 ГэВ/с в Брукхевене. Поляризованные пучки меньших энергий получены в Сакле ($E_p = 2,4$ ГэВ, $P_p = 0,74$) и в Дубне ($E_d = 10$ ГэВ, $P_d = 0,5$).

8. Интенсивно ведется разработка проектов каон-антипротонных фабрик на основе протонных синхротронов с большой частотой повторения на энергии 30 – 45 ГэВ.

Заключение

Современное состояние науки о строении материи, времени и пространства, ее новые прогнозы, которые позволяют открыть новые фундаментальные законы природы, выдвигают требование реализовать в течение ближайшего 10-летия грандиозную по масштабам программу строительства ускорителей следующего поколения, о которой я рассказывал. Осуществление ее во всем мире потребует затрат очень больших средств. По грубой оценке, они исчисляются суммой порядка 15 миллиардов долларов, если учесть при этом стоимость разработки и сооружения сложных, уникальных по размерам детекторов частиц и каналов пучка, а также затраты на приобретение крупных ЭВМ и другой вычислительной и управляющей техники.

Однако мы живем во время, когда правительства развитых стран глубоко осознают, что, как правило, крупные фундаментальные научные открытия ученых приводят к революционному и прогрессивному развитию производства и новых технологий и тем самым способствуют подъему экономики стран. Это вселяет уверенность в реальности осуществления планов сооружения новых ускорителей и коллайдеров. Наиболее мощные из них позволяют получать частицы с эквивалентными энергиями порядка 10^{18} эВ и наблюдать их взаимодействие в количестве не одного случая за много дней, как это имеет место при работе с космическими частицами аналогичных энергий, а нескольких взаимодействий за один импульс ускорителя.

СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ И КОНТРОЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ

Председатель: Ю.Н.Денисов
Секретарь: В.Н.Аносов

Сессия 2

45/46

СТРУКТУРА И ОРГАНИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ВЫВОДОМ ПУЧКА ИЗ ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИФВЭ

Б.Б.Дильмухамедов, А.П.Елин, Е.Н.Каллистратов, В.В.Комаров,
А.А.Матюшин, А.К.Пудовкин, Н.Н.Трофимов, Ю.С.Черноусько
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Система вывода пучка из протонного синхротрона ИФВЭ существует и активно эксплуатируется уже около 15 лет ^{/1/}. За это время в ней сложился комплекс разнообразных средств управления и контроля, как "ручных", так и в той или иной степени использующих вычислительную технику ^{/2,3,4/}. Хотя многие из этих средств сами по себе вполне соответствуют назначению, однако с ростом объёма оборудования и требований к качеству вывода пучка появлялась необходимость интеграции их в единую автоматизированную систему управления (СУВ). Такая система была создана в 1982-85 гг. и в настоящее время вводится в эксплуатацию.

Основным назначением СУВ является непрерывный контроль всех основных параметров системы вывода пучка, выявление ненормальных ситуаций, сжатое и наглядное отображение информации о текущем состоянии процесса. Предусмотрена также выдача ряда управляющих сигналов, а именно: в тех цепях, по которым возможна эффективная автоматическая подстройка режимов вывода. В целом, однако, при разработке СУВ не ставилась цель полной автоматизации управления. Существовавшие "ручные" средства не заменялись и не дублировались средствами СУВ в тех случаях, когда включение ЭВМ в цепь управления не давало существенного эффекта.

Структурно СУВ имеет звездообразную конфигурацию с центральной (узловой) микроЭВМ "Электроника-60" и семью периферийными процессорами (рис.1). ЭВМ СУВ соединяются дуплексными линиями связи. Данные по линиям передаются побайтно в формате асинхронной последовательной передачи (старт +8 бит данных + стоп) с аппаратным подтверждением приёма. Максимальная аппаратная скорость связи 1 Мбод, рабочая скорость ограничивается программным обеспечением и составляет около 4 кбайт/с. Байт-ориентированный протокол контроля линии связи позволяет выявлять ошибки передачи путём контроля чётности в каждом из символов и контрольной суммы по блоку данных в целом. От узла сети по линиям связи распространяются также таймерные сигналы, необходимые для синхронизации вычислительных процессов в ЭВМ СУВ с циклом кольцевого ускорителя и работой системы вывода пучка.

Основным назначением узловой микроЭВМ является "прозрачная" ретрансляция сообщений между периферийными ЭВМ. Ретрансляция осуществляется без промежуточной буферизации, с согласованием потоков данных за счёт диалогового прото-

кола на аппаратном уровне. Адресация в сети логическая и задаётся маршрутной таблицей (абонент-линия) в памяти узловой ЭВМ.

На уровне сообщений абонентами в сети являются задачи, параллельно исполняемые процессорами системы. В СУВ выделены два класса задач: управляющие программы и процедуры модулей оборудования (рис.2).

Концепция модуля оборудования (МО) является основой организации децентрализованной обработки данных в СУВ. Каждому МО соответствует функционально законченный элемент или группа элементов оборудования вывода пучка. МО включает в себя таблицу данных (ТД) и набор процедур (РВ), поддерживающих постоянное соответствие между текущими значениями параметров процесса и содержимым таблицы данных.

Организация таблиц данных детально определена и одинакова для всех МО. Совокупность таблиц данных образует распределённую рабочую базу данных систем. Управляющие программы в СУВ не имеют непосредственного доступа к модулям интерфейсной электроники. Весь "технологический" ввод/вывод осуществляется только через таблицы данных МО.

Определены и стандартизированы также и функции процедур реального времени МО. Они включают:

1) ввод/вывод, тест и автоматическую калибровку измерительных и управляющих трактов;

2) преобразование из аппаратных единиц в физические и наоборот;

3) допусковый контроль для аналоговых величин или "надзор" (фиксацию изменений) для цифровых;

4) контроль по образцам: сравнение результатов проверки группы входных переменных по п.3 с известными образцовыми комбинациями, характерными для нормальной работы и аварийных ситуаций в рамках данного МО;

5) набор статистики: гистограмм распределения значений контролируемых параметров от цикла к циклу. Окно, ширина канала и продолжительность набора задаются управляющей программой.

Результатом выполнения операций по п.3 и 4 является установка признака "внимание", являющегося обязательным элементом таблиц данных всех МО.

Текущая конфигурация СУВ включает 52 МО, в рамках которых реализовано 184 канала допускового контроля, 104 канала "надзора", 14 каналов контроля по образцам и 109 каналов набора статистики. Максимальный (при одновременной работе всех режимов вывода пучка) поток вводимой информации составляет 2300 единиц за цикл ускорителя (9 секунд). Максимальный объём вывода - 227 единиц/цикл. Суммарный размер таблиц данных МО - 26 кбайт.

Физически МО размещаются на микроЭВМ "Электроника-60" (КИП, КУМ, КПП1, КПП2, СВЯЗЬ на рис.1) и группируются из расчёта максимальной функциональной законченности и автономности образуемых таким образом подсистем. Наиболее важными из них являются четыре "технологические" подсистемы:

1) контроль источников питания магнитных элементов вывода пучка и канала транспортировки (КИП);

2) контроль ударного магнита (КУМ);

3) контроль параметров пучка при быстром выводе (КПП1);

4) контроль параметров медленно выведенного пучка (КПП2).

Необходимая автономность технологических подсистем обеспечивается также наличием местных контрольных панелей (МКП), представляющих собой небольшие графические дисплеи с программируемыми функциональными клавиатурами. С помощью МКП оператор может просмотреть текущее содержимое таблиц данных МО подсистемы и, в отдельных случаях, изменить установочные значения параметров.

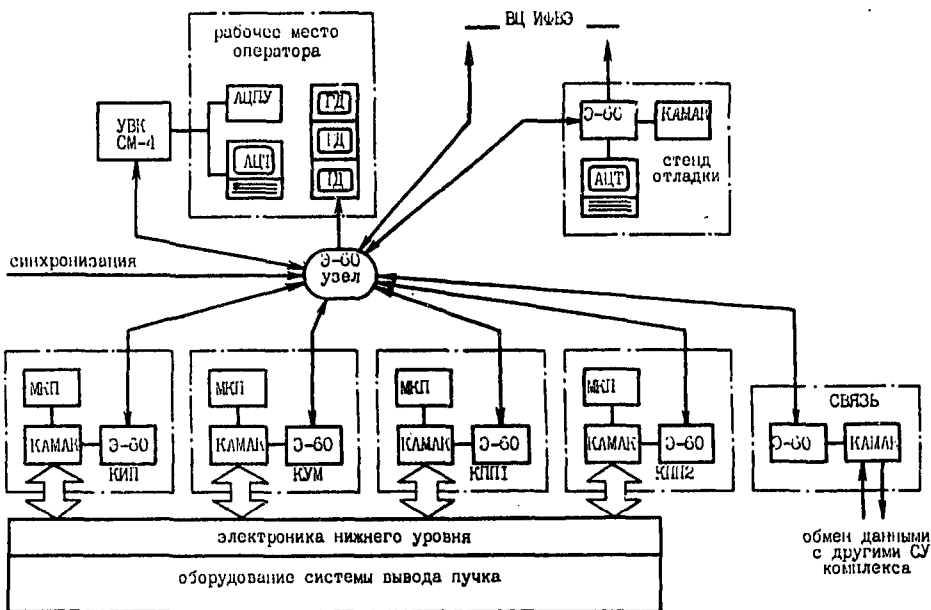


Рис.1. Структурная схема системы управления выводом пучка.

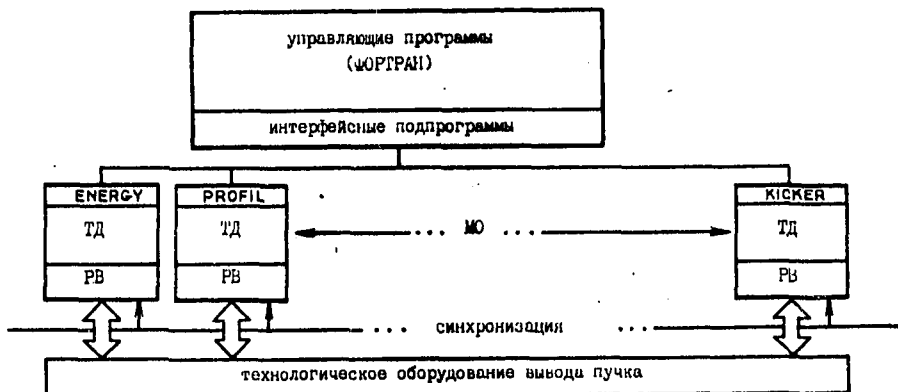


Рис.2. Логическая организация СУВ.

Подсистема связи (СВЯЗЬ) предназначена для обмена информацией со смежными системами управления: кольцевого ускорителя и каналов транспортировки вторичных частиц /5/.

Программное обеспечение контроллеров подсистем СУВ разрабатывается с помощью кросс-средств на больших ЭВМ вычислительного центра ИФВЭ и отлаживается на микроЭВМ стенда отладки. Прикладное программное обеспечение СУВ реализуется на мини-ЭВМ СМ-4, работающей под управлением ОС-РВ. Для программ пользователей на языке Фортран создан набор интерфейсных подпрограмм, облегчающих синхронизацию задач с процессами вывода пучка, доступ к таблицам данных МО и вывод информации на графические дисплеи (ГД).

В рассмотренной конфигурации СУВ успешно отработала в течение трёх физических сеансов. Ближайшее развитие системы связывается прежде всего с накоплением прикладного программного обеспечения, создаваемого в основном непосредственными пользователями СУВ – специалистами службы оперативного управления. По мере роста объёма оборудования в связи с освоением новых режимов и каналов вывода пучка предполагается также увеличение количества технологических подсистем СУВ. Для этой цели в рамках действующей конфигурации системы предусмотрены средства, необходимые для разработки, комплексной стендовой отладки и поэтапной интеграции вновь создаваемых подсистем.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Асеев и др. Быстрый вывод протонов из ускорителя на 70 ГэВ для жидководородной камеры "Мирабель" (Вывод А.). Труды третьего Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П, М., "Наука", 1973 г.
2. А.Г.Афонин и др. Сбор и обработка информации о пучке в системе быстрого вывода У-70. Препринт ИФВЭ 78-152, Серпухов, 1978.
3. А.П.Елин, В.В.Комаров, А.А.Матюшин. Управление токами в магнитных элементах вывода при помощи мини-ЭВМ РДР-8/Е. Препринт ИФВЭ 80-155, Серпухов, 1980.
4. Л.А.Ким, В.В.Комаров, А.А.Матюшин. Многоканальная аппаратура сбора информации в системе медленного вывода. Препринт ИФВЭ 82-63, Серпухов, 1982.
5. А.Г.Афонин и др. Система обмена информацией на базе последовательной магистралей СУММА. Препринт ИФВЭ 86-13, Серпухов, 1986.

ОСОБЕННОСТИ ПОСТРОЕНИЯ СИСТЕМ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПРОТОННЫХ СИНХРОТРОНОВ И УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНЫХ КОМПЛЕКСОВ

В.М.Кофман, А.В.Мизинцев, В.Н.Рожков, А.А.Смирнов, М.Г.Снедце, А.А.Тункин

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им.Д.В.Ефремова, Ленинград

Общие характеристики и тенденции построения систем регулируемого питания кольцевых электромагнитов протонных синхротронов и ускорительно-накопительных комплексов (КЭМ ПС и УНК) рассмотрены на одном из предыдущих совещаний [1]. В связи с модернизацией автоматической системы регулирования магнитного поля (АСР-В) КЭМ ПС-ИФВЭ и работами по созданию системы регулируемого питания КЭМ УНК-ИФВЭ представляется своевременным рассмотреть некоторые особенности их построения.

Требования, предъявляемые к качеству регулирования магнитного поля КЭМ, наиболее полно, из отечественных установок, реализованы на ПС-ИТЭФ [2]. Из таблицы, где приведены значения гармонических коэффициентов пульсации напряжения $P_u(i) = U_m(i)/U$, прикладываемого к обмоткам КЭМ на плоской вершине импульса магнитного поля, видно, что задачу сглаживания пульсаций выпрямленного напряжения U_d до уровня, требуемого в режиме медленного вывода, можно считать принципиально решенной. На других участках импульса допуск на пульсации менее жесткий. Задачи обеспечения точности регулирования магнитного поля, в том числе при формировании нескольких плоских участков, и монотонного характера переходов решены за счет переключения структуры АСР и усовершенствования цифроаналогового программатора и аналогового индукционного датчика отклонения магнитного поля (ДОП) с управляемым "медленным" интегратором, а также проведенной ИТЭФ модернизации дискретного датчика магнитного поля, так называемого датчика В-импульсов.

Опыт пуска и наладки и данные об эксплуатации системы в ИТЭФ, а также в ИФВЭ, где отличия, в основном, заключаются в структуре устройств сглаживания пульсаций напряжения U_d , позволяют обратить внимание на некоторые характерные особенности, которые необходимо учитывать при эксплуатации и при разработке аналогичных систем.

Корректирующие и основные обмотки блоков КЭМ имеют сильную индуктивную связь. Несмотря на меры по компенсации ЭДС, наводимой в кольце основных обмоток, в магнитное поле, измеряемое датчиком ДОП, проходят динамические возмущения. В результате за счет действия замкнутого контура АСР-В происходит искажение магнитного поля в кольце. Для их устранения на вход управляемого интегратора ДОП необходимо подать соответствующее компенсирующее напряжение, изменяемое одновременно с изменением программ работы корректирующих обмоток.

Наблюдаемое на гармониках, кратных трем, несоответствие гармонических коэффициентов $P_u(i)$ пульсаций напряжения на вводах последовательной цепи, образованной основными обмотками блоков КЭМ, и аналогичных коэффициентов

$P_b(i)$ пульсаций магнитного поля в блоках КЭМ вызвано наличием продольной составляющей пульсаций потенциала вводов относительно земли. Сглаживание первых трех из них до уровня поперечных составляющих может быть обеспечено активным заградительным фильтром с отрицательной обратной связью по продоль-

ной составляющей выходного напряжения источников питания. Для этого вместо одного усилителя низких частот с двумя потенциально разделенными выходами в каждый из выходов источника должен быть установлен отдельный усилитель. Суммарная мощность установленного оборудования усилителей при этом определяется суммой поперечных и продольных составляющих пульсаций напряжения U_c на выходе LC-фильтра пульсаций. Взаимное влияние контуров активного сглаживания поперечных и продольных составляющих устраняется взаимным подавлением составляющих в датчиках примерно в 300-500 раз.

Использование транзисторно-трансформаторных усилителей мощности низких частот в параллельном канале широкополосного контура активного сглаживания пульсаций весьма эффективно, но требует обеспечения надежной защиты транзисторов как в аварийных режимах системы питания, так и при некорректных действиях операторов.

В системе, сооружаемой на ПС-ИФВЭ, используются четыре, по числу вводов, усилителя, выполненных по схеме двухтактного дроссельного каскада на основе промышленного реактора ФРОС-4000. Оборудование каждого из усилителей поднято на потенциал 10 кВ. На входах установлены блоки разделения потенциалов, включающие модулятор с несущей частотой 1,5 МГц, разделительные трансформаторы с объемным витком и демодулятор. Меры по защите транзисторов аналогичны принятым во втором поколении источников серии ИСТ2 [3].

Так как КЭМ возбуждается от двух тиристорных выпрямителей с индивидуальными LC-фильтрами и общей системой фазового управления, то для обратных связей по напряжениям формируются среднеарифметические значения поперечных составляющих и индивидуальное значение продольных составляющих напряжений источников.

С ростом максимальной энергии ускоренных частиц количество источников питания, включенных последовательно и распределенных по кольцу, возрастает до нескольких десятков. В частности, питание КЭМ УНК-ИФВЭ проектируется осуществить от 24 тиристорных 12-пульсных выпрямителей с выходными параметрами 4,0 кА; 1,86 кВ. Выпрямители подключены к сети напряжением 10 кВ через преобразовательные трансформаторы и оснащены устройствами сглаживания пульсаций выпрямленного напряжения, АСР выходного напряжения. Подобное построение системы питания, предоставляя дополнительные возможности организации АСР-В, одновременно ставит перед разработчиком дополнительные задачи помимо увеличения надежности.

Как видно из рис.1, источник, разработанный для УНК ИФВЭ, по структуре аналогичен источникам серии ИСТ2 и отличается полной симметрией силовой схемы, введением шунтирующего ключа VT и контура обратной связи КОС- U_d и исключением контура КОС- i_m . Сравнительно низкое значение емкостной проводимости вторичных обмоток преобразовательных трансформаторов на землю позволяет уменьшить продольные составляющие пульсаций напряжения до допустимого значения заземлением средней точки части конденсаторов LC-фильтра пульсаций. Регуляторы напряжения Р- U_d , - U_c , - U_m по структуре унифицированы и отличаются видом передаточной функции $W(s)$ звена с ограничением зоны линейности. В регуляторе Р- U_m организован дополнительный симметричный выход для подключения усилителя мощности УМ низких частот. Прием сигналов обратных связей с симметричных делителей напряжения производится масштабируемыми дифференциальными усилителями на уровне 50-100 В.

Макет АСР-У испытан в НИИЭФА на модели источника с выходными параметрами 5 А; 1,86 кВ в режиме отработки импульса напряжения, соответствующем

Таблица. Пульсации напряжения на вершине импульса магнитного поля

Частота	Коэффициент пульсаций			
	$\rho_B \cdot 10^{-7}$	$\rho_B \cdot 10^{-5}$		
f/f_0				
1	0,2	0,8	15*	1
2	2,0	10		1,5
3	2,0	15		0,5
6	5,0	50		0,8
12	10	100		75
Установка	УНК		ПС-ИФВЭ	ПС-ИТЭФ

* - суммарное значение

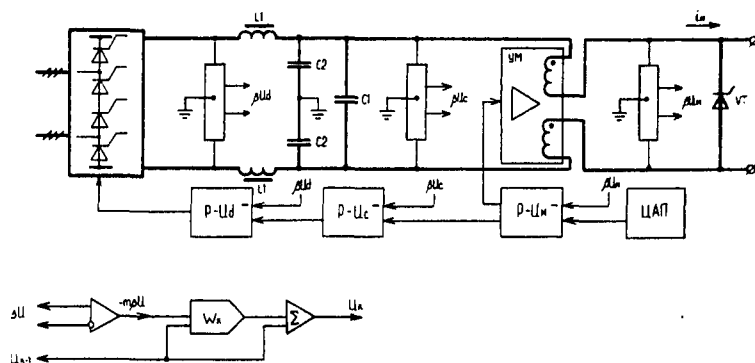


Рис.1. Источник питания КЭМ УНК: а - общая схема, б - структура К-го регулятора.

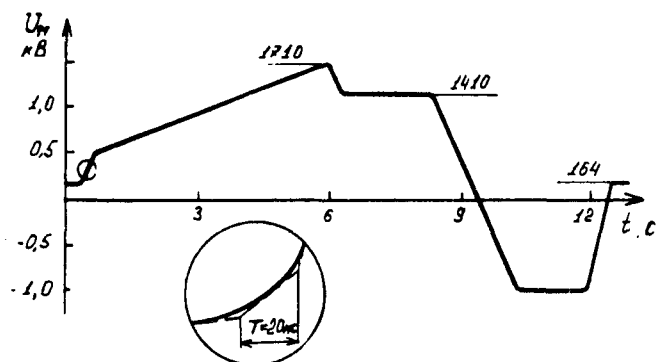


Рис.2. Импульс выходного напряжения источника с номинальными параметрами.

регулированию всех 24 источников при формировании импульса магнитного поля по одной программе. Исследования показали, что линеаризация динамического коэффициента передачи тиристорного выпрямителя, обеспечиваемая системой фазового управления с арккосинусной регулировочной характеристикой, принципиальна. В отношении четных субгармоник пульсаций напряжения U_d , вызванных несимметрией напряжения, подводимого к выпрямителю, указанная схема при малых углах регулирования α незначительно лучше равноинтервальной, представляющей возможность уменьшения субгармоник введением прямой компенсирующей связи со стороны питающего напряжения [4]. Последнее существенно, так как мощность оборудования усилителя УМ определяется, в основном, спектром субгармоник пульсаций напряжения U_c . Окончательно этот вопрос будет решен на основании результатов испытания разрабатываемого макета безынерционного одноканального синхронного равноинтервального устройства фазового управления с компенсирующей связью и линеаризующей регулировочной характеристикой. При положительных результатах испытаний для уменьшения реактивной мощности, потребляемой выпрямителем, целесообразно дополнить схему выпрямления коммутирующими тиристорами или использовать "двойное" включение тиристоров по управлению.

Так как индуктивность вторичных обмоток выходных трансформаторов УМ много меньше индуктивности КЭМ, то режим работы транзисторов на фронте и спаде импульса напряжения отличается от статического режима незначительно. Из аварийных режимов для УМ наиболее тяжелым является режим пробоя ключа VT, при котором конденсаторы LC-фильтра разряжаются через выходы УМ. Для уменьшения мощности защитного оборудования, подобного устанавливаемому на УМ ПС-ИФВЭ, необходимо установить токоограничивающие предохранители в цепи конденсаторов и выполнить вторичные обмотки трансформаторов с изоляцией между концами на напряжение, равное $U_{c \text{ макс}}$. При этом тиристорные разрядники, пунтирующие УМ, могут быть перенесены на первичную сторону трансформаторов и соответственно уменьшена их мощность.

Стабилизация магнитного поля на плоских участках и переходах импульса поля может быть обеспечена замыканием контура КОС-В с выхода дополнительно датчика В-импульсов, предопределенного ИФВЭ, через цифровой регулятор и цифроаналоговый преобразователь на вход замкнутых контуров КОС-Цм двух источников. Нестабильность датчика $\pm 3 \cdot 10^{-6}$ Тл, дискретность 10^{-5} Тл и динамический диапазон в области плоских участков цикла $\pm 2 \cdot 10^{-3}$ Тл.

Отличительной особенностью системы питания КЭМ УНК-ИФВЭ является применение силового преобразовательного оборудования в основном общепромышленного исполнения и обеспечение требуемого качества регулирования магнитного поля при питании от промышленной сети энергоснабжения без дополнительной стабилизации и симметрирования переменного напряжения.

Представленная АСР позволяет также формировать импульсы магнитного поля с неодинаковыми программами регулирования напряжения групп источников. Цифроаналоговые программаторы-задатчики напряжения синхронизируются автономными сериями Т-импульсов, задатчик магнитного поля - сериями В-импульсов. Предусматривается автокоррекция программ для последующего импульса поля по результатам цифрового сравнения временных интервалов между соответствующими В-импульсами с эталонными, определяемыми опорной серией T_0 -импульсов, и допусковой информации о потенциалах на выводах источников и диапазоне регулирования выходного напряжения двух из них, входящих в контур КОС-В. В аварийных режимах обеспечивается программное регулирование выходного на-

пряжения исправных источников с помощью простейшего аналогового программатора при отключенных регуляторах. Рассматривается также целесообразность введения простейших "грубых" устройств фазового управления, работающих в дежурном режиме.

Л и т е р а т у р а

1. Васильев С.Н., Гусев О.А., Федоров В.Д. Тенденции развития систем питания ускорителей заряженных частиц. В кн. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, 1981, т. I с. 315-322.
2. Гусев Г.И., Гусев О.А., Кофман В.М., Рожков В.Н. Результаты модернизации системы регулирования и сглаживания пульсаций магнитного поля протонного синхротрона ИТЭФ. В кн. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, 1981, т. I с. 334-337.
3. Алексеев Б.А., Засенко В.А., Ивкин В.Г. и др. Серия регулируемых источников стабилизированного тока типа ИСТ второго поколения для ускорительных комплексов высоких энергий. Наст. сб., с. 309.
4. Исхаков С.М., Кофман В.М., Рябенский В.М., Тистол Н.К. Разработка и исследование эффективных алгоритмов управления преобразователем с компенсацией неканонических гармоник. В кн.: III Всесоюзная конференция по проблемам преобразовательной техники. Киев, Институт электродинамики АН УССР, 1983, т. 7 с. 149-152.

УСТРОЙСТВА ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА ФАЗОТРОНА ОИЯИ

Ю.Н.Денисов, В.П.Дмитриевский, В.В.Калиниченко, С.В.Миронов,
Л.М.Онищенко, В.А.Саенко, А.Ф.Чеснов, М.Ф.Шабашов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Фазотрон ОИЯИ представляет собой импульсный циклический ускоритель протонов с конечной энергией 680 МэВ и средним током пучка до 10 мкА ^{1/1}. Система диагностики пучка фазотрона позволяет осуществлять непрерывный контроль следующих параметров ускоряемого пучка:

- 1) радиуса потерь в диапазоне 50 - 270 см,
- 2) вертикального положения на радиусах установки датчиков,
- 3) азимутальной плотности заряда и среднего тока пучка,
- 4) среднего набора энергии за оборот,
- 5) радиального распределения пучка и его положения по вертикали в канале вывода и за ним.

На рис.1 показано расположение устройств диагностики.

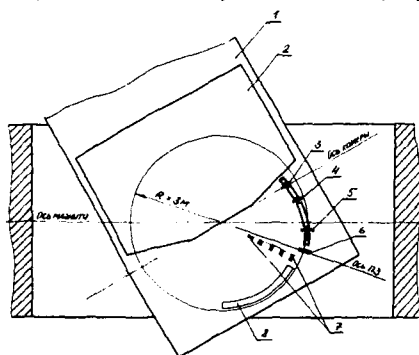


Рис.1. Расположение устройств диагностики: 1-ускорительная камера, 2-дуант, 3-ВЭ датчик возбудителя, 5-ВЭ датчик фокусирующего устройства, 6-ВЭ датчик пробника ПЗ, 4-ВЭ датчик 2-й секции, 7-индукционные датчики, 8-электрод, 9-датчик радиуса потерь.



Датчики 7 полностью прозрачны для пучка, датчики 3-6 не оказывают на него заметного влияния.

Основным элементом устройства для определения радиуса потерь является сцинтилляционный β -детектор на кристалле NaI , регистрирующий β -кванты от взаимодействия пучка протонов с элементами конструкции ускорителя. Детектор расположен вне камеры в ~ 10 м от неё. На рис.2 представлены осциллограммы одного цикла ускорения.

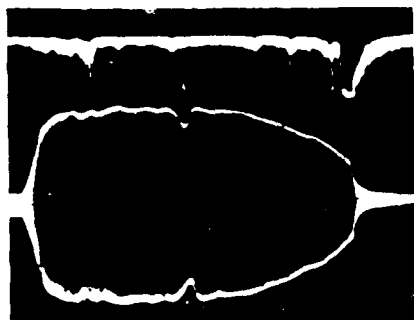


Рис.2. Осциллограммы цикла ускорения: верхняя - сигнал с выхода β -детектора, нижняя - ускоряющее напряжение.

Импульсы с β -детектора, синхронизованные с началом цикла ускорения, дают временное положение потерь. Радиальное положение пучка, соответствующее моменту потерь, может быть определено с помощью пробника. Точность измерения радиуса потерь определяется точностью измерения положения пробника при калибровке и достаточна для проведения экспериментальных работ. Устройство несложно в эксплуатации и даёт визуальную информацию о прохождении пучка при ускорении, начиная с радиуса 50 см и до его вывода, что удобно при наладочных работах.

Пять пар индукционных датчиков (рис.3) установлены на двух консолях симметрично относительно геометрической средней плоскости ускорителя в диапазоне радиусов от 107 до 262 см с равным шагом.

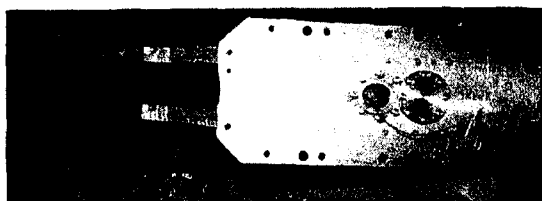


Рис.3. Индукционные датчики.

Их азимутальный размер 5° , радиальные меняются от 15 см для первого до 4 см для последнего из них, апертура составляет 10 см. Нагрузкой датчика служит кабель согласованного измерительного тракта с волновым сопротивлением 50 Ом, следовательно, он является датчиком дифференцирующего типа, чувствительным лишь к скорости изменения потока вектора электрического смещения через чувствительную поверхность датчика

$$i = \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\text{поверхность}} \vec{D} \cdot d\vec{S}, \quad (1)$$

а напряжение на его выходе

$$u = i \cdot \rho \quad (2)$$

определяется полным зарядом пучка и его угловым положением φ , т.е.

$$u = u(\varphi) = \int K(\varphi, \varepsilon) \cdot \sigma(\varepsilon) \cdot d\varepsilon, \quad (3)$$

$K(\varphi, \varepsilon)$ - аппаратная функция датчика, ε - угловое положение заряда в пучке, $\sigma(\varepsilon)$ - азимутальная плотность заряда. На рис.4 показан сигнал с датчика, полученный с помощью стробоскопического преобразования. Решение уравнения (3) в применении к нашему случаю выполнено в работе [2], где для плотности заряда получено соотношение

$$\sigma(\varepsilon_k) = \frac{2\pi}{K_{yc} \cdot 2b \cdot \rho \cdot \omega \cdot 2\alpha_0} \cdot \frac{a^2 - z_p^2}{2a} \cdot S(\varphi_k), \quad (4)$$

$2b, 2\alpha_0$ - соответственно радиальный и угловой размеры пучка, $2a$ - апертура, ω - угловая частота обращения пучка, K_{yc} - коэффициент передачи измерительного тракта, z_p - вертикальное положение пучка,

$$S(\varphi_k) = K_{yc} \cdot \int_0^{\varphi_k} [U_e(\varphi) + U_n(\varphi)] \cdot d\varphi \quad (5)$$

- результат численного интегрирования суммарного сигнала с верхнего U_e и нижнего U_n датчиков. При известной частоте повторения циклов ускорения F нетрудно получить средний ток пучка

$$\bar{I} = F \cdot \int_0^{2\pi} \sigma(\varepsilon) \cdot d\varepsilon. \quad (6)$$

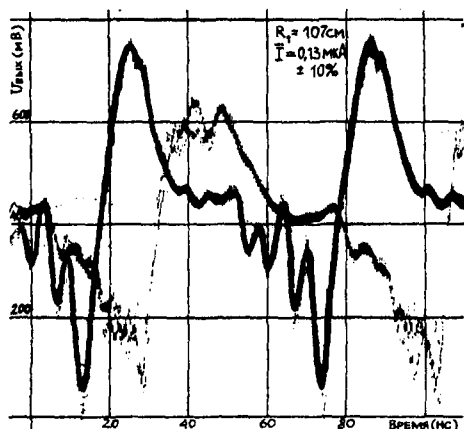


Рис.4. Быстрый сигнал с индукционного датчика (кривая с выхода осциллографа С7-8). $\bar{I} = 0,13 \text{ мкА}$, $F = 20 \text{ с}^{-1}$.



Рис.5. Осциллограммы цикла ускорения. Верхняя — ускоряющее напряжение, нижняя — сигнал с 4-го датчика, средняя — сигнал с 5-го датчика. $\bar{I} = 0,13 \text{ мкА}$, $F = 20 \text{ с}^{-1}$, 500 мкс/дел., 100 мВ/дел.

Суммарная ошибка методики и аппаратных погрешностей измерения плотности заряда ускоряемого пучка в нашем случае составляет $\leq 10\%$.

В работе ^{13/} показано, что вертикальное смещение пучка определяется выражением

$$\tilde{z}_p = a \cdot \frac{u_в - u_н}{u_в + u_н} \quad (7)$$

При определении положения пучка сигналы с верхнего и нижнего датчиков очищаются с помощью гармонического анализа от наводок, подавляющую часть которых составляет первая гармоника ускоряющего напряжения. Погрешность измерения в диапазоне вертикальных смещений пучка $\tilde{z}_p = \pm 25 \text{ мм}$ с учётом его вертикального размера составляет $\Delta \tilde{z}_p \pm 1,5 \text{ мм}$.

Величина среднего набора энергии в диапазоне радиусов между соседними датчиками может быть получена из соотношения

$$\Delta E_k = 2e \cdot \overline{V_{мд}} \cdot \overline{\cos \varphi_s} \cdot \Delta t_k \cdot \overline{f_{вч}} \quad (8)$$

Откуда для среднего набора энергии за оборот имеем

$$2e \cdot \overline{V_{мд}} \cdot \overline{\cos \varphi_s} = \frac{\Delta E_k}{\Delta t_k \cdot \overline{f_{вч}}} \quad (9)$$

ΔE_k — набор энергии при радиальном перемещении пучка между соседними датчиками, Δt_k — время перемещения, $\overline{V_{мд}}$, $\overline{f_{вч}}$ — средние амплитуда и частота ускоряющего напряжения. Время перемещения пучка между соседними датчиками, как видно из рис.5, определить несложно. Блок-схема электроники, позволяющей проводить автоматизированную обработку сигналов с индукционных датчиков, приведена на рис.6. Измерительные и управляющие блоки П, И2, И3 выполнены в стандарте КАМАК. Вся аппаратура, кроме входных коммутаторов, размещена в пультовом зале.

В области вывода используются вторично-эмиссионные датчики двух типов: многоламельные (рис.7) и дифференциальные (рис.8), с помощью которых осуществляется подстройка кривизны отклоняющего канала, а также измерение величины заброса и положения пучка относительно средней плоскости. В многоламельном датчи-

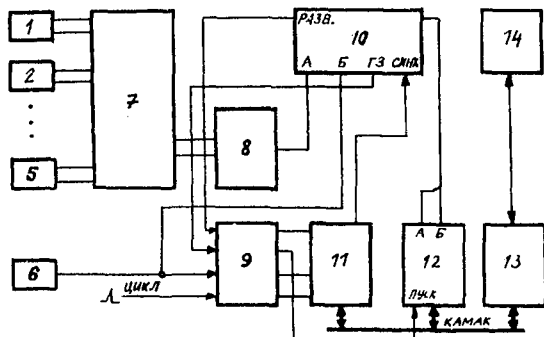


Рис.6.Блок-схема электроники системы индукционных датчиков. 1...5 -датчики пучка,6 -датчик ускоряющего напряжения,7 -входной коммутатор,8-сумматор,9-адаптор,10-осциллограф С7-8,11-АПЧ,12-блок синхронизации,13-контроллер хрейта,14-мини-ЭВМ МЕРА-6055.

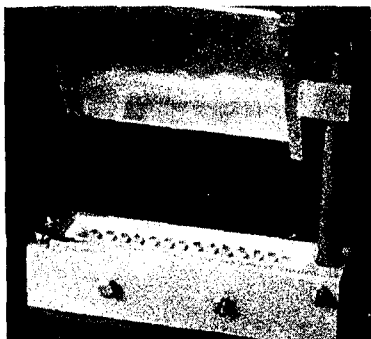


Рис.7.Многоламельный ВЭ датчик.

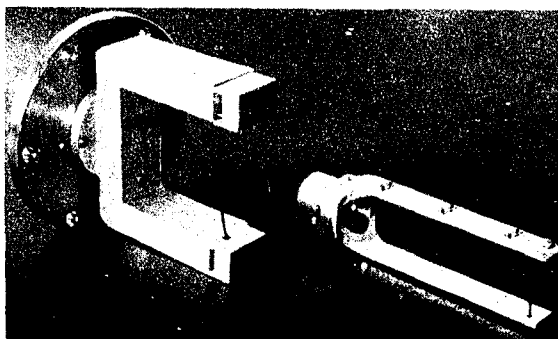


Рис.8.Дифференциальные ВЭ датчики.

ке на пути пучка под углом 74° к вертикали установлена алюминиевая фольга толщиной 50 мкг/см^2 . Выбитые пучком из фольги электроны попадают на равномерно распределённые вдоль радиуса ламели с радиальным размером 4 мм, расположенные ниже средней плоскости. Многоламельные датчики 3,4,5 (рис.1) установлены между элементами системы вывода, датчик 6 может быть установлен с помощью пробника на выведенный пучок. Гистограмма токов с этого датчика приведена на рис.9. Фольга этого датчика перекрывает всё сечение пучка, и, будучи прокалиброван, он может быть использован для измерения среднего тока пучка.

В дифференциальном датчике на пути пучка симметрично относительно средней плоскости установлены две молибденовые пластинки. Датчик устанавливается на перемещаемый пробник ПЗ или пробник системы вывода, с помощью которого может быть проведено сканирование пучка с целью получения его радиального распределения и вертикального смещения. Измерение токов вторичной эмиссии с датчиков проводится с помощью аппаратуры, блок-схема которой приведена на рис.10. Электронметрический усилитель имеет входное сопротивление 1 Гом, чувствительность 1 мВ/пА, приведённый ко входу дрейф около 20 пА за 8 часов в диапазоне температур $+(15 \pm 40)^\circ\text{C}$. Вся аппаратура, кроме регистрирующего устройства 7 и блока управления 8, находится в цокольном этаже ускорительного зала. Время измерения многоламельным датчиком около 30 с.

Система диагностики использует вычислительные средства АСУ фазотрона, что позволяет вести автоматизированную обработку измеряемых сигналов. Система эксплуатируется при экспериментальных и наладочных работах.

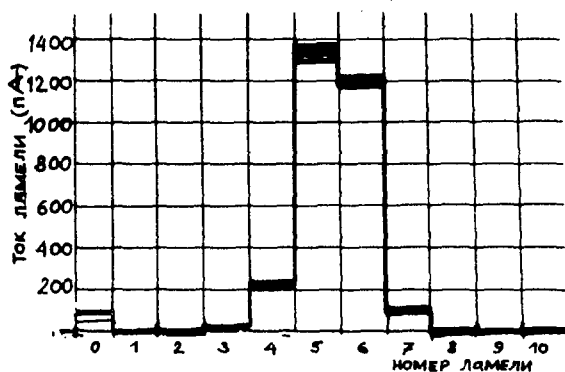


Рис.9. Гистограмма токов с ламелей ВЗ датчика выведенного пучка. $I = 0,6$ мкА.

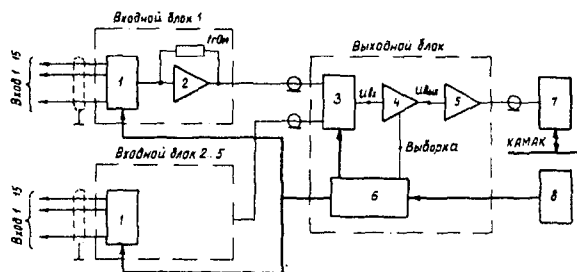


Рис 10

Рис.10. Блок-схема электроники системы ВЗ датчиков.

1-коммутатор ламелей, 2-электрометрический усилитель, 3-коммутатор сигналов с входных блоков, 4-усилитель выборки-хранения, 5-оконечный усилитель, 6-схема логики, 7-самописец или АЦП, 8-блок управления.

Литература

1. В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Л.М.Онищенко
Сообщение ОИЯИ Р9-85-358, Дубна, 1985.
2. М.Ф.Шабашов. Сообщение ОИЯИ 13-86-296, Дубна, 1986.
3. Ю.Н.Денисов, В.П.Дмитриевский, В.В.Калиниченко и др.
Сообщение ОИЯИ 9-86-295, Дубна, 1986.

ОПЕРАТИВНЫЙ КОНТРОЛЬ ВЫВЕДЕННОГО ПУЧКА ЦИКЛОТРОНА

П.Ю.Комиссаров, В.Г.Михайлов, В.А.Резвов, В.И.Скляренко, Л.И.Юдин

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва

В.Бейшовец, М.Чигака, Я.Штурса

Институт ядерной физики ЧСАН, Ржеж

Повышение требований к качеству ускоренных пучков на циклотронах и других ускорителях повлекло за собой дальнейшее развитие работ по бесконтактной диагностике пучков. В частности, в ИАЭ им. И.В.Курчатова разработан высокочувствительный ионизационный профилометр с электронным умножителем на микроканальных пластинах, электронно-оптическим преобразователем и телевизионным представлением сигнала на мониторе^{1/}. На основе профилометра на циклотронах ИАЭ им. И.В.Курчатова и ИЯФ АН ЧССР разработаны и эксплуатируются диагностические станции оперативного контроля выведенного пучка с обработкой информации средствами вычислительной техники. С учетом реальных технических возможностей диагностическая станция ИЯФ АН ЧССР построена на базе ЭВМ М-6000, диагностическая станция ИАЭ — на основе микропроцессора К-580.

Упрощенная структурная схема станции ИАЭ (рис.1) содержит собственно датчик профиля пучка, средства телевизионной передачи и представления яркостного сигнала на основе промышленной телеустановки, набор аппаратуры в стандарте КАМАК, управляемой микропроцессорным крейтом-контроллером. Станция обеспечена алфавитно-цифровым дисплеем, цветным графическим дисплеем, накопителем на магнитной ленте на базе кассетных магнитофонов РК-1, печатающим устройством ДМ-180. В набор стандартной аппаратуры КАМАК входят коммутатор аналоговых сигналов, 10-разрядный аналого-цифровой преобразователь, ОЗУ прямого доступа объемом 4 кбайт, два таймера, задающий генератор, регистр прерываний и выходной регистр.

Синхронизация работы станции с разверткой телевизионных камер осуществляется устройством согласования (рис.2). Устройство обеспечивает выделение сигнала огибающей профиля пучка, соответствующего кадровой развертке (профиль пучка размещен вдоль строк телевизионного разложения). С этой целью видеосигнал детектируется синхронным детектором в заданном месте каждой строки телевизионного разложения. В этом же устройстве производится выделение синхронизирующих импульсов кадровой развертки путем соответствующей фильтрации и формирования видеосигнала. Такое решение существенно снижает требования к быстродействию элементов станции. Кроме того, применение ОЗУ с прямым доступом позволяет исключить из программного времени время аналого-цифрового преобразования огибающей профиля пучка, используя это время для обработки предыдущего измерения.

Программное обеспечение станции позволяет: 1. Выбрать нужную телекамеру подключением соответствующего канала коммутатора. 2. Предоставлять на графическом дисплее огибающую исследуемого профиля. 3. Оперативно менять пространственный и амплитудный масштаб представляемого сигнала. 4. Устанавливать положение калибровочных меток с заданием расстояния между ними в мм. 5. Сохранять на графическом дисплее результаты всех предыдущих измерений (в другом цвете) с целью наблюдения эволюции пучка в ходе экспозиции (рис.3). 6. Находить положение центра тяжести пучка, его смещение относительно оси ионопровода. 7. Вычислить ширину пучка на полувысоте или на любом заданном уровне. 8. Последова-

Блок-схема системы автоматического контроля качества сварки (САКС).

Центральное устройство согласования (УС) связано с четырьмя профилометрами (1, 2, 3, 4) и четырьмя телевизионными камерами (ТК). Профилометры и камеры передают данные на шину КАМАК.

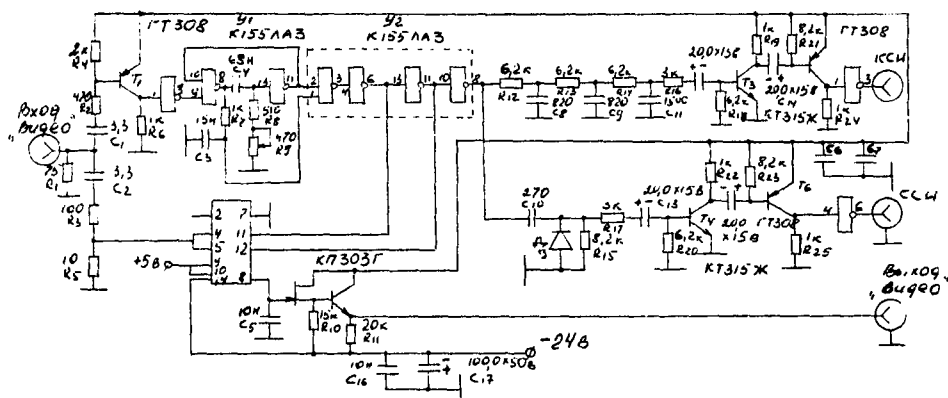
Шина КАМАК соединяет следующие блоки:

- Ген. такт. шим.
- Габитер 6Т4-А2
- Габитер 6Т4-А2
- ОЗУ - 4x8
- Коммутатор КД-003
- АЦП БПД-А2
- ОЗУ - 4x8
- ГД-2
- ПМ-1
- МК-2

Дополнительные блоки системы:

- Дисплей 1543-00-013
- КНМЛ-1
- КНМЛ-2
- АЦПУ ДЗМ-180

Рис. 2. Устройство согласования.



Пространственное разрешение аппаратуры обработки сигнала $\sim 0,5\%$ от размера измеряемого изображения, время прохождения одного цикла программы ~ 2 с.

Большой объем оперативной памяти ЭВМ М-6000 диагностической станции ИЯФ АН СССР позволяет проводить цифровую обработку двухкоординатных изображений. Информация с выбранной телевизионной камеры считывается, преобразуется и в цифровой форме запоминается посредством оборудования, выполненного на базе стандартных модулей ЭВМ типа М-6000 и простой электронной схемы. При обработке используется система координат, жестко связанная со структурой ТВ сигнала, а тем самым и с изображением на экране камеры и монитора. По вертикальной оси координата определяется номером строки в кадре (до 300), по горизонтальной — номером столбца. Т.е. дискретным шагом задержки (250 нс) после начала соот-

ветствующей строки. При единичном шаге измерений по обеим осям имеют разрешение $\sim 0,5\%$ размера экрана. Время измерения оставляет $t_u = t_c \cdot N$, где N - число обрабатываемых столбцов, $t_c = 20$ мс, когда шаг строк равен 1, и $t_c = 40$ мс при чересстрочной развертке. Максимальное число точек, обрабатываемых при одном измерении, достигает $5 \cdot 10^4$. Более детально диагностическая станция ИЯФ АН СССР рассмотрена в ^{1/2/}.

Возможности ЭВМ М-6000 были использованы для количественного сопоставления результатов измерения размеров пучка традиционным методом с применением прерывающего светящегося датчика и с использованием ионизационного профилометра. На рис.4 представлены огибающие профиля пучка, полученные разными методами. Следует отметить, что насыщение в тракте виллемит - ТВ камера приводит к уширению изображения профиля пучка, полученного с телевизионного изображения его сечения на перехватывающем датчике.

Опыт эксплуатации описанной аппаратуры в ИАЭ им. И.В.Курчатова и в ИЯФ АН СССР показал надежность работы ионизационного профилометра, его высокую чувствительность и хорошее пространственное разрешение. При апертуре датчика до 90 мм,

определяемой размерами микроканальных пластин, порог его чувствительности с электронным умножителем на одной пластине составляет 10^{-8} А и 10^{-10} А и лучше на шевроне из двух пластин. Пространственное разрешение диагностического комплекса - 1 мм и слабо зависит от напряжения питания профилометра. Динамический диапазон устройства ограничен насыщением микроканальных пластин и в отсутствие регулировок превышает 10^2 . Регулированием напряжения питания пластин он легко расширяется вплоть до токов пучка 10^{-3} А и более. Размещение между микроканальными пластинами и люминофором специального токоприемника ^{1/3/} позволяет непрерывно контролировать интенсивность и временную структуру пучка с указанными порогами чувствительности. Разработанный комплекс дает возможность ставить весьма тонкие физические эксперименты, требующие долговременной стабильности пучка на мишени при малой интенсивности пучка.

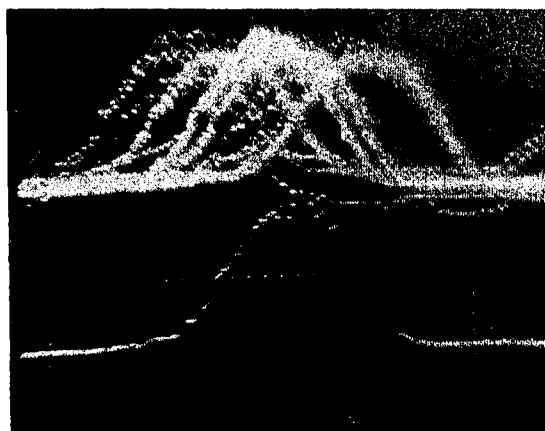


Рис.3. Представление смещения профиля пучка в процессе экспозиции.

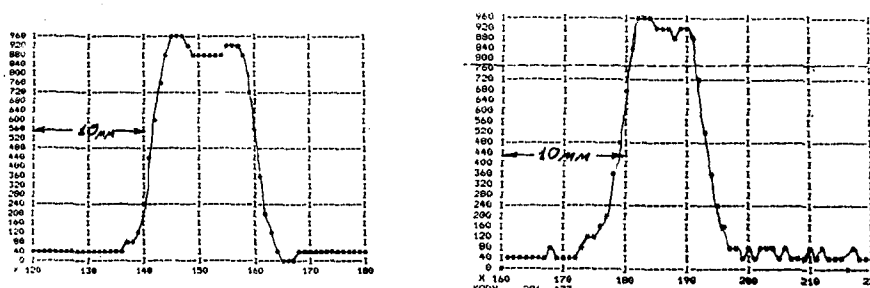


Рис.4. Профиль пучка на АЦПУ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михайлов В.Г., Резвов В.А., Рошин А.А. и др. Высокочувствительный профилометр для тяжелоионного синхротрона. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1985, т. I, с.83.
2. Бейшовец В., Чигак М., Штурса Я., Резвов В.А., Юдин Л.И. Цифровая обработка телевизионного изображения в средствах диагностики внешних пучков. Доклад на Международном совещании по циклотронам и их применению. ОИЯИ, Р9-85-707, с.235, Дубна, 1985.
3. Комиссаров П.Ю., Михайлов В.Г., Рошин А.А. и др. Многофункциональный датчик параметров пучка циклотрона. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1985, т. I, с.109.

Линейный сильноточный ускоритель электронов "Факел" /1/ позволяет получать пучки высокой средней мощности (до 50 кВт). Эксплуатация ускорителя предполагает многоцелевой режим работы на несколько мишеней, так что проводка пучка осуществляется по сложным трактам переноса и поворота. В этих условиях неизбежно попадание пучка в различные точки тракта, а при значительных величинах мощности первого такое попадание вызывает сильный локальный нагрев участков тракта, последствия которого могут привести к длительным простоям ускорителя.

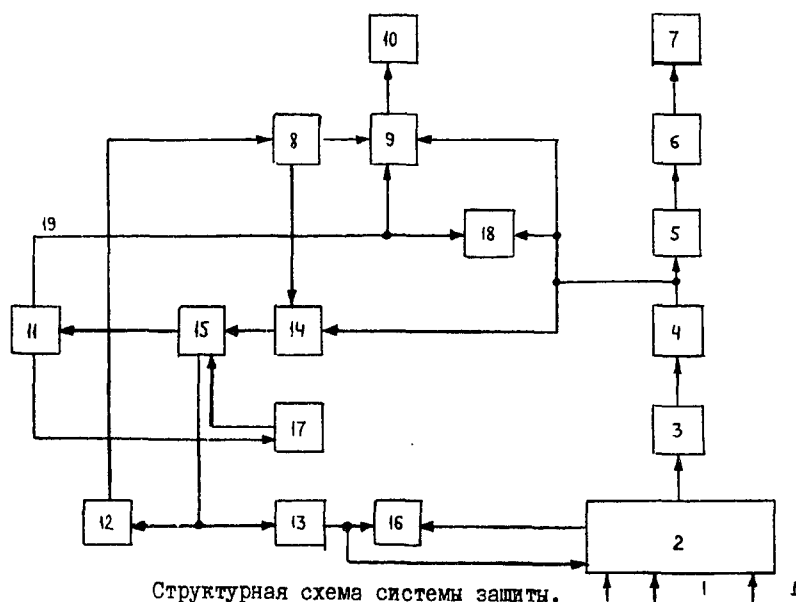
Эффективным в таких случаях является способ отключения пучка при его попадании в стенки тракта, но, например, существующие для этих целей системы вакуумной блокировки малоэффективны, поскольку срабатывают, как правило, когда нагрев тракта пучком вызывает необратимое ухудшение вакуума в ускорителе. Системы контроля температуры тракта весьма инерционны, а пролетные датчики эффективны только на участках транспортировки, где пучок сконцентрирован в пространстве.

На ускорителе "Факел" были проведены исследования возможности защиты тракта транспортировки пучка посредством использования акустических сигналов, возникающих в элементах конструкции тракта при термоупругом взаимодействии ускоренных заряженных частиц с металлом /2/. Были определены характерные параметры акустических сигналов, существенные для использования их при защитных функциях /3/.

Использование акустического сигнала в данном случае наиболее перспективно, поскольку он несет в себе информацию об интенсивности и месте попадания пучка в тракт, его спектральный состав и затухание определяются акустическими свойствами данной определенной конструкции, что позволяет в случае сложной геометрии идентифицировать тот или иной участок тракта по характеристикам сигнала. Кроме того, высокая помехозащищенность устройств, обрабатывающих акустический сигнал, из-за значительной величины отношения скоростей распространения электромагнитных и звуковых волн является в данном случае уникальным достоинством, если учитывать, что система защиты должна работать в условиях высокого уровня электромагнитных импульсных помех. Безынерционные датчики системы - пьезоэлектрические преобразователи - можно устанавливать на весьма ограниченных участках сложного тракта, они не искажают профиль пучка, обладают высокой радиационной стойкостью, конструктивно просты и дешевы в изготовлении.

На основе проведенных исследований была создана автоматическая система защиты тракта ускорителя от повреждений его электронным пучком. Структурная схема системы приведена на рисунке. Совокупность пьезоэлектрических преобразователей 1, устанавливаемых вдоль всего тракта транспортировки пучка, последовательно опрашивается посредством коммутатора 2. Интенсивность акустического сигнала измеряется в блоке амплитуды, состоящем из последовательно соединенных предусилителя 3 ($K_u = 40$ дБ), усилителя 4 ($K_u = 20$ дБ), амплитудного детектора 5, интегратора 6 и цифрового вольтметра 7. Нижний предел чувствительности, составляющий для данной системы величину порядка 5% от номинального импульсного тока, может быть улучшен дополнительным усилением, а верхний предел ограничения не имеет.

Место попадания пучка в тракт на данном канале коммутации определяется в блоке расстояния, состоящем из схемы блокировки дискриминатора 8, схемы сравнения временных интервалов 9 и цифрового хронометра 10. В блоке расстояния вырабатывается импульс с длительностью, равной времени задержки акустического сигнала, измеренной посредством 10. При точности определения временного интервала между началом синхроимпульса ускорителя 19, вырабатываемого таймером 11, и моментом прихода акустического сигнала $\Delta t \approx (5+10)$ мкс при усредненной по тракту скорости звука $v \approx 3000$ м/с точность определения места попадания пучка в тракт составляет



Структурная схема системы защиты.

1,5 + 3 см. В этом же блоке формируется временной интервал, в течение которого система не реагирует на входной сигнал (схема 8 и схемы 12, 13 в блоке счета); в течение этого времени проходят импульсные электромагнитные помехи от систем ускорителя.

Отключение пучка производится блоком дискриминации, состоящим из амплитудного дискриминатора 14 и схемы блокировки пучка 15, связанной с таймером ускорителя и блоком счета, управляющей через схемы 12 и 13 работой коммутатора, так что при отключении пучка на системе индикации 16 фиксируется номер канала, в котором уровень сигнала выше допустимого.

Блок счета содержит задающий генератор 17, связанный с таймером и определяющий скорость опроса датчиков системы коммутатором, если нет запрета от схемы 15, схемы синхронизации 12, 13 и схемы индикации 16, которая сообщает оператору в процессе работы номер данного опрашиваемого канала или, в случае, когда срабатывает блокировка в системе дискриминации, номер канала, в котором уровень сигнала от датчиков системы превышает допустимый. Форма и амплитуда сигнала после усилителя могут независимо контролироваться по осциллографу 18.

Как уже отмечалось, высокая помехозащищенность системы обеспечивается предусмотренным временным интервалом между синхроимпульсом ускорителя и моментом начала акустического сигнала. Величина этого интервала составляет 50 мкс и равна времени распространения акустического сигнала по звукопроводу датчика. Звукопровод предусмотрен в конструкции датчика для удаления последнего непосредственно от поверхности наружной стенки тракта на расстояние около 15 см для ослабления влияния тепловых и радиационных эффектов на чувствительный элемент датчика — пьезокерамику ЦТС-19.

Автоматическая система защиты тракта ускорителя в настоящем исполнении имеет 10 каналов коммутации и опрашивает их за 1 с. Частота опроса каналов ограничена снизу физическими свойствами конструкции тракта транспортировки и, как установлено для тракта из нержавеющей стали с толщиной стенки 5 мм, для пучка средней мощности порядка 40 кВт с поперечным сечением 30 мм² эта величина должна составлять не менее 0,1 Гц; ограничение сверху определяется рабочей частотой ускорите-

ля. Для случая использования релейного коммутатора **верхний** предел скорости опроса определяется его механическими свойствами.

К достоинствам системы следует также отнести возможность быстрого введения системы в эксплуатацию на уже работающем ускорителе и возможность использования в системе промышленных электронных устройств.

В настоящее время разрабатываются принципы связи системы защиты с ЭВМ для архивизации данных и оперативного вывода информации о режиме проводки пучка на дисплей в цифровом и графическом виде.

Л и т е р а т у р а

1. Воронков Р.М., Бойко В.А., Шмыгов А.М., Филиппова М.В. Проект сильноточного линейного ускорителя электронов. -Атомная энергия, 1969, вып.4, с.348.
2. Боржковский И.А., Воловик В.Д., Гришаев И.А., Дубовик Г.П., Залюбовский И.П., Петренко В.В. Возбуждение ультразвука при прохождении быстрых электронов через металл. -Письма в ЖЭТФ, 1971, 13, с.546.
3. Калашников В.В., Капирин Ю.В., Петренко В.В. Экспериментальные исследования возможности защиты элементов конструкции сильноточных ускорителей от повреждений ускоренным пучком. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. -Дубна: ОИЯИ, 1985, т.2, с.328-331.

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЙ И КОНТРОЛЯ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ИНЖЕКЦИОННОГО КОМПЛЕКСА СИНХРОФАЗОТРОНА

Ю.Д.Безногих, Б.В.Василишин, М.А.Воеводин, В.И.Волков, В.М.Горченко,
Л.Г.Ефимов, И.И.Куликов, Ю.В.Простякин, С.В.Романов, Ш.З.Саидгулин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Автоматизированная система измерения и контроля параметров инжекционного комплекса синхροфазотрона реализована на базе ЭВМ СМ-3 и решает следующие задачи:

- измерение и контроль ряда параметров инжекционного комплекса;
- спектральный анализ состава инжектируемого в синхροфазотрон пучка ядер при работе от источника "Крион" /1/;
- измерение степени векторной или тензорной поляризации дейтронного пучка на выходе линейного ускорителя ЛУ-20 при работе от источника "Полярис" /2/;
- измерение и контроль основных параметров системы криогенной откачки вакуумной камеры синхροфазотрона /3/.

В настоящей работе приводится описание аппаратуры и программного обеспечения для решения первой из перечисленных задач.

К числу измеряемых и контролируемых в настоящее время параметров относятся следующие:

- токи в элементах магнитной оптики (95 параметров);
- амплитуда и форма импульсных сигналов с датчиков (16 параметров);
- распределение амплитуд бетатронных колебаний при инжекции пучка в камеру синхροфазотрона;
- временные характеристики импульсов синхронизации систем ускорителя (8 параметров).

Аппаратура сопряжения датчиков с ЭВМ выполнена в стандарте КАМАК и подключена к ЭВМ СМ-3 с помощью крейт-контроллера (КК) типа IO6A (ПОЛОН, ПНР) и двух разработанных в ЛВЭ КК КОМ-606 /4/ (рис. 1).

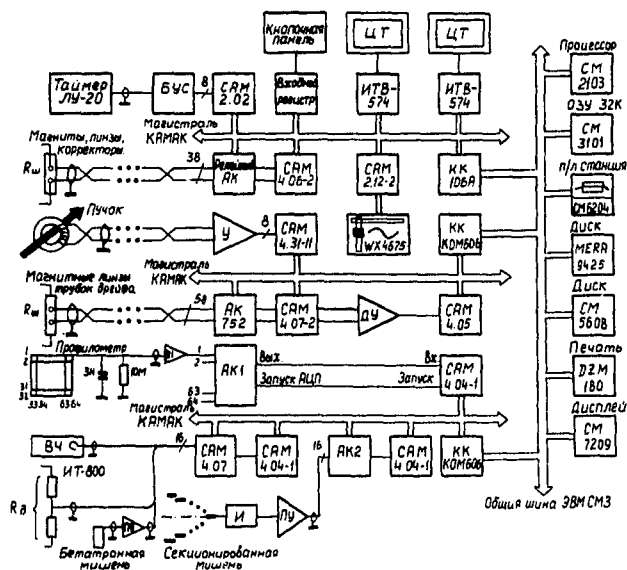


Рис. 1. Структурная схема системы.

Для оцифровки сигналов с измерительных шунтов в цепях питания квадрупольных линз триплетов, поворотных магнитов и корректоров внешнего тракта инжекции, имеющих относительно "земли" потенциал от 0 до 120 В, используется 12-разрядный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) интегрирующего типа с изолированным входом САМ.4.06-2 (ЦИФИ, ВНР). Коммутация сигналов при этом производится с помощью трех 16-канальных релейных коммутаторов ^{5/}. Для измерения сигналов с измерительных шунтов квадрупольных линз трубок дрейфа ускорителя ЛУ-20, имеющих относительно "земли" нулевой потенциал, используется 12-разрядный АЦП типа САМ.4.05 (ЦИФИ, ВНР) с коммутацией сигналов с помощью четырех 16-канальных аналоговых коммутаторов /АК/ типа 752 (ПОЛОН, ПНР), включенных каскадно с 8-канальным АК САМ.4.07-2 (ЦИФИ, ВНР), имеющим выходной дифференциальный усилитель с программно выбираемыми коэффициентами передачи 1 и 10.

Измерение формы и амплитуды импульса тока пучка в диапазоне от 50 мкА до 50 мА и длительностью от 10 до 600 мкс осуществляется прозрачными магнитоиндукционными датчиками, работающими в интегрирующем режиме. Отличительная особенность измерительного тракта состоит в том, что в целях увеличения постоянной интегрирования датчика он нагружен на предусилитель с низким входным сопротивлением ($0,1 \text{ Ом}$). В этом случае чувствительность датчика в широких пределах можно изменять количеством витков измерительной обмотки. Оцифровка сигналов с датчиков тока пучка осуществляется с помощью 8-канального 8-разрядного АЦП с буферной памятью по 8 Кбайт на каждый канал типа САМ 4.31-11 (ЦИФИ, ВНР). Измерение амплитуды и формы остальных импульсных сигналов производится с помощью АЦП с буферной памятью 64 12-разрядных слов типа САМ 4.04-1 (ЦИФИ, ВНР). Коммутация сигналов при этом осуществляется с помощью АК САМ.4.07 (ЦИФИ, ВНР).

Для измерения распределения амплитуд вертикальных колебаний частиц, инжектируемых в камеру синхрофазотрона, используется секционированная мишень, состоящая из 16 ламелей, разнесенных равномерно по вертикали. Сигналы с ламелей, пропорциональные собранному на них заряду, после предварительного интегрирования и усиления подаются через коммутатор на АЦП САМ.4.04-1. С помощью такого устройства в одном цикле ускорителя удастся измерить спектр амплитуд вертикальных колебаний и, при необходимости, производить оптимальную настройку инжектора и коррекцию медианной поверхности магнитного поля синхрофазотрона.

Для измерения профиля инжектируемого пучка используется коллекторный датчик, представляющий собой рамку с равномерно натянутыми с шагом 2 мм вольфрамовыми проволочками (30 горизонтальных и 30 вертикальных). Профилометр включает два таких датчика с диаметрами проволочек 50 и 100 мкм соответственно для пучков протонов и ядер. Аппаратура предварительной регистрации сигналов, размещенная в месте расположения профилометра, включает блоки усилителей с интегрирующими конденсаторами (3 н и 150 пф соответственно для пучков протонов и ядер) и 64-канальный АК, который наряду с коммутацией сигналов с выходов усилителей формирует также запускающие импульсы для АЦП САМ.4.04-1, применяемого для оцифровки сигналов. Результаты в виде гистограмм профилей пучка в обеих плоскостях представляются на экране цветного телемонитора или выдаются для документации на графопостроитель.

Измерение временных характеристик производится с помощью двух 4-канальных двоичных счетчиков САМ.2.02 (ЦИФИ, ВНР), управляемых специально разработанным блоком (БУС). Рис. 2 иллюстрирует форму выдачи результатов измерения отскакивающих импульсных сигналов с соответствующих датчиков на графопостроитель.

Предусмотрен также режим накопления на диске результатов измерения заданных параметров каждого цикла ускорителя с целью их последующей статистической обработки. Пример представления результатов накопления измеренных значений амплитуд токов пучка в четырех точках тракта инжекции приведен на рис. 3.

В заключение авторы выражают благодарность И.Н.Семенюшкину и М.П.Зиновьеву за постоянную поддержку и содействие данной работе, В.А.Мончинскому, Б.В.Соболеву и дежурному персоналу линейного ускорителя за помощь при отладке системы, В.И.Хренову за изготовление некоторых блоков.

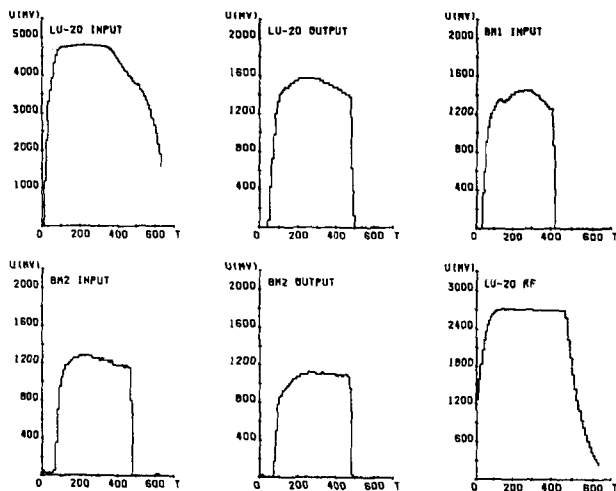


Рис. 2. Форма выдачи огибающих импульсных сигналов на графо-строитель.

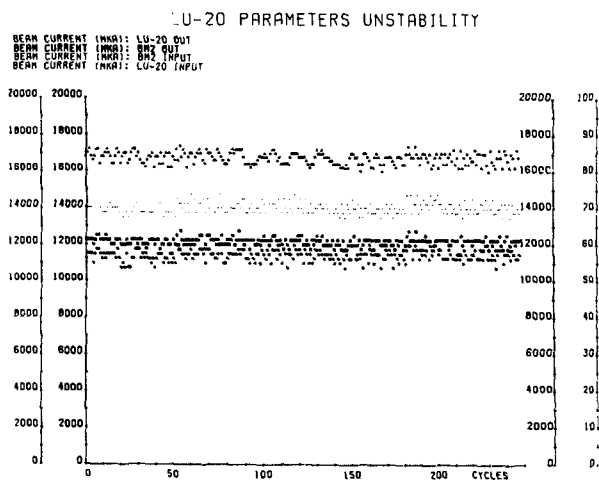


Рис. 3. Значения амплитуд тока пучка протонов в четырех точках тракта инжекции в 250 последовательных циклах ускорителя.

Л и т е р а т у р а

1. Авдейчиков В.В. и др. ОИЯИ, 9-83-305, Дубна, 1983.
2. Авдейчиков В.В. и др. ОИЯИ, 13-84-20, Дубна, 1984.
3. Василяшин Б.В. и др. ОИЯИ, 9-84-281, Дубна, 1984.
4. Эримов Л.Г. ОИЯИ, 10-83-760, Дубна, 1983.
5. Безногих Ю.Д. и др. ОИЯИ, Б1-9-83-672, Дубна, 1983.
6. Рапп Х. ОИЯИ, 10-80-125, Дубна, 1980.

ПЕРИФЕРИЯНАЯ ОПТОЭЛЕКТРОННАЯ СИСТЕМА ДИСТАНЦИОННОГО УПРАВЛЕНИЯ И КОНТРОЛЯ ИНЪЕКТОРА УСТАНОВКИ СПИН

Ю.И.Романов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В импульсных ускорителях для синхронизации работы ионного источника необходимо передать синхроимпульсы, регулируемые во времени, к устройствам импульсного питания ионного источника, расположенного под высоким ускоряющим напряжением (~ 750 кВ). Системы дистанционного управления и контроля должны обеспечивать долговременную надежную работу при высоких уровнях помех, создаваемых мощными радиотехническими устройствами ускорителя.

С разработкой и использованием волоконно-оптических линий связи (ВОЛС) в Лаборатории высоких энергий появилась возможность создания простых и надежных устройств с большим ресурсом работы.

При этом широко внедрялся модульный принцип конструирования с использованием механического стандарта КАМАК. Основные функциональные блоки выполнялись в виде автономных модулей со встроенными индикаторами и выводом информации на стандартные регистраторы.

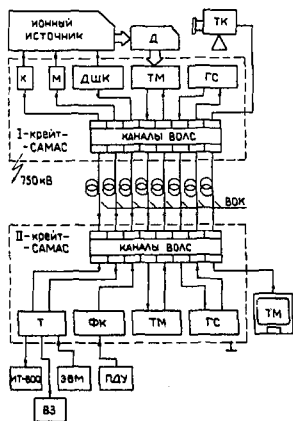


Рис.1. Структурная схема опто-электронной системы дистанционного управления и контроля (ДУК) по волоконно-оптическим линиям связи (ВОЛС) инжектором установки СПИН.

Краткие характеристики блоков и устройств:
Т - многоканальный программно-управляемый таймер ЮЦВЗ-01 /2/ включает в себя дешифратор функций КАМАК, кварцевый генератор $F_{\text{к}} = 1$ МГц с делителями опорной тактовой частоты, мультиплексор данных и 10 независимых каналов задержки с

Структурная схема оптоэлектронной системы дистанционного управления и контроля (ДУК) по волоконно-оптическим линиям связи (ВОЛС) инжектором установки СПИН/1/ показана на рис.1.

Система ДУК размещена в двух крейтах КАМАК. Один из них установлен на пульте управления, другой - на высоковольтном терминале. Связь между крейтами осуществляется по 8 десятиметровым параллельным приемо-передающим каналам ВОЛС, служащим для передачи цифровой и аналоговой информации. В крейтах находятся следующие функционально связанные блоки и устройства.
Пульт управления: таймер (Т), формирователь команд управления электроприводами (ФК) с пультом дистанционного управления (ПДУ), телеметрия (Тм), устройство дуплексной громкой связи (ГС), устройство приема видеосигнала с выходом на телемонитор (ТМ).

Высоковольтный терминал: блок привода клапана натекаателя (К), блок запуска модулятора дуги (М), дешифратор команд управления электроприводами (ДШК), телеметрия (Тм) и датчики (Д), устройство дуплексной громкой связи (ГС), устройство передачи видеосигнала от телекамеры (ТК).

рабочим диапазоном I мкс + 99 с. Таймер имеет два режима работы: от ЭВМ и автоматический. Он формирует выходные сигналы уровня ТТЛ для запуска: на высоковольтном терминале - клапана натекателя и модулятора тока дуги с развязками по сигналу управления с помощью высоковольтных оптронов; на потенциале "Земля" - вакуумного затвора (ВЗ), осциллографов, импульсного трансформатора ИТ-800.

ГС-ГС - устройство дуплексной громкой связи /3/, по линиям ВЧИС используется для связи операторов в период настройки инжектора.

ТК-ТМ - устройство телевизионной телеметрии /4/, изготовленное на базе использования промышленной телевизионной установки (ПТУ) и блоков ВЧИС, осуществляющих передачу видеосигналов в аналоговом виде с высоковольтного терминала на пульт управления инжектором. Информация, воспроизводимая на экране телемонитора, позволяет дежурному оператору установки дистанционно контролировать рабочие параметры подсистем ионного источника.

ТМ-ТМ - устройство цифровой телеметрии с датчиками (Д) /5/. К наиболее часто встречающимся аналоговым величинам, подлежащим контролю на высоковольтном терминале, относится электрическое напряжение, снимаемое с датчиков сопротивления. В основе работы устройства использован принцип преобразования контролируемой величины в частоту с последующим измерением ее электронным частотомером. Выбор датчика на контролируемом полуккомплекте реализован на принципе "адрес датчика - информация" (или "запрос-ответ"). Таким образом, по одной световодной линии подаются команды на управление мультиплексором, по другой (обратный канал) - поступает информация от преобразователя ПИЧ, где формируется импульсное напряжение, частота которого пропорциональна измеряемому напряжению.

ФК-ДШК - устройство дистанционного управления электроприводами /5/, задающими режимы работы магнитных элементов источника заряженных частиц. Управление построено на принципе - "выбор объекта управления", "меньше или больше". При этом электродвигатели, связанные через редукторы с латрами, вращаются влево или вправо с малой постоянной скоростью, уменьшая или увеличивая напряжение питания соответствующих магнитных элементов, подключенных к автотрансформаторам. Аппаратура рассчитана на выборочное управление 7 исполнительными устройствами в любой последовательности.

Автор благодарит Боевину М.А., Зиновьева Л.П., Семенюшкина И.А. за постановку задачи, Маньякова П.К., Мончинского В.А., Слесарева В.А., Шелаева И.А. за полезные обсуждения и помощь в работе.

Л и т е р а т у р а

1. Шелаев И.А. и др. ОИЯИ, Р9-83-582, Дубна, 1983.
2. Романов Ю.И. ОИЯИ, I3-83-478, Дубна, 1983.
3. Романов Ю.И. ОИЯИ, I3-85-599, Дубна, 1985.
4. Романов Ю.И. ОИЯИ, I3-85-580, Дубна, 1985.
5. Романов Ю.И. ОИЯИ, I3-86-533, Дубна, 1986.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Рис. 2. Структурная схема измерительного модуля.

В состав системы контроля и измерения параметров КУТИ-20 входят три измерительных модуля. Два из них идентичны и осуществляют контроль и измерение 140 параметров СИЛУНД-20 и ЛУЭК-20: токов фокусирующей системы, токов размагничивания индукторов, зарядных напряжений высоковольтных источников питания модуляторов, вакуума в инжекторе и др. Блок-схема аппаратуры КАМАК этого модуля приведена на рис.3. Контроль выхода

значений параметров за границы допустимого диапазона осуществляется 16-входовыми дискриминаторами с двумя регулируемым верхним и нижним (ВН) порогами. После определения номера дефектного параметра информация передается в ЭВМ СМ-4 для отображения на экране телевизионного монитора.

В памяти ЭВМ "Электроника-60" находится таблица с номерами параметров, выход значений которых за пределы допустимого диапазона может привести к аварийной ситуации. Если номер дефектного параметра находится в этой таблице, то при помощи коммутатора логических сигналов (КЛС) КЛ 003^{16/} происходит отключение запуска соответствующей системы.

Измерение параметров осуществляется при помощи 128-канального коммутатора аналоговых сигналов (КАС), КИС КУ 003 и 12-разрядного аналого-цифрового преобразователя (АЦП) САМ 4.05. КАС подключает к АЦП аналоговый сигнал, который необходимо измерить, а КИС - соответствующий ему строб-импульс, который определяет момент измерения.

Третий ИМ (рис.4) осуществляет измерение 8 параметров "Адгезатора-20": токов катушек сжатия и выводных соленоидов, зарядных напряжений высоковольтных источников питания корректора и инжектора. Измерение всех параметров производится в течение одного цикла ускорения, производится измерение величины тока пучка в ускорительном тракте СИЛУНД-20 и измеряется величина тока пучка на равновесной орбите в "Адгезаторе-20". Информация отображается в табличной и графической форме на экране цветного телевизионного монитора.

Программное обеспечение системы включает операционную систему DOS РВ с включенным в ее состав загружаемым драйвером устройства связи *TFDRV* и программу *PULT*. Для синхронизации сообщений разработан байт-ориентированный протокол канального уровня, создано прикладное программное обеспечение для связи с оператором и отображения информации.

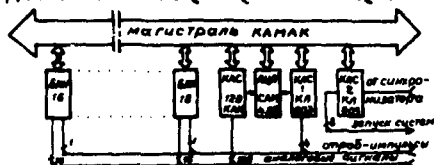


Рис.3. Блок-схема аппаратуры КАМАН
ИМ1 и ИМ2.

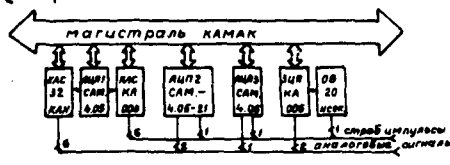


Рис.4. Блок-схема аппаратуры КАМАК
ИИЗ.

Литература

1. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-83-613, Дубна, 1983.
2. Долбиллов Г.В. и др. ОИЯИ, Р9-86-290, Дубна, 1986.
3. Аугустин А. и др. ОИЯИ, 9-83-846, Дубна, 1983.
4. Александров В.С. и др. ОИЯИ, 9-86-157, Дубна, 1986.
5. Антюхов В.А. и др. ОИЯИ, IO-12912, Дубна, 1979.
6. Журавлев Н.И. и др. ОИЯИ, IO-9479, Дубна, 1976.

КОЛЛЕКТОРНЫЕ ДАТЧИКИ ДЛЯ ДИАГНОСТИКИ СИЛЬНОТОЧНЫХ ИМПУЛЬСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В.М.Жабицкий, И.Н.Иванов, А.М.Каминская, В.А.Мельников,
А.Д.Степанов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Для определения параметров электронных пучков широко применяются датчики коллекторного типа /1/ (цилиндры Фарадея, профилометры, диафрагмы, измерители эмиттанса и т.п.). Они достаточно просты в изготовлении, удобны в эксплуатации и не требуют в составе измерительной цепи сложной электронной аппаратуры. Обычно эти датчики выполняются таким образом, что коллектор нагружен на резистивный шунт /2/ или соединен с измерительной аппаратурой непосредственно линией связи /3/.

Однако такая конструкция оказывается ненадежной при использовании датчиков для диагностики пучков со средней за период мощностью свыше 10 Вт. Действительно, охлаждение за счет конвекции в условиях вакуума отсутствует, а мощность теплового излучения пренебрежимо мала вплоть до высоких ($\geq 1000^\circ\text{C}$) температур. При этом температура коллектора растет практически линейно со временем:

$$\Delta T = \frac{P_*}{CM} t, \quad (1)$$

где $P_* = IE\gamma$ (Вт) – средняя за период мощность падающего пучка, I (А) – ток пучка, E (В) – ускоряющее напряжение, γ – скважность импульсов, C (Дж/кг·град) – удельная теплоемкость материала коллектора, M (кг) – масса коллектора, t (с) – время облучения.

Таким образом, вся тепловая нагрузка приходится на коллектор и входную измерительную цепь, что приводит к увеличению погрешности измерений и быстрому выходу датчика из строя.

Кроме того, /4/, большая пиковая мощность пучка может вызвать испарение вещества коллектора.

Для борьбы с этими эффектами применяют различные методы: внешнее жидкостное охлаждение /5,6/, коллимирование пучка /3/, сканирование пучка по конусному коллектору /7/ и другие. При этом устройство датчиков значительно усложняется и возникают ограничения по режиму их работы.

Вместе с тем в работе /8/ была предложена конструкция системы цилиндров Фарадея со сменными коллекторами для диагностики сильноточного импульсного пучка электронного ускорителя. В этой конструкции контактная трубка между коллектором из графита и "землей" охватывается небольшим дифференцирующим поясом Роговского, с помощью которого измеряется ток высадки на коллектор. Такое решение было предложено для оперативности замены коллекторов, поскольку в условиях работы этого ускорителя (разовый режим с плотностью пиковой мощности до 30 ГВт/см^2) преобладают процессы испарения.

Нами была разработана аналогичная конструкция (рис.1), позволяющая снимать тепловые нагрузки с коллекторных датчиков при работе ускорителя с частотой до нескольких десятков герц. Ее суть состоит в том, что коллектор (1) прикрепляется с помощью металлического штока (2) к конструктивным элементам вакуумной камеры (3), имеющей практически бесконечную интегральную теплоемкость.

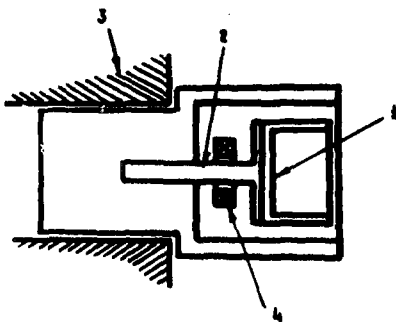


Рис. 1

Стекающий по штоку ток высадки измеряется малогабаритным поясом Роговского (4). Шток обеспечивает надежный тепловой и электрический контакт коллектора с "землей" и малое RC этой линии. При длине штока l (м), площади поперечного сечения S (м²) и удельной теплопроводности λ (Вт/м·град) обеспечивается теплоотвод мощностью

$$P = \Delta T \frac{\lambda S}{l} \quad (\text{Вт})$$

. Очевидно, что при некоторой температуре ΔT_0 возникает баланс падающей и отводимой мощности. Легко получить

$$\Delta T_0 = \frac{I E l \gamma}{\lambda S} \quad (2)$$

Другими словами, предлагаемая конструкция позволяет стабилизировать тепловой режим коллектора без применения внешнего охлаждения.

Частотные свойства такого датчика определяются, в основном, параметрами используемого в качестве развязки пояса Роговского [1,9,10]. В предлагаемой конструкции габариты поясов малы, что позволяет обеспечить надежную экранировку от внешних полей и защиту от прямой высадки пучка. Для измерения больших (≥ 1000 А) токов и коротких (~ 1 нс) импульсов применяются маловитковые дифференцирующие пояса Роговского с каркасом из немагнитного материала [8,11].

На основе предложенной конструкции был разработан набор коллекторных датчиков для диагностики электронного пучка ЛИУ-3000 ($I = 100 \pm 250$ А, $E \approx 1,5$ МэВ, $\gamma = 3 \cdot 10^{-7}$) [12]. Набор включает в себя цилиндр Фарадея, профилометр, секторную диафрагму и датчик энергии, работающий по методу поглощения в тонких фольгах. Общий вид профилометра показан на рис.2.

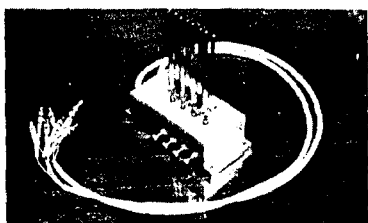


Рис. 2

Была проведена проверка теплового режима цилиндра Фарадея (рис.1). Коллектор из нержавеющей стали укреплялся на латунном ($\lambda = 85,5$ Вт/м·град) радиаторе, переходящем в шток с $S = 6,4 \cdot 10^{-5}$ м² и $l = 2,2 \cdot 10^{-2}$ м. Испытания проводились в режиме тока пучка в импульсе 100 А (тепловая нагрузка 45 Вт). Оценка по (2) дает $\Delta T_0 \approx 180^\circ$. Это значение является верхней оценкой, так как в расчетах не учитывались

эффекты, связанные с импульсным характером тепловых нагрузок.

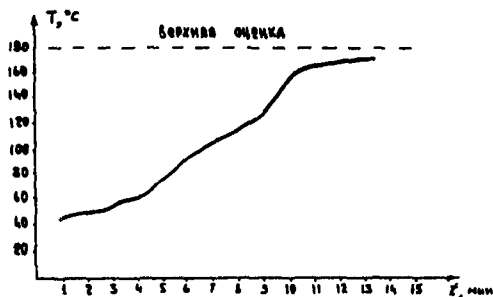


Рис. 3

На рис.3 представлена зависимость температуры коллектора от времени. Видно, что результат довольно хорошо согласуется с расчетом.

Датчики были испытаны на пучке ЛИУ-3000 при полной тепловой нагрузке до 100 Вт в течение нескольких смен (~ 40 часов). При этом контролировалась температура коллекторов. Износа за счет испарения, микровзрывов от удара пучком и других причин не наблюдалось.

Электрические испытания на импульсном стенде показали, что датчики с интегрирующими развязками на ферритовых кольцах передают без искажения импульсы длительностью до 0,3 мкс с фронтом не хуже 5 нс (аппаратурное ограничение). Точность измерения тока изготовленными приборами составила 5-10% для абсолютных и 1-2% для относительных измерений.

Таким образом, показано, что предлагаемая конструкция позволяет строить коллекторные датчики для сильнотоковых импульсных пучков со средней мощностью 100 Вт. Частотные свойства устройств при этом достаточны для проведения физических исследований.

Литература

1. Москалев Б.А., Сергеев Г.И., Шестаков В.Г. Измерение параметров пучков заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1980.
2. Быстров Ю.А., Иванов С.А. Ускорительная техника и рентгеновские приборы. М.: Высшая школа, 1983.
3. Глейзер Д. ПТЭ, 1980, № 2, с.46.
4. Капетанакос С.А. и др. Приборы для научных исследований, 1977, № 4, с.54.
5. Прудников И.А., Соколов Н.И. А.С. № 780818 от 7.04.83. ОИ, 1983, № 13, с.303.
6. "Цилиндр Фарадея для выполнения измерений на траектории ускорителя тяжелых ионов". Изобретения за рубежом, 1979, 116, № 11, с.42.
7. Дазиев Э.М. и др. А.С. № 1143308 от 30.10.85. ОИ, 1985, № 44, с.276.
8. Пеллинен Д. Приборы для научных исследований, 1972, № 11, с.103.
9. Мязин В.П. и др. Бесконтактное измерение сильных импульсных токов. В сб.: "Электронная измерительная техника" (МИИТ) М.: Атомиздат, 1978.
10. Зимин Е.Ф., Кочанов Э.С. Измерение параметров электрических и магнитных полей в проводящих средах. М.: Энергоатомиздат, 1985.
11. Габанец И., Гурач Х. Сообщение ОИЯИ, Р9-9141, Дубна, 1975.
12. Буланов В.А. и др. В кн.: Труды VI всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1979, т.2, с.54.

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ ГЕНЕРАТОР ФУНКЦИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ШИРОТНО-ИМПУЛЬСНОЙ МОДУЛЯЦИИ ДЛЯ ДИСТАНЦИОННОГО УПРАВЛЕНИЯ ИСТОЧНИКАМИ ПИТАНИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ

Б.Б.Дильмухамедов, А.П.Елин, В.В.Комаров, А.А.Матюшин, Н.Н.Трофимов
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Для эффективного управления режимом магнитной оптики в каналах транспортировки выведенного из ускорителя ИФВЭ пучка был создан комплекс аппаратно-программных средств на базе мини-ЭВМ и стандартной электроники^{/1/}. В частности, был разработан многоканальный генератор опорных напряжений для источников питания магнитооптических элементов (МОЭ) с использованием ШИМ-сигнала в качестве промежуточного носителя информации. Такое решение позволило удешевить аппаратуру и упростить гальваническую развязку разнесённых в пространстве источников питания.

Совершенствование технологии вывода с целью улучшения качества выведенного пучка и сокращения его потерь при утилизации бустерной интенсивности потребовало функционального управления для целого ряда МОЭ в системе медленного вывода. Таким образом, возникла новая задача – попытаться минимальными средствами адаптировать созданный управляющий комплекс для генерации опорных напряжений заданной формы, сохранив достоинства использованного в нём способа "цифра-ШИМ-аналог".

Основным принципиальным ограничением в применении названного способа для формирования изменяемого во времени напряжения является инерционность фильтра нижних частот, выделяющего нулевую гармонику из последовательности ШИМ-сигналов. Однако для рассматриваемой задачи требуемая скорость изменения опорного напряжения оценивалась относительно небольшой величиной, не превышающей 10%/с, что значительно упростило решение задачи. Адаптация существующего ШИМ-генератора опорных напряжений потребовала разработки только одного вспомогательного модуля и прикладного программного обеспечения в рамках автоматизированной системы управления выводом^{/2/}.

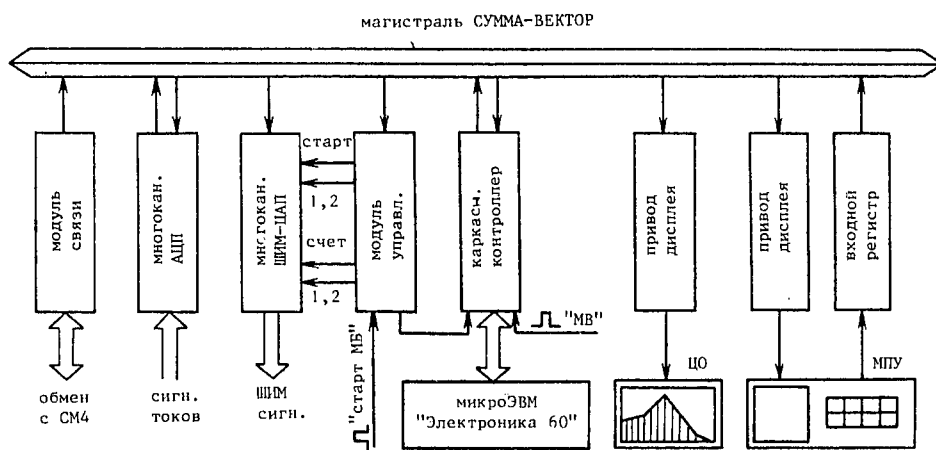
Комплекс аппаратуры для дистанционного управления источниками питания МОЭ набран из стандартных унифицированных модулей СУММА (рис.). Включение в его состав двух дополнительных модулей – стандартного привода дисплея и специализированного модуля управления расширили возможности комплекса, обеспечив генерацию и контроль токов возбуждения сложной формы. Модуль управления запускается импульсом "Старт медленного вывода" и организует чередование циклов записи-отработки длительностью 4 мс многоканального ШИМ-ЦАП.

Программное обеспечение генератора функций сохраняет двухуровневую организацию, принятую для системы управления выводом^{/2/}. Каждая функция задаётся в мини-ЭВМ СМ-4 в виде таблицы значений опорного напряжения в 20 точках с фиксированным интервалом между ними, равным 100 мс. Детализация задания осуществляется в микроЭВМ "Электроника 60", которая по внешнему импульсу "Медленный

вывод" готовит исполнительные таблицы, вычисляя промежуточные значения функции способом линейной интерполяции с дискретностью 4 мс. Обработка задания производится посредством модуля управления, который в режиме реального времени каждые 4 мс считывает через каркасный контроллер из памяти микроЭВМ в ШИМ-ЦАП очередное значение опорного напряжения. Функцию можно задавать и корректировать с местной панели управления (МПУ), клавиатура и программное обеспечение которой позволяют иметь доступ к входной таблице исходных значений опорного напряжения в микроЭВМ.

Контроль за функциональным управлением источниками питания МОЭ осуществляется путём измерения токов возбуждения многоканальным АЦП каждые 20 мс в течение медленного вывода. Результаты измерений отображаются на графическом дисплее - цифровом осциллографе (ЦО) с возможностью выделять и детально рассматривать зону изображаемого графика шириной 0,1 от вертикального размера экрана с 10-кратным увеличением масштаба.

Использование ШИМ-ЦАПа в качестве основы генератора опорного напряжения сложной формы позволило экономично решить задачи многоканальности, помехозащищённости и гальванической развязки для дистанционного функционального управления удалёнными источниками питания МОЭ. Эксплуатация многоканального генератора функций, реализующего способ преобразования информации по схеме "цифра-ШИМ-аналог" в составе аппаратно-программных средств автоматизированной системы управления выводом на ускорителе ИФВЭ, показала полную адекватность рассмотренного технического решения поставленной задаче.



Структура аппаратных средств для управления возбуждением МОЭ.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.П.Елин, В.В.Комаров, А.А.Матюшин. Управление токами в магнитных элементах вывода при помощи мини-ЭВМ РДР-8/Е. Препринт ИФВЭ 80-155, Серпухов, 1980.
2. В.Н.Алфёров и др. Системы автоматизированного управления ускорительным комплексом ИФВЭ. IV Всесоюзный семинар по автоматизации научных исследований в ядерной физике и смежных областях. Тезисы докладов. Протвино, ИФВЭ, 1986, стр.11-14.

СРЕДСТВА ДИАГНОСТИКИ ПУЧКА В КАНАЛАХ ТРАНСПОРТИРОВКИ НОВОЙ СИСТЕМЫ ИНЖЕКЦИИ УСКОРИТЕЛЯ ИФВЭ

В.Л.Брук, Д.А.Демиковский, С.М.Митрофанов,
Э.А.Мяэ, В.А.Пономаренко, В.И.Столповский,
В.Г.Тишин, Е.Ф.Троянов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Каналы транспортировки пучка бустерного комплекса ИФВЭ (вводный канал связывает линейный ускоритель и бустер, канал перевода – бустер и ускоритель У-70) оснащены комплексом устройств диагностики пучка [1,2]. Схемы каналов с расположенными на них средствами диагностики показаны на рис.1. Аппаратура позволяет контролировать и измерять следующие параметры пучка: интенсивность, положение, поперечные размеры, распределение плотности, эмиттанс, энергетический спектр, потери.

Энергия протонов в канале ввода – 30 МэВ, в канале перевода – до 1,5 ГэВ, что определяет выбор типа некоторых датчиков. На вводном канале для измерения эмиттанса и спектра используются 20-ламельные датчики полного поглощения пучка. На выводном канале аналогичные параметры измеряются с помощью вторично-эмиссионных датчиков профиля пучка.

Для абсолютных измерений инжектируемого тока используются цилиндры Фарадея с запирающей сеткой. Рутинное измерение интенсивности и положения пучка в обоих каналах ведётся с использованием электростатических пикап-электродов. Оба канала оснащены также люминесцентными экранами для телевизионного наблюдения размеров и положения пучка. В ряде мест люминесцентные экраны конструктивно совмещены с вторично-эмиссионными профилометрами. Предполагается значительно увеличить количество таких профилометров. На канале ввода имеются два шторных устройства с независимым управлением координатой каждой из 2 горизонтальных и 2 вертикальных шторок. Шторки изолированы от земли; наводимый на них сигнал передаётся на пульт управления. Эти устройства позволяют коллимировать инжектируемый пучок при проведении исследований.

Для измерения эмиттанса и спектра пучка на канале ввода используется специальная измерительная ветвь, куда пучок направляется при выключении магнита M_1 (рис. 1).

При измерениях спектра пучок коллимируется или с помощью щелевой диафрагмы Д2-1 (грубый контроль), или для повышения точности дополнительно вводится вторая щель, расположенная в шторном устройстве Ш1. Профиль пучка, прошедшего магниты M_3 (10°) и M_4 (30°), измеряется с помощью 20-ламельного датчика. Дисперсия пучка в месте расположения датчика составляет 2,9 см/%, одна ламель перекрывает импульсный интервал $\Delta p/p = 6 \cdot 10^{-4}$.

При измерениях эмиттанса используются подвижные щелевые диафрагмы Д2.1 или Д2.2 соответственно для R- или Z - направлений, и 20-ламельные токоприемники ДЭ1 (R) или ДЭ2 (Z). Перемещение щелей осуществляется в старто-стопном режиме от блока управления, связанного с ЭВМ.

Для измерения спектра выведенного пучка используются магниты M_6 , M_7 , M_8 , каждый с углом отклонения $\sim 10^\circ$, медная щелевая диафрагма Д5 толщиной 10 см и датчик спектра ДС2. При этом линзы Л22, Л23, Л24 отключаются, а остальные элементы канала работают в стандартном режиме. В таком варианте щель отобра-

жается на датчик спектра с коэффициентом увеличения ~ 1 . Дисперсия пучка в месте расположения ДС составляет 6 см, что соответствует чувствительности по импульсу $4 \cdot 10^{-4}$ на ламель.

Эмиттанс выведенного пучка (горизонтальный и вертикальный) определяется с помощью профилометра, расположенного в начале канала перевода (УД21), где размеры пучка однозначно характеризуют его эмиттанс.

Основная часть обрабатывающей электроники построена на базе микросхемы КР1101ПД1 - стробируемого преобразователя заряда во временной интервал [3], которая интегрирует входной ток в течение длительности стробирующего импульса и преобразовывает этот интеграл в длительность выходного импульса. Некоторые параметры микросхемы приведены ниже:

входное сопротивление	0,01 Ом
максимальный измеряемый заряд	10^{-9} Кл
длительность строб-импульса	50 + 2000 нс
максимальная длительность выходного импульса	10^{-3} с
нелинейность преобразования	0,1 %
выходной уровень сигнала	ТТЛ.

Применение микросхемы КР1101ПД1 позволило упростить и в значительной степени унифицировать схемные решения. Так, показанная на рис.2 схема 20-канальной аппаратуры используется для обработки сигналов профилометров, датчиков эмиттанса и спектра на каналах ввода и перевода пучка.

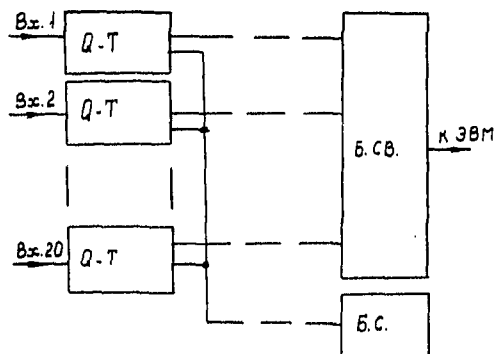
Сигналы интенсивности пучка, получаемые с неразрезных пикап-электродов, также оцифровываются с помощью микросхемы КР1101ПД1 и передаются в микроЭВМ, ведущую постоянный контроль за интенсивностью как в каналах, так и в самом ускорителе в нескольких точках цикла. На рис.3 представлен сигнал интенсивности в конце канала перевода, наложенный на строб-импульс. Способ представления информации об интенсивности иллюстрируется рис.4, где взят для примера случай работы комплекса с интенсивностью, близкой к максимально достигнутой. Высота столбиков пропорциональна интенсивности в каждом из 29 импульсов пачки; цифры над столбиками характеризуют максимальную и среднюю интенсивность в цикле и суммарную интенсивность за 29 рабочих импульсов (в единицах 10^{11} протонов). Цифры над таблицей характеризуют эффективность процессов на разных этапах ускорения. Последний широкий столбик характеризует интенсивность, накопленную в ускорителе У-70. Число накопленных и ускоренных в У-70 протонов дано в верхней строчке.

Контроль за положением пучка в каналах ввода и перевода ведётся с помощью аппаратуры, блок-схема которой изображена на рис.5. С помощью коммутатора К выбирается точка измерения. Сигналы с каждой пластины разрезного пикап-электрода преобразуются во временные интервалы, из которых в блоке нормализации формируются сигналы разности и суммы, а также вырабатывается цифровой сигнал их отношения, пропорциональный смещению пучка в выбранном цикле бустера. Сигнал положения выводится на табло и одновременно пересылается в ЭВМ. В будущем предполагается проводить оцифровку сигналов сразу со всех пластин датчиков и их обработку в ЭВМ.

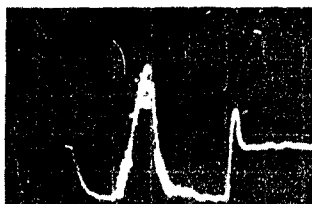
Разработана также аппаратура с использованием мониторов потерь, представляющих собой сцинтиллятор на основе полистирола и ФЭУ, которая используется при оптимизации режимов работы бустера. Имеется возможность помещать мониторы потерь в любой точке комплекса с выводом информации на пульт бустера. Эта аппаратура наиболее полно используется при настройке канала перевода пучка, позволяя значительно снизить уровни наведенной активности, обусловленной потерями частиц.



Р и с . 1. Схема расположения устройств диагностики каналов транспортировки пучка бустера.



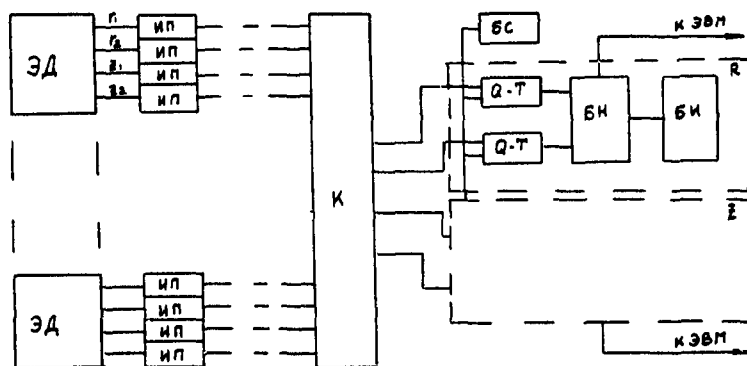
Р и с. 2. Блок-схема измерения профиля пучка. $Q - T$ - преобразователь заряд - временной интервал, БС - блок синхронизации, БСв - блок связи.



Р и с. 3. Сигнал интенсивности с пикап-электрода канала перевода, наложенный на стробирующий импульс. Развертка - 50 нс/дел.

[illegible]

Р и с. 4. Отображение информации об интенсивности бустера на экране монитора.



Р и с . 5. Блок-схема измерения смещения пучка.

ЭД-электростатический датчик; ИП - истоковый повторитель; К - коммутатор;
Q-Т-преобразователь заряд-временной интервал; БН - блок нормализации;
БИ - блок индикации; БС - блок синхронизации.

В целом разработанный комплекс средств диагностики позволяет проводить качественную настройку каналов, определять параметры пучка, оперативно диагностировать случаи ухода режимов оборудования и определять неисправные элементы.

Л и т е р а т у р а

1. Д.А.Демиховский, А.М.Иванов, Г.Ф.Кузнецов и др. Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр. 332, ОИЯИ, Дубна, 1983.
2. Е.А.Алеев, В.Л.Брук и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1985, т.1, с.14.
3. В.И.Бельский, Ю.Б.Бушнин, С.А.Зимин и др. Препринт ИФВЭ, 85-60, Серпухов, 1985.

ОРГАНИЗАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕННОЙ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ НА ОСНОВЕ МИКРОПРОЦЕССОРНЫХ МОДУЛЕЙ

Н.Н. Алексеев, В.П. Пискунов, А.С. Рябцев

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Введение

Настоящая работа посвящена вопросам совершенствования действующих автоматизированных систем управления, построенных на основе мини-ЭВМ и традиционной структуры интерфейсов типа КАМАК-ВЕКТОР.

На примере автоматизированной системы управления протонным синхротроном ИТЭФ У-10 рассматривается один из возможных вариантов построения распределенной системы управления ускорительным комплексом с помощью микропроцессорных модулей. Особенностью предлагаемой архитектуры является простота аппаратуры, а также возможность эволюционного совершенствования действующей системы.

Структура интерфейсов АСУ У-10 / I, 2/ представляет собой достаточно разветвленную сеть, которая объединяет несколько десятков интерфейсных каркасов и управляется от двух связанных межмашинной связью ЭВМ типа ЕС-1010. Интерфейсные каркасы удалены от ЭВМ на расстояние до 200 м и размещаются в непосредственной близости от контролируемого оборудования ускорителя. АСУ У-10 обеспечивает автоматизированное управление и контроль нескольких технологических систем ускорителя (магнитной оптики ионопровода, системы инжекции, системы коррекции магнитного поля, системы синхронизации, системы управления радиочастотой ускоряющего ВЧ- поля, вакуумной системы), а также диагностику пучка на выходе инжектора, в ионопроводе и в кольце. Объем информации, вырабатываемой в каждом цикле ускорения аппаратурой автоматизированного контроля оборудования У-10 и диагностики пучка, составляет в настоящее время около 30 кбайт, более двухсот параметров систем ускорителя управляются и оптимизируются через ЭВМ.

Эффективность использования аппаратных средств АСУ У-10 ограничивается производительностью процессоров ЭВМ ЕС-1010. При трехсекундном цикле ускорения значительная часть процессорного времени (около 1,5 с) тратится на получение, обработку и вывод на экраны дисплеев минимального объема оперативной информации, остальное время распределяется между тремя-четырьмя задачами по выбору обслуживающего персонала ускорителя, включая задачи автоматической оптимизации режимов, выборочного или непрерывного контроля параметров систем, громоздких измерений, тестирования и калибровки аппаратуры, подготовки данных, расчетов и т.п.

При создании интерфейсной структуры АСУ У-10 предполагалось, что на определенном этапе развития автоматизированной системы для управления и контроля отдельных информационных ветвей будут применены микропроцессорные контроллеры (МПК), которые заменят пассивные блоки управления интерфейсными каркасами.

В настоящее время разработка МПК завершена и они начинают использоваться для выполнения отдельных функций оперативного управления и контроля параметров синхротрона У-10. За счет применения МПК в АСУ У-10 мы предполагаем уменьшить информационную нагрузку основных процессоров и соответственно расширить функциональные возможности автоматизированной системы.

Основное назначение МПК заключается в выполнении функций непрерывного контроля и управления подсистемами ускорителя, обеспечения предварительной обработки и преобразования информации, передаваемой от подчиненных модулей в основные ЭВМ и обратно, а также автономном управлении подчиненными модулями в режиме

прямого интерактивного взаимодействия с оператором. Другие функции МПК мы связываем с организацией на их основе межкаркасных информационных магистралей, которые позволят перераспределить задачи контроля и управления распределенным оборудованием ускорителя между основными процессорами АСУ и микропроцессорными модулями.

Для эффективного функционирования многопроцессорной АСУ необходимы адекватные средства программирования. Проблему реализации средств программирования, удовлетворяющих заданным требованиям, мы предполагаем решить на основе используемой на протяжении ряда лет в АСУ У-10 интерпретирующей системы м'Нодал.

Аппаратура

В качестве интерфейсов в АСУ У-10 применяется стандарт "Вектор", а также многоуровневый специализированный интерфейс, выполненный в конструктиве "Вишня" / 2/.

На основе микропроцессорной (МП) серии K580 для управления каркасом "Вектор" был разработан МП контроллер (МПКВ), заменяющий стандартный блок местного управления (БУМ). Блок МПКВ выполняет все основные функции БУМ и обеспечивает асинхронный доступ к информационной магистрали каркаса со стороны ветви "Вектор" и порта в/в МП. Для управления МП используются адреса "Вектор", зарезервированные для управления контроллером ($N25+N31$). Блок обрабатывает до 8 внешних прерываний: два – со стороны ветви "Вектор", шесть – со стороны лицевой панели. Команды управления МПКВ обеспечивают инициацию МП (сброс всех регистров с передачей управления по нулевому адресу), прерывание МП, а также прямой доступ к памяти МП. Типовая конфигурация блока МПКВ включает 2+16 кбайт ППЗУ и ОЗУ до 48 кбайт. На лицевой панели блока установлен многоконтактный разъем расширения системы, который может использоваться для подключения дополнительных внешних устройств.

Для управления стандартным мультиплексорным каркасом специнтерфейса АСУ У-10 "Вишня" разработан на основе МП K580 микропроцессорный блок связи (МБСИ), заменяющий пассивный блок связи с мультиплексорным каркасом (БМК) с сохранением всех первоначальных функций. Структура, логика управления и конфигурация МБСИ аналогична МПКВ, отличие – в конструктиве исполнения, а также в схемах, выполняющих роль адаптеров с интерфейсными магистралями.

Первые образцы разработанных блоков изготовлены и находятся в опытной эксплуатации.

Один из блоков МБСИ используется для сбора и предварительной обработки оперативной информации, а также для накопления статистических данных о работе ускорителя. Перечисленные функции в ограниченном объеме выполнялись в одной из двух мини-ЭВМ ЕС-1010 и занимали заметную часть процессорного времени.

Конфигурация измерительной системы, работающей под управлением блока МБСИ, показана на рис. 1. Основная программа, выполняемая МП, контролирует параметры пучка в ионопроводе, обрабатывает оцифрованные динамические сигналы тока циркулирующего пучка и интенсивности ускоряемого пучка, по данным измерителей рассчитывает значения частоты и крутизны ускоряющего ВЧ-поля на момент инжекции. Обработанная информация заносится в таблицу оперативной информации, которая формируется в ОЗУ МП и содержит отмасштабированные значения контролируемых параметров за десять последних циклов ускорения, а также статистические данные по основным эксплуатационным параметрам ускорителя за последнюю минуту, час, смену, весь период от начала сеанса. Вся накапливаемая таким образом информация периодически считывается в основную ЭВМ для сохранения на внешнем носителе информации либо отображения на экране дисплея. Основная ЭВМ может

инициировать дополнительно к основной программе параллельное выполнение в МП нескольких программ (до четырех).

Для того чтобы возложить на МП выполнение описанной выше задачи, в подчиненных одному МБСИ каркасах собраны все необходимые измерительные модули. При этом остается проблема представления информации: блоки привязки средств отображения информации либо должны размещаться в тех же каркасах, либо функции вывода должны выполняться в основной ЭВМ. И тот, и другой вариант не представляется оптимальным: первый вариант приводит к ограниченному применению средств отображения информации, второй – связан с затратами времени основного процессора.

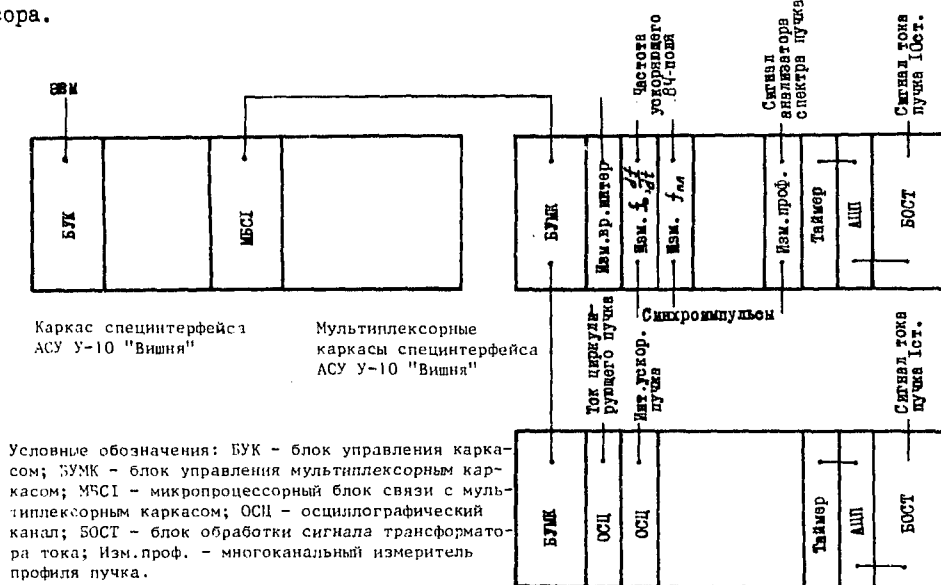


Рис. 1. Схема измерительной системы на основе микропроцессорного контроллера.

Для расширения функциональных возможностей МПК была разработана схема межкаркасной связи (МКС), позволяющая МПК разных интерфейсных каркасов обмениваться информацией по линиям прямой связи, минуя центральные процессоры. Блоки МКС занимают место одиночной ширины в каркасах с МПК и соединяются между собой по лицевой панели 10-парным кабелем, по которому реализуется побайтная передача информации (рис. 2). Каждый блок МКС подключается также перемычкой по лицевой панели к одному из уровней прерывания своего МПК. Функции управления процессом приема/передачи информации возлагаются на прерывающую программу МПК. Один из блоков МПК выполняет функции арбитра, являющегося одновременно посредником при обмене информацией между другими МПК. Арбитр может одновременно обслуживать несколько линий МКС, пересекающихся в его каркасе. Распределение функций между МПК осуществляет основная ЭВМ. Реальная скорость обмена информацией между МПК зависит от количества связанных контроллеров и интенсивности обмена. В режиме диалога двух блоков обеспечивается скорость передачи данных до 100 кбайт/с.

Эффективность использования МКС зависит от производительности МПК и имеющихся средств программирования. На У-10 мы предполагаем использовать МКС для выполнения МП функций распределенного контроля и управления, а также для прямого вывода графической информации на устройства отображения центрального пульта.

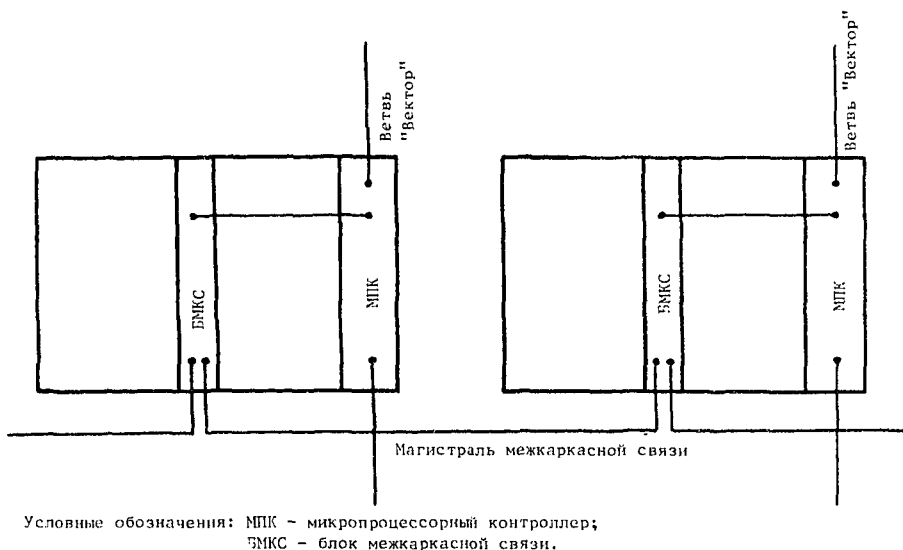


Рис. 2. Схема межкаркасной связи.

Последняя задача особенно актуальна в связи с развитием техники оцифровывания динамических сигналов (цифровых осциллографических каналов) и связанным с этим значительным возрастанием объема графической информации.

Программное обеспечение

На современном этапе использования МП в многопроцессорных системах управления ускорительными комплексами задачи программирования МП решаются традиционными кросс-средствами последовательного программирования, включающими трансляторы распространенных языков (Ассемблера, Бейсика, Фортрана и др.), поддерживаемых библиотеками стандартных программ, простейшими мониторами и операционными системами.

Дальнейшее развитие многопроцессорных АСУ связывается с реализацией языковых средств параллельного программирования, которые позволили бы упростить программирование параллельных информационно-связанных процессов, выполняемых многочисленными МП в реальном масштабе времени.

Средства параллельного программирования начали развиваться сравнительно недавно. Пожалуй, первым языком параллельного программирования можно считать Нодал, разработанный в 1974 году для многопроцессорной автоматизированной системы управления ускорителем SPS (ЦЕРН). В настоящее время синтаксические возможности программирования параллельных процессов введены в несколько языков: модификации Паскаля, Модула-2 /5/, ОККАМ /6/, Ада /7/. Наибольшие усилия были связаны с разработкой языка Ада, который в настоящее время считается наиболее перспективным.

Применение современных языков программирования высокого уровня в многопроцессорных системах ограничивается отсутствием удобных реализаций языков, адекватных архитектуре автоматизированной системы. Разрыв между возможностями аппаратуры АСУ и программным обеспечением (ПО) пока сократить не удастся, несмотря на все большие средства, вкладываемые в разработку ПО. Реально оценивая сложившуюся ситуацию, можно надеяться на доступность первых стандартных языковых средств параллельного программирования многопроцессорных систем только

ко через несколько лет, поэтому в настоящее время приходится искать собственные пути реализации таких возможностей.

В АСУ У-10 в качестве основного средства программирования прикладных задач на протяжении нескольких лет используется интерпретирующая система м'Нодал (модификация языка Нодал, разработанная для ЭВМ ЕС-1010). Средства параллельного программирования м'Нодала реализованы четырьмя командами (*IMEX*, *EXEC*, *REMIT*, *WAIT*), обеспечивающими из ведущей программы распределение сателлитных подпрограмм между несколькими процессорами, параллельное выполнение ведущей программы и всех сателлитных подпрограмм в реальном масштабе времени, передачу ведущей программе заказанной информации, синхронизацию выполнения операций ведущей программы со всеми сателлитными. Схема взаимодействия выполняемых параллельно процессов показана на рис. 3а, и требует наличия в каждом процессоре интерпретатора базового языка, на котором программируются распределенные задачи.

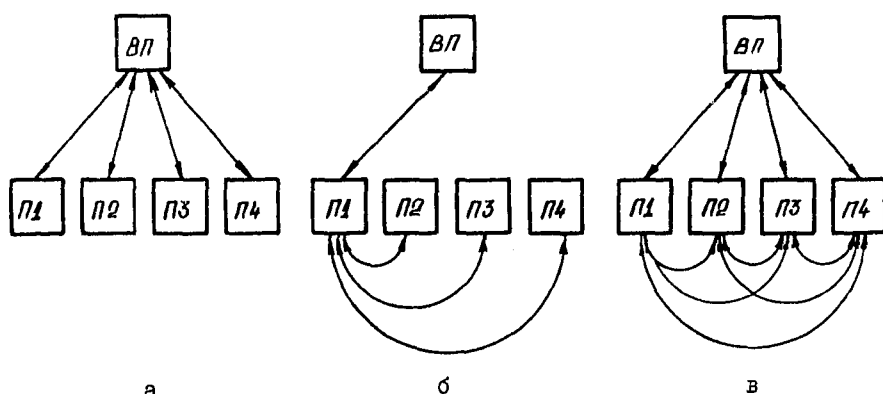


Рис. 3. Варианты взаимодействия параллельных процессов.

Такой базовый язык, представляющий из себя сокращенную версию м'Нодала, разрабатывается в настоящее время на У-10 для применения в МП. Применяемую схему параллельного программирования предполагается усовершенствовать для приведения ее в соответствие с развиваемой архитектурой АСУ: сателлитные подпрограммы смогут инициировать новые параллельные процессы (рис. 3б) и обмениваться информацией между собой (рис. 3в). Функции межпроцессорного обмена информацией мы сохраняем полностью за интерпретаторами, которые обеспечивают наглядность и логическую простоту всех применяемых процедур. Двоичные программные модули для МП, получаемые в результате трансляции, представляются как данные интерпретируемых программ как в основных процессорах АСУ, так и в МП. Такое представление позволяет легко манипулировать с объектными модулями МП средствами интерпретатора, включая компоновку сложных программ, их загрузку, тестирование и т.п. Совместное использование в МП интерпретируемых и транслируемых программ позволяет обеспечить необходимые скорости выполнения операций при управлении в реальном масштабе времени быстрыми процессами, а также сохранить все сервисные возможности и простоту восприятия программного обеспечения, свойственные интерпретаторам.

Заключение

Рассмотренные принципы организации распределенного управления не связываются с определенным типом МП. Проводимые в настоящее время проработки элементов системы на основе МП К580 позволят проверить основные идеи, отредактировать ошибки и приобрести необходимый опыт.

Л и т е р а т у р а

1. Алексеев Н.Н. Препринт ИТЭФ, № II7, М., 1983.
2. Алексеев Н.Н. и др. В сб.: Труды девятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, с. 264, Дубна, 1985.
3. Crowley-Milling M.C. Distributed digital control of accelerators. CERN LEP-DI/83-52.
4. Виноградов В.И. Информационно-вычислительные системы. М.: Энергоиздат, 1986.
5. Wirth N. Modula - 2, Bericht der Instituts für informatic, Technische Hochschule, Zürich, Dec. 1978.
6. Taylor R. and Wilson P. Process oriented Language meets demands of Distributed Processing, Electronics, Nov. 1982.
7. Вегнер П. Программирование на языке АДА. М.: Мир, 1983.

ПАКЕТ ПРОГРАММ ДЛЯ АВТОМАТИЧЕСКОЙ КОРРЕКЦИИ НАПРАВЛЕНИЯ И ФОКУСИРОВКИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Б.С.Волков

Институт физики высоких энергий, Серпухов

А.В.Самойлов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

А. Коррекция направления

Алгоритм коррекции направления достаточно полно изложен в работах^{/1,2/}. Приведем лишь окончательное уравнение метода наименьших квадратов (МНК), которое используется для вычисления необходимых поправок к параметрам (углам поворота, токам и т.д.) корректирующих магнитов:

$$M\vec{x} = \vec{p}, \quad (I)$$

где $m_{ij} = w_i w_j \sum_{k=1}^m \frac{w_k^2}{\sigma_k^2(z)} \lambda_{ki} \lambda_{kj}$; $p_i = w_i^2 \sum_{k=1}^m \frac{w_k^2}{\sigma_k^2(z)} \lambda_{ki} \Delta z_k$; $i, j = \overline{1, n}$ $\lambda_{ki} = \frac{\partial z_k}{\partial x_i}$ - частная производная от положения центра тяжести пучка на k -м детекторе по соответствующему параметру в i -м корректоре; $\{w_i^2\}$ - множители, которые, во-первых, определяют набор корректирующих магнитов, $w_i^2 = 0$ означает, что i -й корректор не участвует в коррекции направления, во-вторых, могут быть использованы для переопределения центрального импульса магнитооптической системы, $w_i^2 = (1 - \frac{p_i}{p_0})$; p_0 - центральный импульс, для которого были определены частные производные $\frac{\partial z_k}{\partial x_i}$; $\{w_k^2\}$ - весовые множители для детекторов; $w_k^2 = 0$ означает, что k -й детектор исключен из анализа; Δz_k - величина отклонения измеренного положения центра тяжести пучка от требуемого на k -м детекторе, взятая с обратным знаком; $\sigma_k^2(z)$ - среднеквадратичная ошибка в определении величины Δz_k ; n - количество корректирующих магнитов; m - количество детекторов. Поправки к параметрам магнитов, если только $\det M \neq 0$, ищутся в виде $\vec{x} = M^{-1} \vec{p}$.

Б. Фокусировка

Коррекция фокусирующих свойств магнитооптической системы основана на вычислении поправок к градиентам квадрупольных линз, переводящих матрицу преобразования магнитной системы из ненастроенного состояния Q в требуемое Q_0 .

Определение состояния оптической системы. Алгоритм определения элементов матрицы описан в работе^{/3/}. Система уравнений относительно искомым имеет вид

$$\begin{cases} d_{n+1}(j) b_{n2}(i) q_{n1} + d_{n1}(j) b_{n2}(i) q_{n2} + d_{n2}(j) b_{n2}(i) q_{n1} + d_{n2}(j) b_{n2}(i) q_{n2} = y_e \\ e = (i-1)m + j; j = \overline{1, m}; i = \overline{1, n}, \end{cases} \quad (2)$$

или $U\vec{q} = \vec{y}$,

где $d_{ij}(k)$ - соответствующий элемент матрицы преобразования от конца определяемой магнитооптической системы до k -го детектора; $b_{ij}(k)$ - соответствующий элемент матрицы преобразования от центра поворота в k -м магните до рассматриваемой системы;

$\vec{y} = (y_1, \dots, y_L)^T \equiv \left(\frac{\partial z_1}{\partial q_1}, \dots, \frac{\partial z_m}{\partial q_1}, \frac{\partial z_1}{\partial q_2}, \dots, \frac{\partial z_m}{\partial q_2}, \dots, \frac{\partial z_m}{\partial q_n} \right)^T$; $L = m \times n$, $\frac{\partial z_j}{\partial q_i}$ - соответствующая экспериментально измеренная частная производная.

Уравнения МНК относительно $\vec{q}$ имеют вид

$$F\vec{q} = \vec{\mu}, \quad (3)$$

где

$$f_{ij} = \sum_{k=1}^L \frac{w_k}{\sigma_k^2(y)} u_{ki} u_{kj}; \quad \mu_i = \sum_{k=1}^L \frac{w_k}{\sigma_k^2(y)} u_{ki} y_k; \quad i, j = \overline{1, n}; \quad L = m \times n,$$

$\zeta_k(y)$ – среднеквадратичная ошибка в определении y_k ; $\{w_k\}$ – коэффициенты, область определения которых $\{0,1\}$, служащие (в случае исключения каких-либо магнитов или детекторов, $w_k=0$) для вычеркивания соответствующих строк матрицы U .

Здесь следует отметить важное соотношение, вытекающее из теоремы Лиувилля и выведенное в работе [3]:

$$y_{11}y_{22} - y_{12}y_{21} = v_{12}d_{12},$$

где $y_{ij} = \frac{\partial q_i}{\partial q_j}$; v_{12}, d_{12} – соответствующие элементы межагнитной и междетекторной матриц преобразования пучка; q_i – угол поворота в i -м магните.

Таким образом, прежде чем решать систему уравнений (3), необходимо убедиться в том, что для любой пары корректирующих магнитов и детекторов с необходимой точностью выполняется это соотношение.

Вычисление поправок. Пусть матрица Q определена с помощью вышеуказанного алгоритма, Q_0 – требуемая матрица, отличающаяся от Q на величину ΔQ . Необходимые поправки к параметрам (градиентам) квадрупольных линз, переводящие матрицу Q в Q_0 , могут быть определены двумя способами:

1. Теоретически, с использованием теоретической модели системы, и вычислением значений градиентов $\{g_i\}$ в квадрупольных линзах для реализовавшейся системы Q с помощью таких программ, как, например, [4,5]. Тогда величина поправок определяется соотношением $\vec{X} = \vec{g}_0 - \vec{g}$,

где $\vec{g}_0 = (g_{01}, \dots, g_{0n})^T$ – расчетные, соответствующие состоянию Q_0 значения градиентов.

Данный способ возможен, когда теоретическая модель Q_0 достаточно хорошо описывает реальную настраиваемую систему, а также имеется возможность оперативного использования программ [4,5].

2. Экспериментально, с вычислением экспериментальных производных $\frac{\partial q_{ij}}{\partial x_k}$. Этот способ требует для получения экспериментальных производных $\frac{\partial q_{ij}}{\partial x_k}$, $k=1, \dots, n$ определения состояния оптической системы (решения уравнений (3)), по крайней мере $n+1$ раз; n – количество корректируемых линз. Уравнение для определения поправок имеет вид

$$H\vec{X} = \vec{\eta}, \quad (4)$$

где $h_{ij} = \sum_{k=1}^4 \frac{w_k^2}{\sigma_k^2(q)} V_{ki} V_{kj}$; $\eta_i = \sum_{k=1}^4 \frac{w_k^2}{\sigma_k^2(q)} V_{ki} \Delta q_i$; $V_{ki} = \frac{\partial q_i}{\partial x_k}$; $i, j = 1, \dots, \ell$, ℓ – количество корректирующих линз; q_i – i -я компонента вектора $\vec{q} = (q_1, q_2, q_3, q_4)^T$, $\zeta_k(q)$ – среднеквадратичная ошибка в определении величины q_k .

В. Содержание пакета

Пакет разбит на следующие функционально завершённые модули: организации вычисления экспериментальных производных $\frac{\partial q_{ij}}{\partial x_k}$; организации диалога и внесения требуемых изменений в схему и условия коррекции; вычисления матрицы МНК, обращения её и вычисления чисел обусловленности матрицы; статистической обработки показаний детекторов; вычисления соответствующих поправок к полям (токам) электромагнитов, согласно выполняемому алгоритму.

Работа пакета возможна в двух режимах: автоматическом и "ручном", диалоговом. Диалоговый режим используется, как правило, с целью: изменения весов $\{w_k^b\}$; $\{w_k^c\}$; изменения конкретной привязки $\{u_i\}$ для коррекции направления и Q_0 – для фокусировки; изменения точности настройки; изменения количества циклов для усреднения показаний детекторов. Ввиду наличия погрешностей измерений, определения производных $\frac{\partial q_{ij}}{\partial x_k}$, а также конечной точности представлений (1,3,4), процессы коррекции являются итерационными. В настоящее время пакет находится в стадии опытной эксплуатации.

Л и т е р а т у р а

1. Волков Б.С. и др. Препринт ИФВЭ, 78-108, Серпухов, 1978.
2. Волков Б.С. и др. Препринт ИФВЭ, 84-168, Серпухов, 1984.
3. Волков Б.С. и др. Препринт ИФВЭ, 82-196, Серпухов, 1982.
4. Brown K.L. et al. TRANSPORT, CERN 73-16.
5. James F., Roos M. MINUIT, CERN/DD-75-20.

СИСТЕМА АВТОМАТИЗАЦИИ МОДЕЛЬНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СИНХРОТРОНА

И.П.Базилева, Л.Г.Вфимов, И.Ф.Колпаков, В.С.Королев, П.К.Маньяков,
К.Пасевич, А.Н.Парфёнов, А.В.Пилар, А.Е.Сеннер, В.М.Слепнев, В.А.Смирнов,
Г.М.Сусова, Д.Энхболд, И.А.Шелаев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В Лаборатории высоких энергий ОИЯИ проходит комплексные испытания 1,5 - ГэВ модельный синхротрон со сверхпроводящей магнитной системой - установка СПИН, исследования на которой осуществляются в рамках реализации проекта ускорителя релятивистских ядер с широким спектром масс^{/1/}.

Неотъемлемой частью комплекса сверхпроводящего ускорителя является его автоматизированная система. Предварительный анализ данных показал, что в структуре автоматизированной системы ускорителя такого типа целесообразно иметь распределенное решение однотипных задач контроля и управления работой его элементов в ряде подсистем^{/2/}. При этом в качестве источников программного управления в подсистемах были выбраны микроЭВМ (МК) типа MERA - 60, совместимые программно между собой и с ведущей ЭВМ типа СМ-4, к которой МК подключаются радиально (рис. 1). В настоящее время автономно эксплуатируются 2

подсистемы на линии с МК MERA - 60 - управления циклом ускорителя и его термометрии, в которых МК осуществляют как сбор, так и обработку данных. Кроме того, для отладки различных узлов ускорителя используются переносные стенды на базе разработанной в ЛВЭ ОИЯИ МК в стандарте КАМАК^{/3/}.

В подсистеме управления циклом, прошедшей длительную эксплуатацию в режиме теплых испытаний синхротрона, осуществляется выработка по заданному

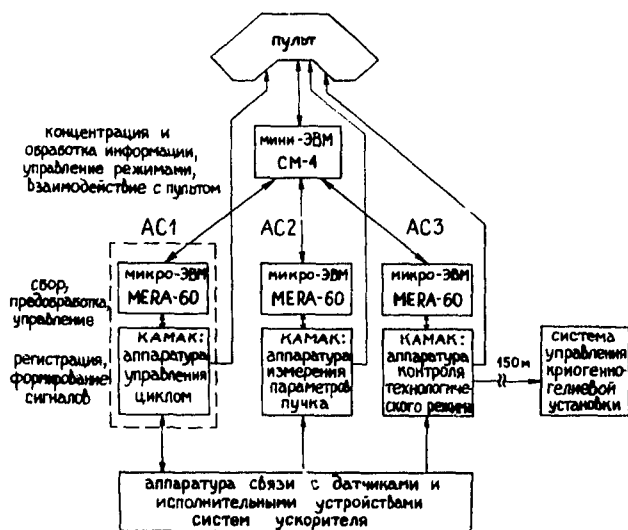


Рис.1. Общая структурная схема автоматизированной системы модельного сверхпроводящего синхротрона в проектном варианте.

АС - подсистема на базе микроЭВМ.

алгоритму аналоговых сигналов управления источниками питания магнитных элементов кольца синхротрона, контроль работоспособности источников питания магнитных элементов кольца и канала ввода пучка, а также генерация всех основных синхросигналов цикла ускорителя.

Поскольку для питания кольцевых магнитных элементов в теплом и сверхпроводящем режимах работы применяются разные по своей конструкции и алгоритмам управления источники, в рамках подсистемы соответственно созданы 2 варианта ее аппаратурных и программных средств. Во втором (холодном) варианте подсистемы осуществляется управление сильноточными промышленными источниками питания.

Этот вариант в настоящее время реализован и готов к эксплуатации.

Вывод ускорителя в режим многооборотной циркуляции пучка протонов на различных этапах его теплых испытаний стал возможным во многом благодаря созданным средствам автоматизированной диагностики пучка в канале инжектора и в камере синхротрона. Для пространственной индикации профиля пучка инжектора используется 16-канальный измерительный стенд с многоэлектродным датчиком коллекторного типа, управляемый от МК в стандарте КАМАК.

Для съема информации о положении пучка в камере синхротрона используется 72-канальная измерительная система. В эту систему входят: предусилители сигналов с пикап-электродов, размещаемые непосредственно над камерой синхротрона в криостате; усилители сигналов, размещаемые рядом с кольцом синхротрона для передачи аналоговых сигналов по коаксиальным кабелям в измерительную аппаратуру; многоканальные 10-разрядные аналого-цифровые преобразователи.

Для программной обработки и представления данных о положении пучка в 16 точках по азимуту синхротрона и во временном интервале, соответствующем длительности одного оборота пучка, была также создана автономная подсистема на базе МК в стандарте КАМАК. Программное обеспечение МК этого типа во всех стендах и подсистемах, где она применяется, создавалось на основе монитора "Intel MDS-8".

Аппаратурные и программные средства измерения замкнутой равновесной орбиты пучка находятся в стадии реализации.

В процессе испытаний криогенной системы синхротрона необходимо осуществлять непрерывный температурный контроль в различных точках кольца ускорителя. С этой целью был создан комплекс аппаратурных и программных компонентов 56-канальной измерительной подсистемы термометрии.

Программное обеспечение всех используемых в автоматизированной системе МК MEKA-60 работает в рамках операционной системы реального времени РАФОС (RT-II).

Все программы подсистемы управления циклом синхротрона выполнены на языке Макроассемблер и занимают в оперативной памяти МК вместе с буферами данных 37 кбайт. В подсистеме термометрии используются возможности двухзадачного монитора, что позволяет осуществлять сбор данных с более высоким приоритетом по отношению к их обработке в фоновом режиме. Основная часть программного обеспечения термометрии выполнена на языке высокого уровня Фортран-IV. Суммарный объем программ этой подсистемы 15 кбайт.

В перспективе развития иерархической структуры системы автоматизации модельного сверхпроводящего синхротрона СШИН начата работа по включению в ее состав центральной ЭВМ СМ-4, имеющей по сравнению с используемыми МК большие вычислительные возможности процессора и более развитую периферию. На ЭВМ СМ-4 возлагаются задачи подготовки исходных данных для каналов управления узлами синхротрона, обработки информации в реальном времени, а также подготовки данных к представлению их на мониторах пульта ускорителя. В то же время МК будут по-прежнему заниматься управлением аппаратурой подсистем в процессе сбора данных. Такое распределение вычислительных мощностей позволяет не только высвободить ресурсы МК в процессе поэтапной реализации автоматизированной системы, но и повысить эффективность ее работы в целом. Так, по нашим оценкам,

не менее чем в 5 раз должны сократиться длительность цикла измерений и время перестройки режимов управления циклом ускорителя.

Вместе с тем в такой структуре большие требования предъявляются к организации надежной связи центральной ЭВМ с МК подсистем. В настоящее время на основании уже имеющихся и проводимых в ЛВЭ ОИЯИ разработок возможно несколько вариантов организации распределенного управления средствами автоматизированной системы. Традиционные варианты основаны на использовании стандартных мультиплексирующих устройств, подключаемых к общей шине ЭВМ СМ-4. Таким мультиплексором может быть, например, стандартное устройство СМ-3514, входящее в состав внешних устройств ЭВМ СМ-4 и организующее подключение до 16 каналов обмена информацией по последовательному протоколу.

Более широкие возможности предоставляет вариант с использованием в качестве мультиплексора каналов обмена информацией между ЭВМ универсального драйвера ветви КАМАК, разработанного в ЛВЭ ОИЯИ в 1975 г. и применяемого в системах автоматизации ряда спектрометров и базовых установок ОИЯИ^{4/}. В этом варианте имеются возможности управления аппаратурой стандартных 7-крейтных ветвей КАМАК от любой ЭВМ автоматизированной системы, а также разравнивания потоков информации и предварительной фильтрации данных при помощи автономных процессоров и модулей запоминающих устройств, входящих в состав универсального драйвера. Основными недостатками такой организации являются присущие стандарту КАМАК отсутствие возможности многопроцессорного управления магистралью драйвера - мультиплексора без введения в его состав специальных средств, трудности организации развитой обработки запросов прерывания, ограниченность поля адресации.

Этих недостатков лишен наиболее совершенный и современный вариант организации распределенного управления автоматизированной системы синхротрона, основанный на использовании крейта в стандарте VME^{5/}. В этом варианте (рис.2)

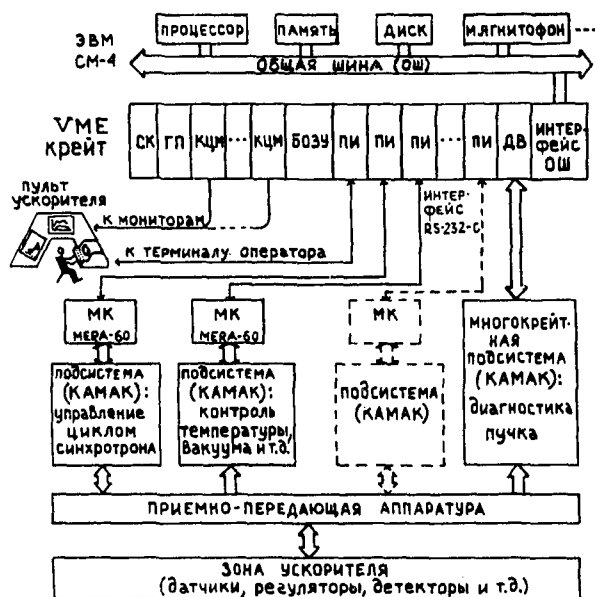


Рис.2. Организация распределенного управления средствами автоматизированной системы синхротрона на основе крейта VME.

СК - системный контроллер крейта VME;
БЗУ - буферное запоминающее устройство в стандарте VME;
ДВ - драйвер ветви КАМАК в стандарте VME.

впервые появляется возможность организации эффективного квазисовременного управления рядом процессов сбора и обработки массивов данных, поступающих от различных подсистем, а также возможность использования имеющихся в системе накопителей информации разными процессорами. ЭВМ СМ-4 подключается к шине VME через карту, являющуюся управляющим процессором шины. Коммуникации с отдельными подсистемами и с терминалом оператора ускорителя производятся через последовательные интерфейсы ввода-вывода (ПИ), а также через модуль VME - драйвер ветви КАМАК.

Для временного хранения массивов данных в крейте VME используются буферные запоминающие устройства, доступ к которым возможен от всех источников управления, в том числе и от модуля VME - специализированного графического процессора (ГП). Данные на цветные мониторы пульта ускорителя выводятся через видеоконтроллеры в стандарте VME (КДМ).

Л и т е р а т у р а

1. Шелаев И.А. и др. ОИЯИ, Р9-83-582, Дубна, 1983.
2. Ефимов Л.Г. и др. ОИЯИ, IO-83-592, Дубна, 1983.
3. Немеш Т. ОИЯИ, IO-II232, Дубна, 1978.
4. Нгуен Фук, Смирнов В.А., ИТЭ, 1976, № 3, с.67.
5. Altaber J. et al. In: Proc. I Conf. on VMEbus in Physics. Geneva, 1986, p. 216.

ОРГАНИЗАЦИЯ УПРАВЛЕНИЯ ЦИКЛОМ МОДЕЛЬНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО СИНХРОТРОНА В РЕЖИМЕ ТЕПЛЫХ ИСПЫТАНИЙ

Л.Г.Ефимов, П.К. Маньяков, А.Н.Парфёнов, К.Пасевич, А.В.Пилляр,
Г.М.Сусова, К.Трачик, И.А.Шелаев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В данной работе рассматривается организация автоматизированного управления циклом модельного сверхпроводящего синхротрона СПИИ^{1/}.

Подсистема управления циклом, работающая на линии с микроЭВМ MERA-60, является первоочередной частью создаваемого комплекса средств автоматизации синхротрона^{2/}. На рис. 1, где в общем виде представлены связи этой подсистемы (АСИ) с контролируруемыми узлами ускорителя, показано ее функциональное назначение.

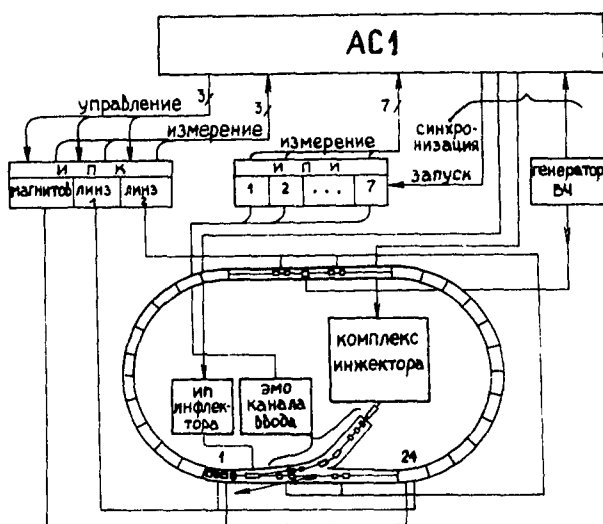


Рис.1. Функциональные связи подсистемы управления циклом с узлами ускорителя.

В подсистеме решаются следующие задачи:

- выработка по заданному алгоритму последовательности сигналов управления работой трех независимых источников питания магнитов и линз кольцевой структуры синхротрона (ИПК);
- программная генерация основных синхросигналов цикла, необходимых для временной привязки работы различных систем ускорителя к циклу ИПК;
- формирование сигналов запуска элементов инжекционного комплекса ускорителя, источников питания элементов магнитной оптики (ЭМО) канала ввода пучка инжектора (ИПИ), источника питания инжектора;
- контроль работоспособности ИПК и ИПИ по измерению аналоговых сигналов с их датчиков.

Описываемый вариант подсистемы АСИ прошел длительную и успешную эксплуатацию на первом этапе комплексной наладки узлов ускорителя в теплом режиме

работы его магнитной системы. Вместе с тем полученный опыт и основные аппаратные компоненты этого варианта подсистемы использовались при подготовке второго варианта АСИ, в котором осуществляется управление мощными промышленными источниками тока для питания магнитных элементов в сверхпроводящем режиме.

Временная диаграмма работы подсистемы в цикле ускорителя

Для управления синхротроном СШИН в цикле его работы необходимо осуществлять программное задание токов в магнитах регулярных периодов, в Ф- и Д-линзах регулярных периодов, в линзах согласованных промежутков (рис. 2).

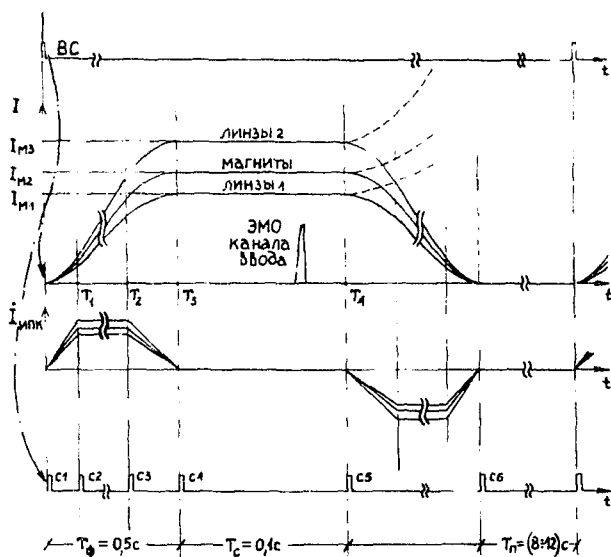


Рис. 2. Временная диаграмма цикла.

индивидуальные для каждого ИПК амплитудные значения токов на их "столах". На основании полученной от оператора информации ЭМ рассчитывает и формирует в своей оперативной памяти таблицы двоичных кодов, необходимых для управления аппаратурой привода ИПК.

Для синхронизации работы различных узлов ускорителя в АСИ генерируются реперные сигналы С1-С6, соответствующие началу и концу цикла, началу и концу "стола", началу и концу переходных интервалов. Подготовка элементов инжектора и запуск инфлектора также производится по синхросигналам АСИ, формируемым с соответствующими задержками от С4 (начала "стола"). Через 70 мс после С4 в подсистеме вырабатывается сигнал запуска источников питания ЭМО канала ввода пучка в кольцо, а еще спустя 3,5 мс - сигнал запуска инжектора.

В момент инжекции пучка производятся одновременные измерения амплитудных значений токов всех 7 ИПК, результаты которых выводятся на монитор пульта ускорителя. Контроль работоспособности ИПК осуществляется либо по результатам многократных измерений токов ИПК с шагом 1 мс в интервале времени 0 - T_4 (начало цикла - конец "стола"), либо по результатам измерений этих токов, производимых один раз в цикле в момент инжекции пучка.

Запуск циклов может инициироваться как внешним синхросигналом ВС, поступающим в АСИ, так и программой ЭМ. В последнем случае длительность паузы между циклами T_n задается оператором установки при вводе начальных условий.

Генерация 3 последовательностей опорных аналоговых сигналов, подаваемых на входы ИПК, производится с временным шагом на фронтах 1 мс по одной для всех ИПК функциональной зависимости тока от времени. Общая для всех ИПК временная структура цикла (интервалы времени линейного роста токов, "стола" токов, плавных переходов по параболической кривой) задается в ЭМ оператором подсистемы на пульте.

В ЭМ также вводятся

Аппаратурные средства

Управляющая и регистрирующая аппаратура подсистемы АСІ, а также входящие в ее состав модули формирования сигналов выполнены в стандарте КАМАК (рис. 3).

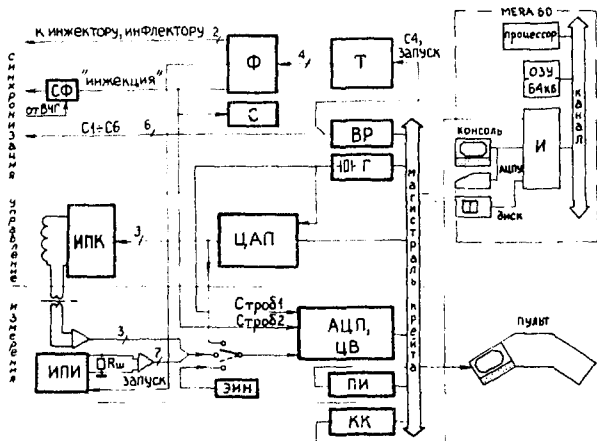


Рис.3. Структура аппаратных средств подсистемы.

Основным времязадающим элементом в аппаратуре подсистемы является модуль программируемых часов реального времени со встроенным кварцевым генератором (Γ)^{3/}. После запуска этого модуля от него через магистраль и контроллер крейта (КК) в микроЭВМ с частотой 1 кГц поступают прерывания. По этим прерываниям в указанных временных интервалах цикла осуществляется как запись

кодов из таблиц оперативной памяти в прецизионные 16-разрядные цифроаналоговые преобразователи (ЦАП)^{4/}, обеспечивающие требуемую точность задания уровней опорных сигналов на входах ИПК, так и чтение данных в микроЭВМ из 12-разрядных аналого-цифровых преобразователей (АЦП) с инструментальными входами^{5/}, на которые подаются сигналы с датчиков ИПК.

Таким образом, в подсистеме обеспечивается как задание кривых токов в ИПК, так и контроль их воспроизведения исполнительными устройствами.

Измерения амплитудных значений токов в шунтах ИПИ производятся при помощи 8-канального модуля IО-разрядных АЦП, входы которых стробируются в момент инъекции пучка соответствующим синхросигналом. Этим же сигналом стробируется еще один I2-разрядный АЦП указанного типа, которым измеряются сигналы с датчиков ИПК. Таблица однократных измерений токов ИПК и ИПИ, осуществляемых в момент инъекции пучка, выводится в каждом цикле ускорителя на алфавитно-цифровой монитор его пульта управления через модуль последовательного интерфейса (ПИ). По этой таблице оператор может настраивать эксплуатационный режим всех источников питания и оценивать стабильность их работы от цикла к циклу.

Для калибровки АПП, осуществляемой по одной из подпрограмм, применяются регулируемый эталонный источник напряжения (ЭИН) и 4-значный цифровой вольтметр (ЦВ). Синхросигналы СИ-С6 вырабатываются в модуле выходного регистра (ВР). Все необходимые на "столе" сигналы запуска различных узлов ускорителя формируются в блоках регулируемых временных задержек (Т) и формирователей (Ф). Особенностью аппаратуры подсистемы является наличие в ней вспомогательных блоков синхронизации для привязки запуска инжектора к сигналу генератора поля высокой частоты (СФ), запуска цикла ускорителя к фазе питающего установку напряжения сети 50 Гц (блок не показан на рис. 3).

В состав микроЭМ МЭРА-60 входят стандартный процессор "Электроника-60", оперативное запоминающее устройство (ОЗУ) с доступной пользователю емкостью 56К байт, интерфейсы внешних устройств (И), в том числе интерфейс накопителя

ОРГАНИЗАЦИЯ НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА СВЕРХПРОВОДЯЩЕМ МОДЕЛЬНОМ СИНХРОТРОНЕ СПИН

Л.Г.Ефимов, В.И.Какурина, В.С.Королев, В.Н.Лобанов, А.Н.Парфёнов,
А.В.Пилляр, А.Е.Сеннер, В.А.Смирнов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Автоматизированная система предназначена для измерения температуры сверхпроводящего модельного синхротрона СПИН /1/, создаваемого в настоящее время в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

В качестве термодатчиков, измеряющих температуру магнитов и гелия на ускорителе, используются угольные резисторы типа ТВО /2/, расположенные равномерно по кольцу ускорителя.

Особенностью этих датчиков является их низкая чувствительность порядка $0,07\%/K$ при температурах выше азотных (от 70 до 300 K). Это обстоятельство, а также необходимость поддержания скорости охлаждения ускорителя не более 10 K в час при измерении температуры 1 раз в минуту приводят к необходимости измерения величин сопротивления термодатчиков с точностью, не хуже 10^{-5} . Дополнительной трудностью является то, что термодатчики размещены на значительном удалении друг от друга в условиях помех, создаваемых вакуумными насосами и другим силовым оборудованием на ускорителе. Поэтому для измерения была использована многоканальная система измерения аналоговых сигналов с промежуточным частотным преобразователем /3/.

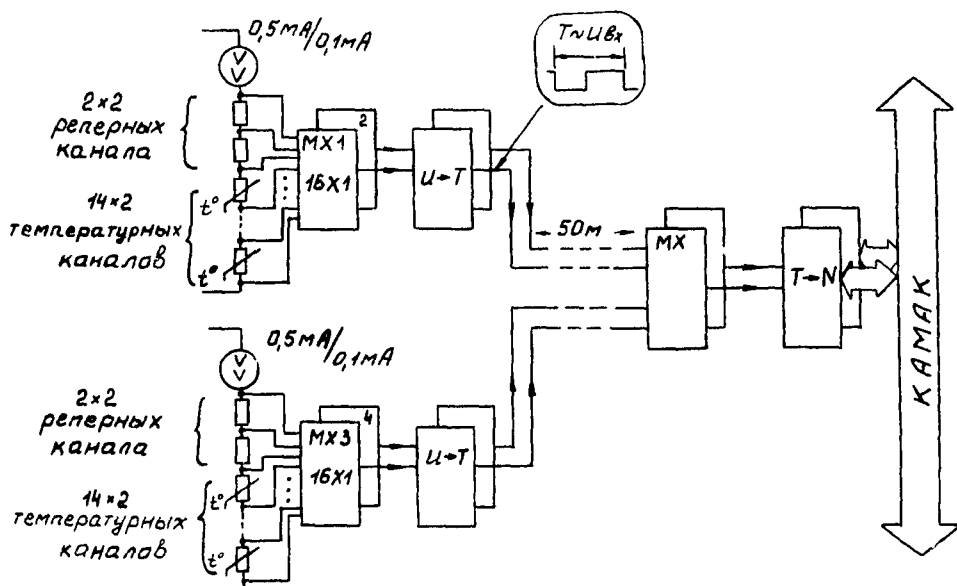


Рис.1. Структурная схема измерительной аппаратуры.

Упрощенная структурная схема измерительной аппаратуры приведена на рис.1. Термодатчики разбиты на 4 группы. В каждой группе они включены последовательно по 4-проводной схеме. Для повышения чувствительности при температурах от комнатной до азотной через датчики задается ток 0,5 мА. При температурах ниже азотной чувствительность датчиков достаточная, и для устранения саморазогрева величина тока задается равной 0,1 мА.

Сигналы с термодатчиков снимаются с помощью четырех 16-канальных релейных мультиплексоров с инструментальными предусилителями на выходе. Эти мультиплексоры установлены как можно ближе к источникам сигналов. Усиленные сигналы по очереди подаются на преобразователи величины напряжения в период следования импульсов. Далее, от этих модулей сигналы в уровнях по длинным линиям поступают в экспериментальный домик, где 2 логических мультиплексора по очереди подключают их к время-цифровым преобразователям, выполненным в стандарте КАМАК. Для получения требуемой точности измерений осуществляется многоуровневая фильтрация сигналов и автоматическая коррекция коэффициента преобразования. 1-й уровень фильтрации – традиционный, аналоговый; 2-й уровень – аппаратная цифровая фильтрация в ИЦП за счет усреднения результатов измерения по заданному числу периодов; 3-й уровень и 4-й – программные.

Коррекция коэффициента преобразования осуществляется за счет включения в каждую измерительную цепочку прецизионных реперных резисторов, соответствующих началу и концу шкалы. Возможные дрейфы нуля и коэффициента преобразования тракта учитываются программно.

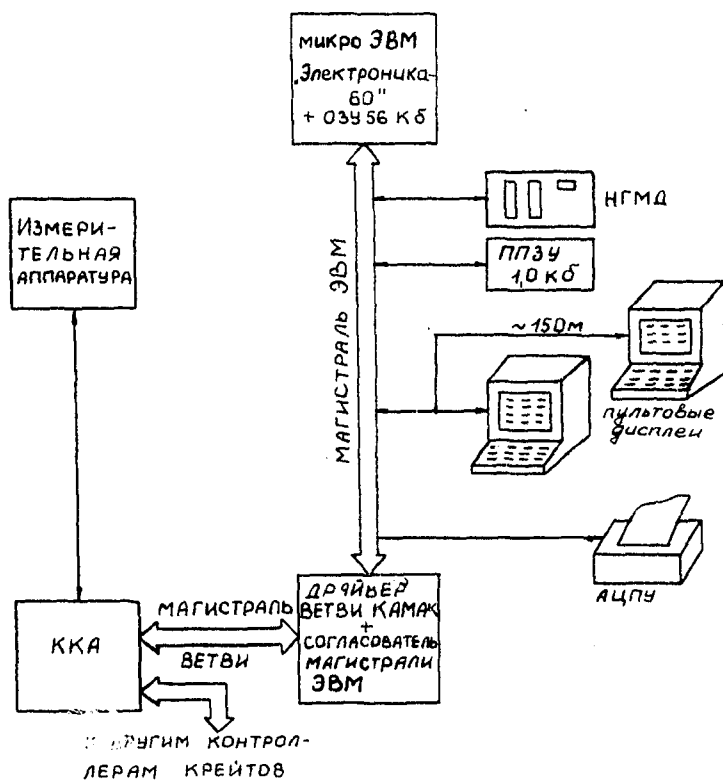


Рис.2. Структурная схема аппаратуры связи с ЭВМ.

Структурная схема аппаратуры связи с ЭВМ приведена на рис.2.

Аппаратура измерения и управления выносными аналоговыми мультиплексорами и генераторами измерительных токов помещена в кейсе КАМАК, который через контролер типа А (ККА) и драйвер ветки /4/ связан с магистралью микроЭВМ "Электроника-60". ЭВМ оснащена ОЗУ емкостью 56К байт и ППЗУ - 1К байт с программами тестов и загрузчиков, накопителем на гибких магнитных дисках, АППУ, а также двумя пультowymi алфавитно-цифровыми дисплеями, один из которых вынесен на расстояние 150 м на криогенную гелиевую установку КТУ - 1600/4,5.

Измерение температуры системы производится циклически. Период измерения задается параметрически и в реальной работе его величина варьировалась в диапазоне 1-10 минут. В отдельном цикле регистрируются данные со всех требуемых термодатчиков. Для повышения точности и достоверности результатов с каждого термодатчика снимается серия (30) последовательных измерений.

Математическое ожидание этих измерений принимается в качестве конкретного показания данного датчика. Дисперсия серии характеризует точность и кратковременную стабильность работы регистрирующего тракта и самого детектора.

Для исключения погрешностей измерений, вызванных случайными ошибками, реализован алгоритм, удаляющий недостоверные измерения серии. Работа алгоритма основана на анализе величины дисперсии. Если эта величина превышает установленный уровень, то измерения, максимально удаленное от среднего в серии, удаляется из рассмотрения. После этого вновь определяется математическое ожидание и дисперсия. Процедура повторяется до тех пор, пока величина дисперсии не будет превышать установленный для нее уровень.

Показание термодатчика, полученное в отчетах измерителя, переводится в единицы сопротивления. В качестве функции преобразования принимается линейная функция, индивидуальная для каждого измерительного тракта и получаемая на основании измерения в каждом цикле двух реперных точек.

Показание термодатчика, полученное в единицах сопротивления, с помощью соответствующих функций преобразования, переводится в единицы градусов Кельвина. В качестве функции использовались полиномы 7-й степени. Коэффициенты этих полиномов заданы на основании предварительной градуировки термодатчиков.

В настоящее время в ЭВМ организован циклический буфер для хранения результатов 10 последовательных циклов измерения. Это обеспечивает возможность наблюдения динамики изменения температуры в каждом датчике. Общая тенденция изменения температуры выявляется в результате анализа всей совокупности измерений, хранимых в циклическом буфере. Резкие температурные колебания, которые могут быть вызваны какими-либо неполадками в установке, идентифицируются на основании результатов двух последних серий измерений.

Краткие характеристики системы:

Число измерительных входов - до 56

Точность измерения величины сопротивления терморезисторов - не хуже 10^{-5}

Минимальный период измерения

- не более 1 мин, задается параметрически.

Л и т е р а т у р а

1. Шелаев И.А., Аверичев С.А., Аксенов В.Г. и др. ОИЯИ, Р9-83-582, Дубна, 1983.
2. Дацков В.И., Турзо И., Шелаев И.А., Кдин И.П. ОИЯИ, 10-81-200, Дубна, 1981.
3. Королев В.С., Парфенов А.Н., Скрянский Я., Тлачала В. Труды XII международного симпозиума по ядерной электронике. ОИЯИ, Д13-85-793, Дубна 1985.
4. Смирнов В.А., Хоанг Као Зунг. ОИЯИ 10-81-528, Дубна, 1981.

ЦИФРОВАЯ СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ ТОКОВ В ОБМОТКАХ МАГНИТНОЙ СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОННОЙ МОДЕЛИ ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА

А.А.Глазов, А.В.Калмыков, Д.Л.Новиков, В.П.Саванеев
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ускоритель - сложная многопараметрическая система. Оптимальная работа и контроль параметров таких устройств на современном уровне обеспечивается автоматизированными системами управления с применением ЭВМ. Подобная система создается в настоящее время для управления электронной моделью циклотрона (ЭМКЦ). В данной работе описывается система стабилизации токов в катушках коррекции, которая является одной из подсистем управления ЭМКЦ.

Источники питания магнитной системы ЭМКЦ

Магнитная система ЭМКЦ состоит из следующих обмоток /1/ :

1. Обмотка для создания среднего магнитного поля.
2. Кольцевые обмотки грубой коррекции.
3. Кольцевые обмотки тонкой коррекции.
4. Обмотки, предназначенные для создания спиральной вариации магнитного поля ускорителя.

5. Обмотка для компенсации нежелательной компоненты от магнитного поля Земли.

Всего задействована 41 обмотка. Исходя из характеристик этих обмоток /2/ , источники питания магнитной системы можно разбить на три группы:

1. Слаботочные стабилизированные источники питания с током в нагрузке $I_{\max.} = 2 \text{ А}$.
2. Стабилизированные источники постоянного тока с $I_{\max.} = 10 \text{ А}$.
3. Сильноточные стабилизированные источники тока с током в нагрузке $I_{\max.} = 800 \text{ А}$.

Стабильность всех этих источников одинакова: 0,1%.

Для системы стабилизации токов в катушках магнитной системы были разработаны два типа управляемых источников питания:

1. Управляемый источник тока для питания катушек грубой коррекции с максимальным током $I_{\max.} = 2 \text{ А}$, пульсации 0,05%.
2. Управляемые источники тока с $I_{\max.} = 10 \text{ А}$, питающие обмотки тонкой коррекции.

Токи в этих источниках задаются от ЭВМ с точностью 0,1%. Конструктивно управляемые источники питания состоят из двух частей:

1. Преобразовательная часть выполнена в стандарте КАМАК (располагается в крейте КАМАК).

2. Усилители мощности размещены в стойке УМЦ (конструктив "Витня"). Преобразователи код-аналог (блок ЦАП-10) разработаны на базе 10-разрядных ЦАП К572ПА1А в стандарте КАМАК. Разработан управляемый от ЭВМ компенсационный стабилизатор постоянного тока на максимальный ток в нагрузке $I_{\max.} = 600 \text{ А}$ /3/ для питания обмоток спада вариации. Диапазон рабочих токов

50 + 600 А. Ток задается от ЭВМ через разработанный преобразователь код-аналог, построенный на базе 12-разрядных ЦАП К572ПА2А. Блок ЦАП-12, выполненный в стандарте КАМАК, задает ток с точностью 0,025%.

Система стабилизации токов катушек коррекции

Блок-схема системы приводится на рис. 1. В качестве управляющей ЭВМ используется "Электроника-60", к которой подключен крейт КАМАК через интерфейс К3003 /4/ и магистральный интерфейс КК007. Величина тока в виде двоичного кода (рис. 2) поступает от ЭВМ в преобразователь код-аналог (блок ЦАП-10, ЦАП-12). Ток из преобразователя заводится в усилитель мощности (стойка УМЦ) и затем подается в объект управления - катушку магнитной системы. Все это образует информационный канал "Задание тока".

Измерение выставленных токов осуществляется цифровым вольтметром В7-34А, подключенным к крейту КАМАК через модернизированный блок входных регистров КР005М /5/. Аналоговый мультиметр КАС-128, выполненный в стандарте КАМАК, производит коммутацию входных сигналов вольтметра. КАС-128 имеет 64 изолированных входов. С измерительных шунтов, помещенных в цепи катушек магнитной системы, снимается напряжение, пропорциональное току, и через мультиметр КАС-128 передается на вход вольтметра В7-34А. Измерение осуществляется с точностью 10^{-5} . В вольтметре входное напряжение преобразуется в двоично-десятичный код, который через блок входного регистра КР005М заводится в ЭВМ. Таким образом организуется канал "Измерение".

Каналы "Задание тока" и "Измерение" образуют замкнутый контур. Это дало возможность задавать токи в катушках по алгоритму минимизации $U_{\Delta} = U_{\text{зад.}} - U_{\text{изм.}}$, где $U_{\text{зад.}} = I_{\text{зад.}} R_{\text{ш}} - R_{\text{ш}}$ - откалибровано с точностью 10^{-4} . Количество итераций, которые требуются системе для установки токов с заданной точностью, определяется параметрами каналов, такими, как разрядность применяемых ЦАП, преобразования в ЭВМ (округление), нелинейности каналов, точность определения $R_{\text{ш}}$ и вес младшего разряда ЦАП. Применение такого алгоритма при задании токов в катушках позволило снизить требования к управляемым источникам тока в смысле дифференциальной и интегральной нелинейности, начального смещения.

В режиме стабилизации (рис. 3) поочередно обрабатываются все 31 канал "Задания" и "Измерения" тока. На первом этапе происходит измерение тока. Если по каким-либо причинам ток в обмотке изменился, он заново восстанавливается, и система управления переходит на обработку следующего канала. Если же при измерении ток остается в заданных пределах, система сразу же переходит на обработку следующего канала. Максимальное время обработки всех каналов 1,5 мин. Через каждые 5 минут цикл опроса источников питания катушек коррекции повторяется. Программа стабилизации работает от таймера ЭВМ в режиме прерывания.

Программные средства

Пакет программ написан на языке ассемблер и занимает 16 кбайт памяти. Программное обеспечение позволяет системе управления ЭМЦ выполнять следующие функции:

1. Тестирование всей электронной аппаратуры. Результаты тестирования выдаются на терминал и одновременно на печать ДЗМ-180 в форме диагностического текста.

2. Инициализация системы.

3. Работа в режиме стабилизации.

4. Возможность оперативного вмешательства в работу системы:

- а) задание токов в обмотке магнитной системы с терминала;
- б) измерение тока в любой катушке коррекции;
- в) запуск тестов электронных блоков.

5. Выдача на печать всех параметров системы стабилизации.

На данном этапе система стабилизации токов в катушках магнитной системы ЭМКЦ находится в опытной эксплуатации.

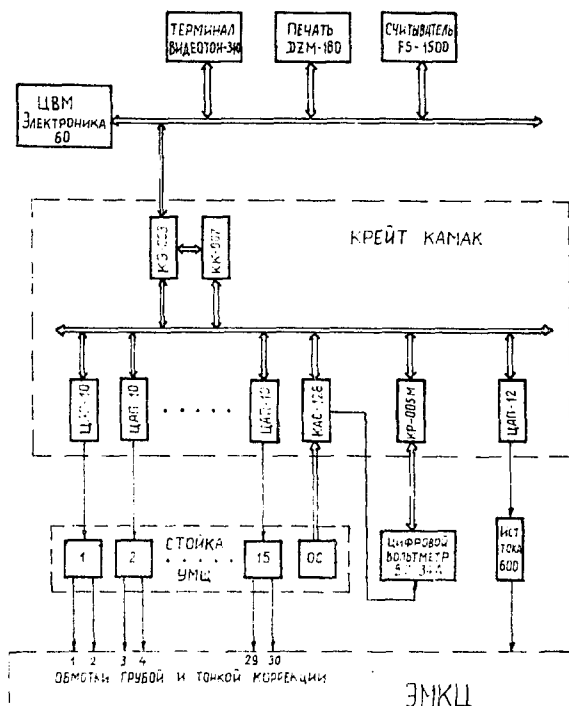


Рис. 1.

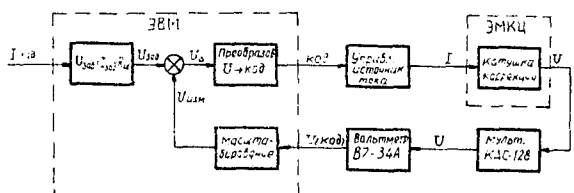


Рис. 2

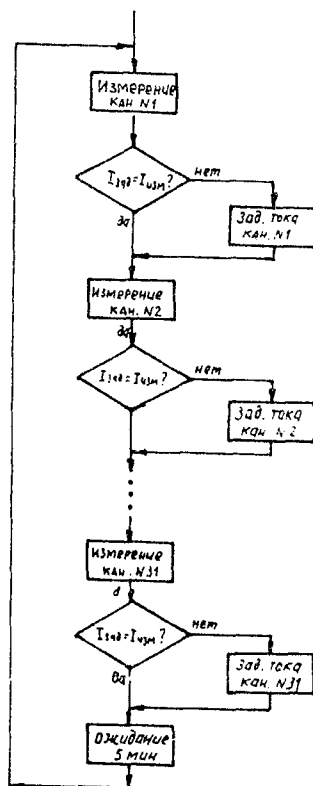


Рис. 3

ЛИТЕРАТУРА

1. С.Б.Ворожцов и др. ОИЯИ, Р-2852-I, Дубна, 1966.
2. Ю.Н.Денисов и др. ОИЯИ, I3-5068, Дубна, 1970.
3. В.П.Саванев. ОИЯИ, I3-85-844, Дубна, 1985.
4. А.Н.Синаев, И.Н.Чурин. ОИЯИ, IO-8I-69I, Дубна, 198I.
5. Н.И.Журавлев и др. ОИЯИ, IO-8II4, Дубна, 1974.

**УСКОРИТЕЛИ
ТЯЖЕЛЫХ
ИОНОВ**

Председатель: Ю.Ц.Оганесян
Секретарь: Р.Ц.Оганесян

Сессия 3

107/108

РАЗРАБОТКА УСКОРИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ У-400 - У-400М

Г.Н.Флеров, Ю.Ц.Оганесян, А.М.Андриянов, Б.Н.Гикал, Г.Г.Гульбекий,
А.И.Иваненко, Б.А.Кленин, С.И.Козлов, И.В.Колесов, В.Б.Кутнер,
В.Н.Мельников, Р.Ц.Оганесян, В.А.Чутреев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Исследования, проводимые на ускоренных пучках тяжелых ионов, позволяют решить большой круг крупномасштабных научных и прикладных задач. В Лаборатории ядерных реакций в течение последних 25 лет ведутся разработки циклотронного способа ускорения тяжелых частиц. В настоящее время здесь действует четыре ускорительные установки: классический циклотрон У-300 /1/, изохронные - У-200 /2/, У-400 /3/ и запущенный в 1985 году - специализированный циклотрон ИЦ-100 /4/. Эти ускорители позволяют получать широкий диапазон ионов с массой $A=3-140$ и энергиями 0,5-20 МэВ/н. Однако требования современных физических программы исследований на пучках тяжелых ионов включают в себя как увеличение энергии ускоряемых частиц до 100-200 МэВ/н, так и расширение диапазона масс ускоряемых частиц практически всех элементов периодической системы.

К циклотронным установкам, нацеленным на ускорение тяжелых ионов до энергии 100 МэВ/н, можно отнести GANIL (Франция) /5/, представляющую комплекс из трех последовательно работающих циклотронов, два сверхпроводящих циклотрона в Мичигане (США) /6/. Такая каскадная схема ускорения тяжелых ионов была впервые испытана в ЛЯР ОИЯИ в 1971 году на тандеме циклотронов У-300 - У-200 /7/. Создание ускорительного комплекса ЛЯР У-400 - У-400М, проект которого был представлен несколько лет назад /8/, позволит решить задачу получения пучков ионов от He до U с энергией 120-20 МэВ/н и интенсивностью до 10^{12} ч/с.

В настоящем докладе представлено современное состояние работ по исследованию и сооружению тандема циклотронов У-400 - У-400М. Схема установки представлена на рис.1.

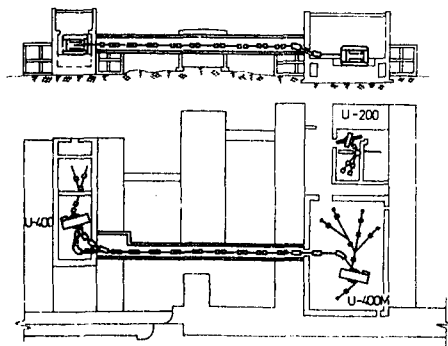


Рис.1. Схема ускорительного комплекса ЛЯР У-400 - У-400М.

Инжектором ускорительного комплекса является изохронный циклотрон У-400 с параметрами ускоренных пучков, представленными в таблице 1. Вывод пучков осуществляется методом обдирки частиц на точкой мишени. Для перевода циклотрона У-400 в инжекторный режим работы требуется внести ряд изменений. Анализ показал, что для получения ионов на ускорительном комплексе с указанными энергиями циклотрон У-400 должен ускорять пучки ионов с $A/Z = 16+25$ до энергии $1+2$ МэВ/н. Используемый на У-400 дуговой ионный источник (рис.2), как показали стендовые испытания, может обеспечить высокоинтенсивные пучки очень тяжелых ионов с выбранными отношениями A/Z (рис.3). Ускорение ионов будет производиться на самом высоком уровне среднего магнитного поля

Таблица I

Параметры ускоренных пучков циклотрона У-400

Ионы	Энергия (МэВ/нукл.)	Интенсивность (ч/с)
$^{13}\text{C}^{2+}$	14,0	10^{13}
$^{14,15}\text{N}^{2+}$	12,6-8,5	$2 \cdot 10^{14}$
$^{16}\text{O}^{2+}$	8,0	$3 \cdot 10^{14}$
$^{20,22}\text{Ne}^{2,3+}$	3,9-13,5	$2 \cdot 10^{14} - 10^{14}$
$^{24,26}\text{Mg}^{3+}$	7,9-6,7	$10^{14} - 5 \cdot 10^{13}$
$^{40}\text{Ar}^{4,5+}$	5,5-8	$10^{14} - 9 \cdot 10^{13}$
$^{42,44,48}\text{Ca}^{4,5+}$	5,3-6,7	$5 \cdot 10^{12} - 2 \cdot 10^{13}$
$^{48-50}\text{Ti}^{5+}$	5,0-5,5	$4 \cdot 10^{13} - 10^{13}$
$^{51}\text{V}^{5+}$	5,5	$5 \cdot 10^{13}$
$^{52-54}\text{Cr}^{5,6+}$	5,3-6,8	$10^{13} - 5 \cdot 10^{12}$
$^{55}\text{Mn}^{6+}$	5,5	$6 \cdot 10^{13}$
$^{56,58}\text{Fe}^{6+}$	5,3	$2 \cdot 10^{13}$
$^{58,60}\text{Ni}^{6+}$	5,3	10^{13}
$^{59}\text{Co}^{5,7+}$	3,6-7	$2 \cdot 10^{13} - 10^{12}$
$^{64,70}\text{Zn}^{7,8+}$	5,2-6,2	$10^{12} - 5 \cdot 10^{11}$
$^{76}\text{Ge}^{8+}$	5,3	$2 \cdot 10^{12}$
$^{84}\text{Kr}^{9+}$	6,0	$5 \cdot 10^{11}$
$^{90}\text{Zr}^{11+}$	9,0	10^{10}

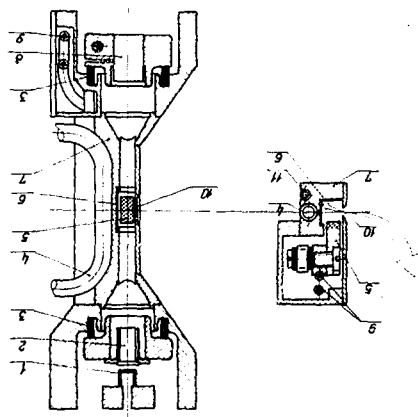


Рис.2. Схема дугового источника тяжелых ионов.

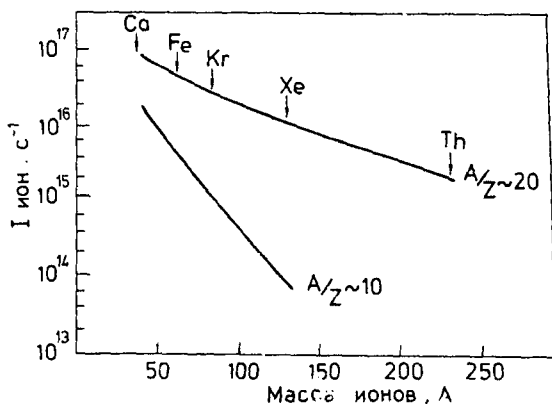


Рис.3. Интенсивности пучков тяжелых ионов в зависимости от массы для дугового источника.

(21,3 кГс) на четвертой гармонике ВЧ-напряжения. При этом необходимо внести соответствующую коррекцию в центральную монооптическую систему циклотрона. Угол установки цели ионного источника и пуллера по отношению к оси резонансных линий ускорителя, как следует из результатов численного моделирования движения частиц на первых оборотах, должен составлять 40° , а радиус - 70 мм (при напряжении на дуантах 80 кВ). Решение этого вопроса упрощается при использовании вертикального ионного источника, изготовленного в настоящее время. Задача эффективного ускорения очень тяжелых ионов до конечного радиуса У-400 с точки зрения временной и пространственной устойчивости движения частиц не встретит дополнительных трудностей. Однако она предъявляет достаточно жесткие требования к величине давления остаточного газа в камере ускорителя.

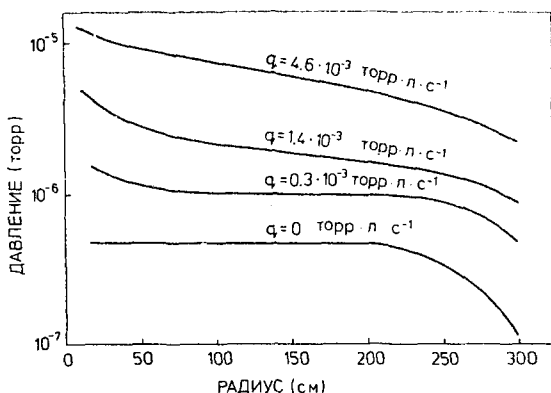


Рис.4. Зависимость давления в камере циклотрона У-400 по радиусу при разном уровне натекания.

источника не является кардинальным решением данного вопроса. В настоящее время

в ЛЯР завершается проектирование и начинается изготовление элементов системы внешней инжекции пучка, которая позволит при использовании дифференциальной откачки значительно улучшить вакуумные условия, а применяя внешние, более мощные дуговые источники ионов, а также основанные на других принципах работы, повысить почти на порядок интенсивность пучков тяжелых ионов.

Вывод ионов из циклотрона У-400, при его работе в режиме инжектора, будет осуществляться электростатическим полем дефлектора угловой протяженностью 38° и апертурой 10 мм с максимальным напряжением 60 кВ и радиально-фокуси-

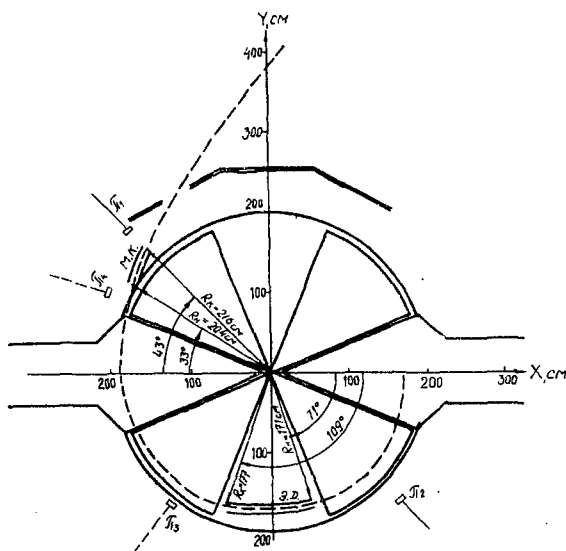


Рис.5. Электростатическая система вывода пучков ионов из циклотрона У-400.

В процессе эксплуатации циклотрона У-400 в его камере с помощью масляных диффузионных насосов с азотными экранами (рис.4) достигнуто давление остаточного газа, составляющее $5 \cdot 10^{-7} + 10^{-6}$ Торр /9/, что вызовет, по оценкам, двух-трехкратное уменьшение интенсивности пучков тяжелых ионов. Снижение натекания рабочего газа из ионного источника, являющегося основной газовой нагрузкой вакуумной системы ускорителя, путем внедрения импульсной подачи газа, тщательным подбором режимов работы ионного

источника не является кардинальным решением данного вопроса. В настоящее время в ЛЯР завершается проектирование и начинается изготовление элементов системы внешней инжекции пучка, которая позволит при использовании дифференциальной откачки значительно улучшить вакуумные условия, а применяя внешние, более мощные дуговые источники ионов, а также основанные на других принципах работы, повысить почти на порядок интенсивность пучков тяжелых ионов. Вывод ионов из циклотрона У-400, при его работе в режиме инжектора, будет осуществляться электростатическим полем дефлектора угловой протяженностью 38° и апертурой 10 мм с максимальным напряжением 60 кВ и радиально-фокусирующим пассивным магнитным каналом с градиентом магнитного поля $I+I,5$ кЭ/см (рис.5). Такая система вывода позволит реализовать наиболее простую и испытанную схему инжекции ионов в циклотрон У-400М с помощью их перезарядки в центральной области медианной плоскости ускорителя. Расчетная эффективность вывода ионов составит 50%.

Система транспортировки тяжелых ионов длиной около 100 м размещается в специально создаваемой галерее, связывающей залы ускорителей У-400 и У-400М (рис.1). Она состоит из шести поворотных магнитов: двух магнитов, служащих для перевода пучка из зала циклотрона У-400 в галерею, двух магнитов — для снижения пучка

в медианную плоскость У-400 и магнита для поворота частиц к циклотрону У-400М (рис.1). Для фокусировки частиц будут применены 12 пар квадрупольных линз с максимальным градиентом 600 Э/см. Для эффективного захвата ионов в ускорителе на У-400М требуется временное согласование работы инжектора и пост-ускорителя. Как показывает анализ, это достигается выбором уровней средних магнитных полей циклотронов и зарядов ускоряемых ионов, т.е. при выполнении условия кратности частот обращения ионов в ускорителях - $k_1 f_1 = k_2 f_2$. Однако существует проблема, заключающаяся в том, что на длине 120 м при 1% разбросе энергии частиц в пучке длительность спуска частиц увеличивается более чем в два раза. При этом фазовый акцептанс циклотрона У-400М составит около 0,3.

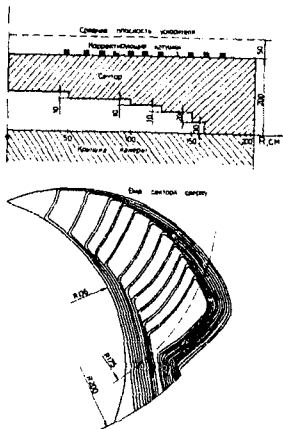


Рис.6. Магнитная структура циклотрона У-400М.

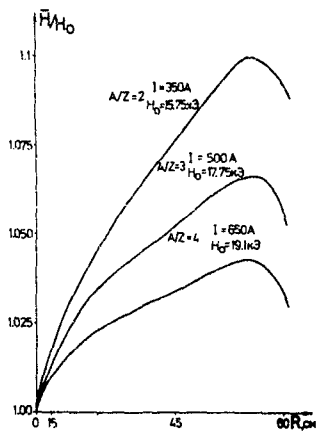


Рис.7. Распределение среднего магнитного поля по радиусу модели циклотрона У-400М.

В системе транспортировки предполагается использование банчера на восьмой гармонике ВЧ-напряжения циклотрона У-400 - $f_b = 48+52$ МГц с напряжением до 50 кВ. Как уже сообщалось, циклотрон У-400М создается на основе электромагнита ускорителя У-300. Для У-400М разработана магнитная структура /10/ с четырьмя 45° секторами, имеющими растущую по радиусу толщину и угол спиральности на конечном радиусе 40° (рис.6), с максимальным уровнем среднего магнитного поля 19,5 кЭ. Для исследования распределений магнитных полей создана модель электромагнита в масштабе 1:3, измерения на которой показали на удовлетворительное согласие с результатами численного моделирования магнитной цепи ускорителя. Распределения средних магнитных полей и флаттера по радиусу (рис.7,8) удовлетворяют условиям устойчивого ускорения частиц с отношениями $A/Z = 2+5$. Коррекция среднего магнитного поля по радиусу будет осуществляться системой токовых корректирующих катушек, устанавливаемых на поверхности секторов.

Система инжекции пучков включает в себя дублет квадрупольных линз, магнит коррекции положения пучка в горизонтальной плоскости, магнитный радиально фокусирующий канал и устройство перемещения перезарядной мишени в требуемое радиальное и азимутальное положение. Проведено численное

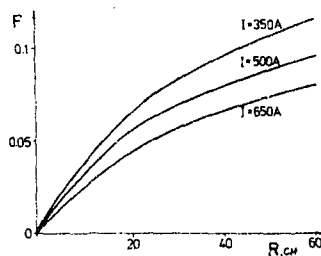


Рис.8. Распределение флаттера магнитного поля по радиусу модели циклотрона У-400М.

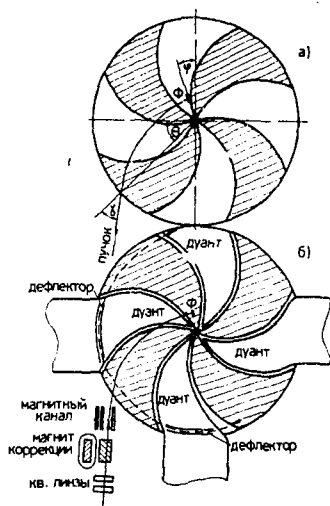


Рис.9. Схема инжекции пучков тяжелых ионов в циклотрон У-400М.

достаточно благоприятен, поскольку при отсутствии ионного источника и натекшего из него в объем рабочего газа давление в камере циклотрона будет поддерживаться на уровне 10^{-7} Торр с помощью паромасляных насосов. В автономном режиме циклотрона У-400М при ускорении ионов, в основном легких — от He до Ne, генерируемых собственным внутренним источником, потери пучка будут также незначительны ввиду малого сечения перезарядки легких частиц на остаточном газе ускорителя.

Вывод пучков ускоренных ионов из циклотрона У-400М будет осуществляться двумя электростатическими дефлекторами угловой протяженностью 38° , расположенными в дуантах ускорителя (рис.9). При зазорах между пластинами дефлектора 5 мм для вывода частиц с максимальной энергией 120 МэВ/н потребуются напряжение до 70 кВ. Фокусировка пучка в рассеянном магнитном поле ускорителя будет выполняться трехэлементным магнитным каналом. Эффективность вывода частиц, определяемая приростом радиуса пучка за оборот в конце ускорения, толщиной ножа дефлектора, величиной амплитуд некогерентных колебаний и рядом других причин, по оценкам составит 40+60% для всего диапазона отношений A/Z ускоряемых ионов.

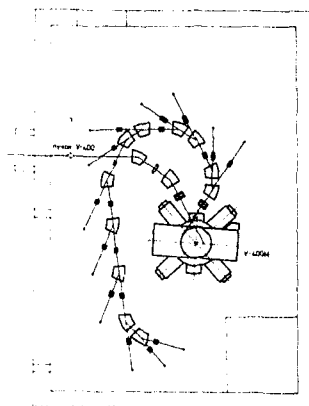


Рис.10. Система разводки внешних пучков циклотрона У-400М.

исследование динамики инжекции пучка для двух вариантов установки (а) и (б) (рис.9). Рабочий вариант (а) (рис.9) характеризуется тем, что инжектируемый пучок не испытывает дефокусирующего действия азимутальной составляющей магнитного поля и ортогональных к пучку сил электрического поля дуантов. Эти исследования позволили выбрать основные параметры элементов системы инжекции, угол подхода монопровода к ускорителю, определить радиальные и азимутальные положения мишеней, требуемые для выполнения условий согласования пучка, прошедшего перезарядную мишень, с его равновесной орбитой.

Ускоряющая система циклотрона У-400М включает в себя четыре дуанта, расположенных в долинах ускорителя (рис.9) с напряжением до 150 кВ в диапазоне частот 15+25 МГц. В настоящее время завершается исследование систем возбуждения, согласования и фазирования на моделях резонаторов. При работе циклотрона У-400М в качестве постускорителя очень тяжелых ионов вакуумные условия

Разрабатываемая система разводки внешних пучков циклотрона У-400М (рис.10) включает 11 каналов транспортировки пучков на физические мишени.

Полная эффективность ускорения частиц tandemом циклотронов У-400 — У-400М составит:

$$= 0,1 (\text{фаз.аксепт.У-400}) \cdot 0,3 (\text{ускорение-У-400}) \cdot 0,5 (\text{вывод}) \cdot 0,5 (\text{транспортировка}) \cdot 0,5 (\text{инжекция}) \cdot 0,5 (\text{фаз.аксепт.У-400М}) \cdot 0,5 (\text{ускорение-У-400М}) \cdot 0,4 (\text{вывод}) \cdot 0,5 (\text{транспортировка}) = 2 \cdot 10^{-4}, \text{ что позволит получить пучки ионов с интенсивностями}$$

$10^{11}+10^{12}$ ч/с (см.рис.3).Завершение строительства ускорительного комплекса ЛЯР намечено к 1989 году. К настоящему времени заканчивается ряд научных и конструкторских проработок основных узлов ускорительного комплекса. Ведется изготовление вакуумной камеры ускорителя У-400М, полюсов, секторов, близится к завершению строительство галереи.

Л и т е р а т у р а

1. Вялов Г.Н. Природа, № 10, с.42, 1966.
2. Шалаев И.А. и др. ОИЯИ 9-3988, Дубна, 1968.
3. Флеров Г.Н. и др. Труды У Всесоюзн. совещ. по уск. заряд. частиц. М.: Наука, с.58, 1976.
4. Андриянов А.М. и др. ОИЯИ 9-85-532, Дубна, 1985.
5. Ferme J., Ninth Int. Conf. on Cycl. and their Appl., Caen, p.147, 1981.
6. Blosser H.G. Ninth Int. Conf. on Cycl. and their Appl., Caen, p.147, 1981.
7. Шалаев И.А. и др. ОИЯИ Р9-6062, Дубна, 1971.
8. Флеров Г.Н. и др. ОИЯИ 9-84-555, Дубна, 1984.
9. Гульбекин Г.Г. и др. ОИЯИ 13-80-843, Дубна, 1980.
10. Козлов С.И. и др. ОИЯИ 9-83-125, Дубна, 1983.

STATUS REPORT ON AGOR*

C. Bieth and the AGOR project group
IPN ORSAY BR N° 1 91406 ORSAY FRANCE
and KVI Gröningen, Zernikelaan 25 9747 AA
Gröningen, Netherlands

1) Introduction

Following the proposal by the ORSAY group^{1,2,3}, of a variable energy, multiparticle superconducting cyclotron accelerating protons as well as heavy ion beams, a collaboration between French and Dutch national research funding agencies has resulted in the project to study and built such an accelerator to be called AGOR (Accelerator Groningen Orsay). The project will be carried out by two laboratories : l'Institut de Physique Nucléaire d'Orsay (IPN Orsay) and the Kernfysisch Verneller Instituut of Groningen (KVI Groningen).

In December 1985 a contract was signed by the two funding agencies, establishing the operating details of this joint venture. Since that moment the construction of the AGOR machine is underway.

2) Main Design Characteristics

The machine is a compact, three sector, three dee cyclotron with an effective $K=600$ and a $K_F = 220$. The feasibility of accelerating protons up to 200 MeV implies different requirements for position and geometry of the superconducting coils, for the flutter poles and magnet structures as well as for the RF operating range as compared to other superconducting cyclotrons. Fig.1 shows the major components, the split-cryostat containing the two pairs of superconducting coils, the yoke walls, the geometry of poles and valleys, the RF structures and the axial injection line.

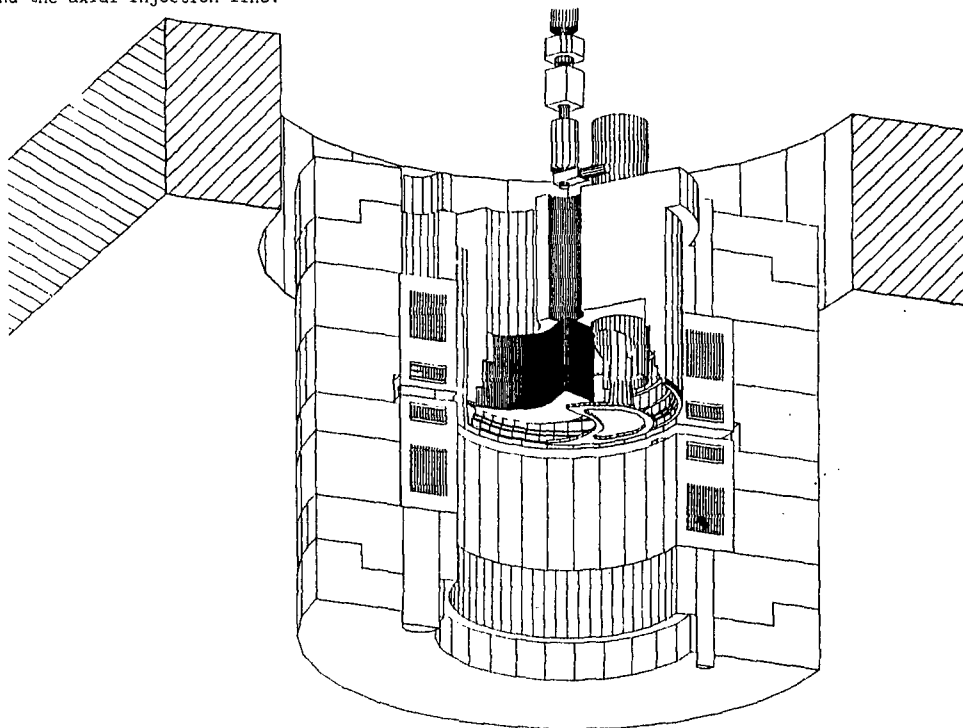


Fig.1. Simplified cutaway view of the major components.

Ion energy vs. Z/A in MeV per nucleon and boundaries of the operating range of the R.F. frequency (24 to 62 MHz) using the harmonics $h = 2, 3, 4$ are shown on fig.2.

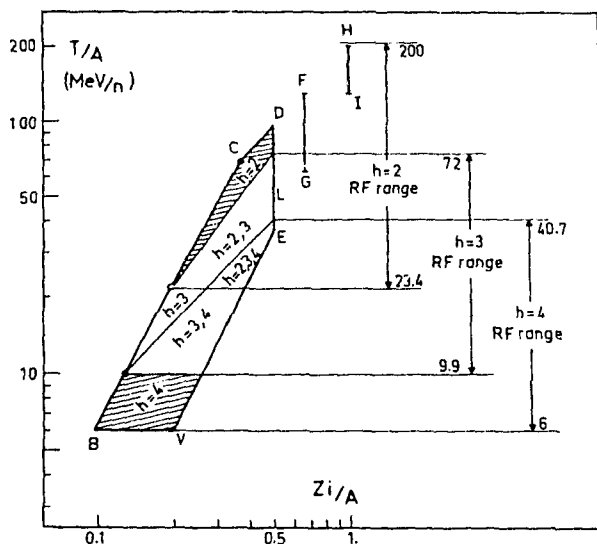


Fig.2. Ion energy vs. Z/A and boundaries of the operating RF range.

The major machine parameters are listed in table 1.

Table 1.

Bending limit	$K = 600$
Focusing limit	$K_F = 220$
Pole diameter	$= 168\text{cm}$
No of sectors	$= 3$
	No spiral for $R < 30\text{ cm}$
Spiral coefficient $1/20\text{ rd/cm}$ at $R = 70\text{cm}$	
$1/40\text{ rd/cm}$ at $R = 88\text{cm}$	
Min hill gap	$= 7\text{cm}$
Min valley gap	$= 84\text{cm}$
Main coil 1 current density	$= 4271\text{ A/cm}^2\text{ max}$
Main coil 2 current density	$= 3270\text{ A/cm}^2\text{ max}$
Central field main-max	$= 17.5 - 40.5\text{ K Gauss}$
No of trim coils	$= 15$
Max current in trim coils	$= 500\text{ A}$
Number of dees	$= 3\text{ in valleys}$
RF range	$= 24\text{ to }62\text{ MHz}$
Operating harmonics	$= 2, 3, 4$
Peak dee voltage at $R = 0$	$= 85\text{kV}$

The cyclotron will have T/A versus Z/A operating curves as shown in Fig.3, using external ion sources (dunplasmatron for light ions : (p,d, He) and ECR source for heavy ions with a charge to mass ratio ranging from 0.5 to 0.1).

An operating range of 24 to 62 MHz for the accelerating frequency using the three harmonics modes ($h=2, 3$ and 4) has been chosen. The regions of the operation for the 2nd, 3rd and 4th harmonics are shown in Fig.2. The majority of beams energy (10 to 72 MeV /nucleon) will be accelerated on the 3rd harmonic, the more relativistic ions will use the 2nd harmonic due to limitations of the maximum RF frequency to 62 MHz and of the maximum allowable vertical components of the electric field E_z in the inflector ($E_z < 25\text{ kV/cm}$). For the low energy part of the diagram (10-6 MeV/nucleon) the harmonic mode $h=4$ will be used, the choice being to limit the minimum frequency to 24 MHz in order to minimize the mechanical displacement of the short-circuit and therefore the length of the RF resonators. The design of a central geometry compatible with the 3 harmonic modes has been considered to be a basic feature of the design and has been successfully achieved in the study. The change from one harmonic mode to the others implies only a change of the inflector.

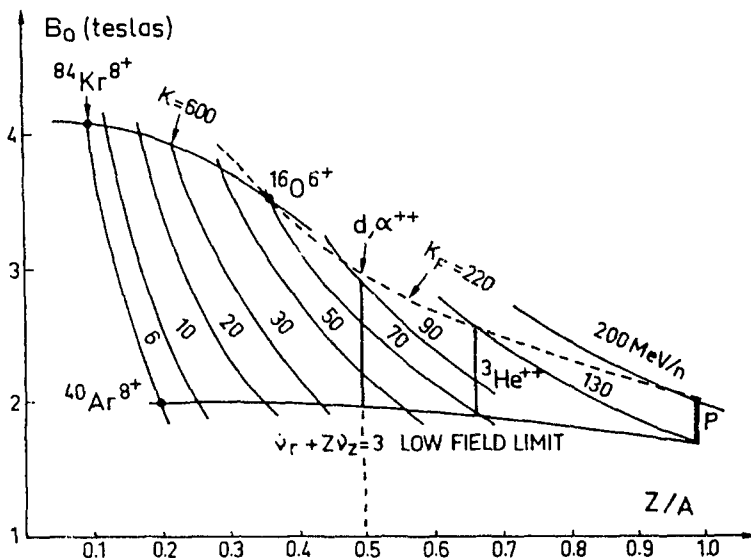


Fig.3. Operating diagram in the $(B_0, Z/A)$ plane.

3) Magnet structure

The magnet will have a cylindrical iron yoke consisting of 8 cast steel rings, and two removable cylindrical poles. The main magnet parameters are given in table 2.

Table.2

Pole radius	: 94cm
Yoke inner radius	: 146cm
Yoke outer radius	: 220cm
Yoke full height	: 380cm
Lifting range of the upper pole	: 2.50m
Steel = cast, carbon content	< 0.04%
Total weight	: 350T

The open space between the poles and yokes which accommodates the cryostat and the superconducting coils has a radial width of 52 cm and a total axial height of 200cm. A novel feature of the design is the study of a split-cryostat⁵ which provides excellent access to the mid plane.

Since the attractive force between the pole at full excitation is around 1400 tons, deformations of the yoke are anticipated. These effects have been calculated, neglecting in a first step the various holes, using analytical formulae. The results show that the yoke should have an axial deformation of less than 0.2mm, by large within elastic limits. More detailed calculations are underway.

The axial hole provided for axial injection purpose has a diameter of 12.4cm in the part closest to the median plane, increasing to a diameter of 25cm to give more room for devices such as buncher, diagnostics, steering plates, solenoids, etc ...

The fifteen trim coils will be similar to those already developed at MSU and Milano⁶. Each coil has 1 layer of 5 turns of $6 \times 5 \text{ mm}^2$ conductor and will carry a maximum current of 500 A. The trim coils will be covered by a vacuum enclosure, which separates them from the machine vacuum. This enclosure will at the same time be the RF liner.

4) The superconducting coils and the split-cryostat

As pointed out before the superconducting coils system consists of a pair of outer coils generating the desired overall field profile and a pair of inner coils close to the mid plane that generate a radial field gradient depending on the ion to be accelerated. The current density needed in the two pairs of coils, J1, J2 in order to produce an isochronous field for all ions and energies have been computed. The corresponding operating diagram is shown in fig.4 where constant B_0 and Z/A lines are also plotted.

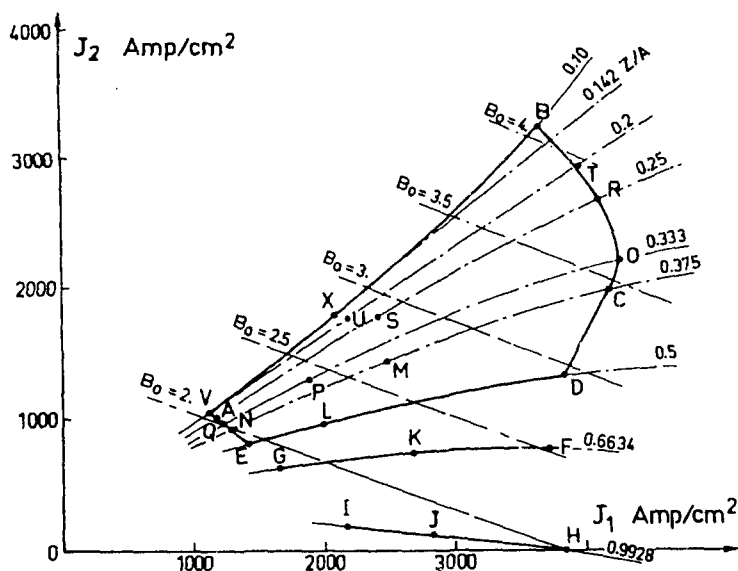


Fig.4. Cyclotron operating diagram in the (J_1, J_2) plane.

The diagram shows that J_1 and J_2 are always positive, a situation which simplifies the analyses of the forces and stresses on the coils. The geometry of the coil system is unique in the sense that a large gap exists between the inner and the outer coil of 0.325m. Due to this design the axial Lorentz forces between the coils are greatly reduced (6.6MN) in comparison with other coil systems for superconducting cyclotrons (17.0MN) allowing for only six rods support a 4.2 K between the coils in the mid-plane. As a consequence it was possible to design a split-cryostat in which room-temperature access is provided to most of the middle plane enabling an easy install (and withdrawal) of extraction elements and diagnostics probes. An overall view of the cryostat and coils is given in fig.5. The total weight of the cryostat + superconducting coil system is of about 30 tons.

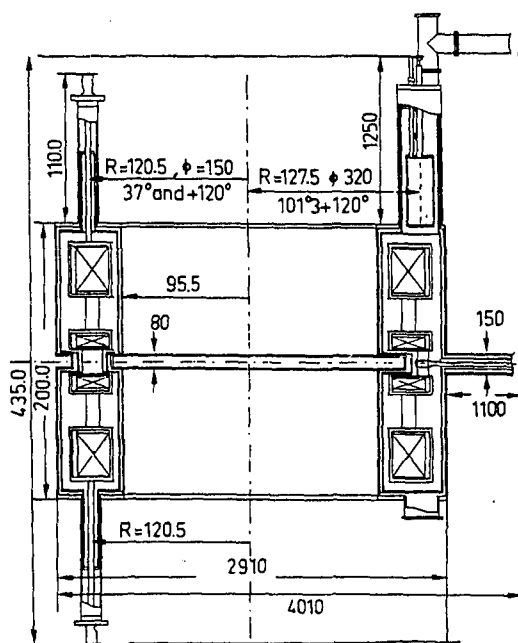


Fig.5. Overall view of the cryostat and the coils.

In table 3 are listed the main characteristics of the superconducting coils.
The superconducting coils will be fully vacuum impregnated to reduce the risk of electrical shorts between the windings and to enhance the mechanical stability.
Thermal stability of the coils is improved by liquid helium in direct contact with the winding package at all sides.

Table 3.

	Coil 1	Coil2
Inner radius	1.06m	1.06m
Outer radius	1.30m	1.30m
Width	0.08m	0.315m
Max overall current density	42.71 MA/m	32.65 MA/m
Max field strength	3.64T	4.74T
Conductor cross section (bare)	3.03x5.31mm ²	5.5x8.6mm ²
(insulated)	3.53x5.71mm ²	6.0x9.0mm ²
Cu : Sc ratio	19	26
Superconductor NbTi, rutherford cable		6
copper substrate		2
Nominal transport current	861 A	1763 A
Critical current (3.64T.6K)	1435 A	2963 A
Critical temperature	7.5K	6.5K
Conductor length (per coil)	7.1Km	11.4 Km
Conductor mass (per coil)	1200 Kg	5700 KG

5) Extraction

The extraction is accomplished by an electrostatic deflector (ESD), 38° long and two electromagnetic channels (EMC1, EMC2) positionned in two consecutive hills. A third electromagnetic channel EMC3 followed by two quadrupoles Q1, Q2 located inside the yoke are used to confine the beam along the extraction path. The main parameters of the extraction system elements are listed in table 4.

Table.4

ELEMENT	θ_{IN}	θ_{OUT}	(kV/cm)	Δ (KG)	$\delta B/\delta x$ (KGauss/cm)
ESD	48°	86°	85	-	-
EMC1	168°	208°	-	3	-
EMC2	290°	330°		3	.35
EMC3	350°	20°		1.5	
Q1					1.5
Q2					- 1.5

6) Axial injection and central region geometry

The axial injection system for the superconducting cyclotron is designed to operate with 3 ion sources : a light ion source able to deliver up to a few 100μ A beams of H and He, an ECR for heavy ions and polarized light ion source. The injection line, compatible for the operation at Orsay and at KVI is shown in fig.1. It consists of unit transfer matrix cells and of 2 matching sections (one for the different ion sources, the other for the cyclotron). Because of the polarized ions, the transport line before the 90° electrostatic spherical deflector is based on electrical quadrupoles. A buncher operating at the RF of the cyclotron and common to the 3 harmonic modes $h = 2, 3, 4$ will be placed about 50cm from the median plane to take into account various limiting parameters (source noise, axial field, etc.)

The central region geometry has been designed in conjunction with a spiral inflector. A design study taking into account the space availability, voltage limiting, R.F. shielding as well as large gain in the first 2 electrical gaps has been carried out. The electrical equipotential surfaces have been measured on a 5 to 1 scale model allowing a detailed study of the horizontal and vertical motion.

7) R.F. System

The R.F. system consists of three compact half-wave length resonators with continuous and smooth connection to the dees.

Using the specified injection R.F. voltage vs frequencies (Fig.6) and the last mechanical drawings a new computation of the resonator has been made. We have carefully adjusted the shape and position of the stem to electrode connection in order to obtain a moderate radial increase of the voltage without a too high current density in the short-circuit, minimizing at the same time the R.F. power and the length of the stem (Fig.7).

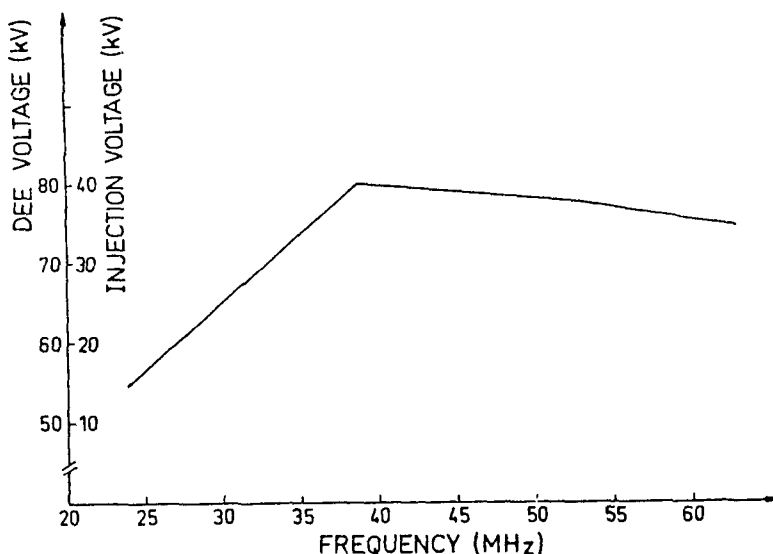


Fig.6. Injection R.F. voltage (peak) vs. frequencies.

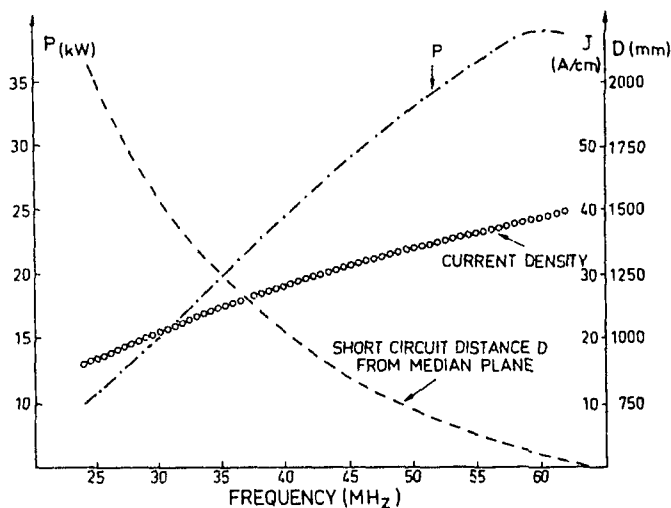


Fig.7. Power, current density, short circuit position vs. frequencies.

It is seen from the curves in fig.7 that the maximum power at 62 MHz is limited to 38 kW with a current density around 40A/cm in the short circuit. The short-circuit movement does not exceed 1.65 meter from 24 to 62 MHz.

Experiments with a specially built resonator have shown that the sliding contacts, which we have developed, withstand current densities over 80A/cm at 27 MHz, in good agreement with calculations⁸.

From these measurements and from calculations it is estimated that at 62 MHz current densities up to 55A/cm can be accepted. This gives a sufficient safety factor. Experiments at 62 MHz are underway and will be finished at the end of this year.

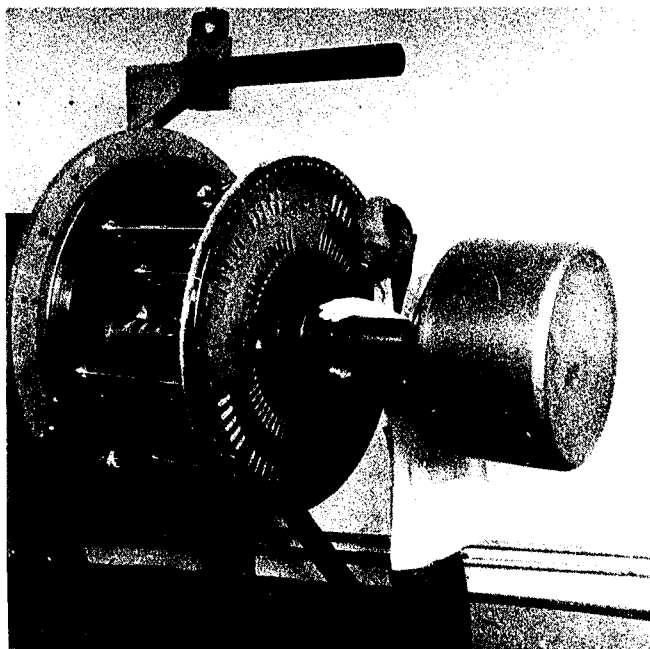


Fig.8.27 MHz resonator for sliding contacts test.

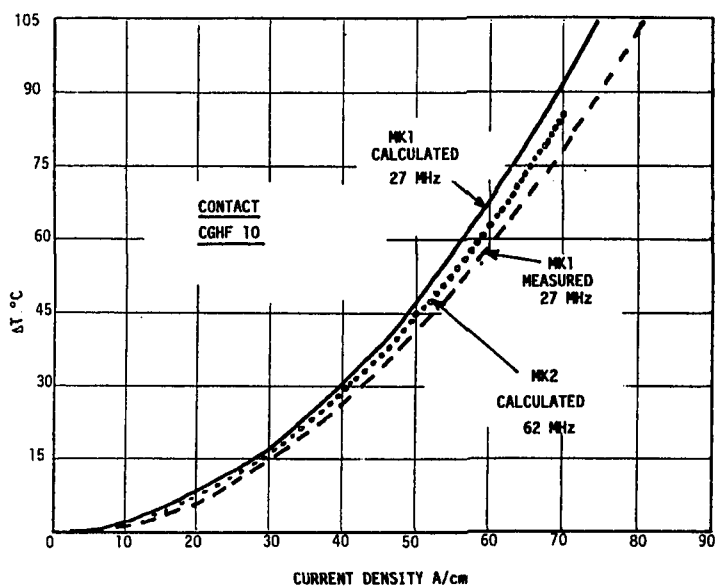


Fig.9.Experimental results and calculations for sliding contacts at 27 and 62 MHz .

The complet pre-mechanical studies are finished and a full-scale model resonator will be built to determine precisely the resonant frequencies and the voltage and current distributions and also to test the fine tuning and the coupling systems.

Furthermore the design and construction of various components of the R.F. regulation system, such as stable and accurate discriminators phase shifters, etc ... has been started.

Project status

Presently studies on the installation of the machine at Orsay are underway.

The cyclotron will be located in the building where the ALICE accelerator system was installed. The definition of an appropriate crane, the modification of the building walls and the construction of the cyclotron pit are expected to begin in the first month of 1987.

Experimental tests on the various elements of the injection line will be undertaken on a standard test bench and on a similar axial injection line of the MEDICYC cyclotron⁹. Bid for tenders for the magnetic yoke and iron of the sections will be placed at the end of this year.

A half-scale model of the R.F. cavity will be designed and constructed while detailed mechanical and thermodynamics studies will be pursued.

A prototype of the electrostatic deflector is being built.

For the cryogenic system, experiments are conducted at Delft University on the current leads and on the radiation shield.

Elements of the control system which has a modular architecture consisting of a number of microcomputers are already being tested.

It is anticipated that the main components of the cyclotron (magnet steel, R.F. resonators and amplifiers, superconducting coils and cryostat) will be ordered during the course of next year.

* Work jointly supported by the INSTITUT NATIONAL DE PHYSIQUE NUCLEAIRE ET DE PHYSIQUE DES PARTICULES (IN2P3), France and by the foundation STICHTING VORR FUNDAMENTEEL ONDERZOEK DER MATERIE (FOM), Netherlands.

REFERENCES

- 1) IPN Orsay project - First machine design studies
- A. LAISNE, 9th. Int.conf. on Cyclotron and their applications, Caen (Sept.81) 203.
- 2) Le Projet de cyclotrons à bobines supraconductrices et l'ensemble accélérateur associé, rapport final sur les études théoriques et techniques de faisabilité, Report IPNO-GEPL Orsay (Juin 1983).
- 3) Minimum spiraling solutions upgrading the capacity in light ion acceleration of a supraconducting isochronous cyclotron
- A. LAISNE, 10th. Conf.Int. on Cyclotron and their applications, East Lansing (Mai 1984) 288.
- 4) J.P. SCHAPIRA, Axial Injection System for the superconducting cyclotron AGOR. Contribution to this conference.
- 5) K. PIETERMAN, Design Study of the AGOR superconducting coils and cryogenic system, Contribution to this conference.
- 6) G. BELLOMO, D.A. Johnson, P. MILLER and F.G. RESMINI Nucl. Ins. and Methods, 180 (1981) 285.
- 7) C. BIETH, Paramètres fondamentaux des résonateurs principaux d'AGOR, Internal Report NT/HF/30/04/86.
- 8) J. LEBRIS, C. GUILLAUME, Résultats des essais de contact, type AGOR 1 à 27 MHz, NT/HF/24/01/86.
- 9) P. MANDRILLON et al., A 60 MeV proton cyclotron associated with a new target design for neutrontherapy ; 10th. Int. Conf. on Cyclotron and their applications, East Lansing, 1984, P. 475.

THE HEIDELBERG TEST STORAGE RING -- AN EXPERIMENTAL FACILITY

E. Steffens

Max-Planck-Institut für Kernphysik P.O. Box 103980,
D-6900 Heidelberg, Fed. Rep. Germany

for the TSR team
(MPI Heidelberg and Universities of Giessen, Heidelberg and Marburg)

At Heidelberg, a small heavy ion Test Storage Ring (TSR) is under construction. It is designed to store heavy ion and proton beams from the existing tandem-linac accelerator combination. The ring will comprise an electron cooling system, internal targets and detectors for ions and photons. The first experiments will be on accumulation and cooling of heavy ion beams and on electron-ion interaction in the cooler region. An internal polarized hydrogen target is under development to test the idea of the filter target experiment.

Introduction

At Heidelberg, nuclear physics research is performed using light and heavy ions beam from a combination of an MP-tandem and a linear accelerator/^{1/}. In the slow pulsing mode this combination delivers light ion beams, e.g., of ^{12}C with up to 15 MeV/u, while the specific energy of the heavier beams decreases gradually down to about 8 MeV/u for ^{127}I .

In the last years phase space cooling techniques have been developed successfully at proton and antiproton storage rings/^{2,3/}. In particular, electron cooling seems to be very attractive for intense low energy and emittance beams required for nuclear and atomic physics/^{4,5/}. Therefore the Max-Planck-Institut and the universities of Giessen, Heidelberg and Marburg have proposed to construct a small heavy ion storage ring with an electron cooling system in order to study beam stacking and cooling, to develop techniques and to perform experiments with stored cooled beams/^{6/}.

For electron cooling of heavy ions, due to the approximate scaling r_c prop. $1/Z_{\text{ion}}$ very short cooling times r_c are expected. On the other hand, the loss rates for recombination with cooler electrons will increase dramatically, as compared with protons. Besides radiative recombination new phenomena for partly stripped ions like dielectronic recombination may contribute significantly to the loss rates/^{6/}.

Experimentally, only electron cooling for protons has been studied so far. Therefore, electron cooling experiments with heavy ions are interesting in themselves and important for heavy ion storage rings under construction like ESR at GSI-Darmstadt/^{7/}.

In addition to increased cooling power, electron cooling of heavy ions may lead to ordering phenomena or "crystallization" in the stored beam at very low temperature. This effect has been proposed to explain the results of proton cooling experiments in the NAP-M storage ring at Novosibirsk/^{8,9/}.

Due to the stronger Coulomb forces for heavy ions, the onset of crystallization will be shifted to higher temperatures and particle numbers. The conditions for crystallization in a weak-focussing machine have been studied recently^{/10/}. Similar, but more realistic calculations for heavy ions are being prepared in our laboratory^{/11/}. It is intended to detect the ordered state via collective oscillations characteristic for ion crystals.

By the interaction of highly stripped cooled heavy ions with the dense cold electron beam at a freely adjustable relative velocity a new class of atomic physics experiments will become accessible. Various recombination, excitation and ionization processes can be studied under well defined conditions^{/6/}. In addition to spontaneous recombination also laser-induced recombination may be investigated^{/12/}. For the first phase of TSR operation, detectors for photons, X-rays and ions will be incorporated into the design in order to enable the studies on electron cooling, to monitor loss processes and to perform simple experiments on ion-electron interactions.

General Description

The ring is designed to store ions up to a maximum rigidity of 1.5 Tm, which has to be compared to a typical rigidity of 1.1 Tm for the injected beams delivered by the tandem-booster combination^{/1/}. The basic layout of the machine is shown in Fig. 1 and summarized in Table 1.

The ring which has been described recently^{/13/} is composed of eight dipole and 20 quadrupole magnets which form an irregular octagon with four long and four short straight sections. The lattice has a fourfold symmetry (quadrupoles QDX1, QFX1, QFX2, QFX3, QDX3 and dipoles AMX1 and AMX2, $X = 1-4$) and the circumference is 55.4 m. In the main mode of operation two antisymmetric focussing periods are combined to one superperiod, resulting in a superperiodicity of $S = 2$.

Beta functions and dispersions for one superperiod are shown in Fig. 2. The dispersion D is set to zero in two opposite long straight sections, whereas it can be adjusted to a finite value around $D = 2$ m by means of the

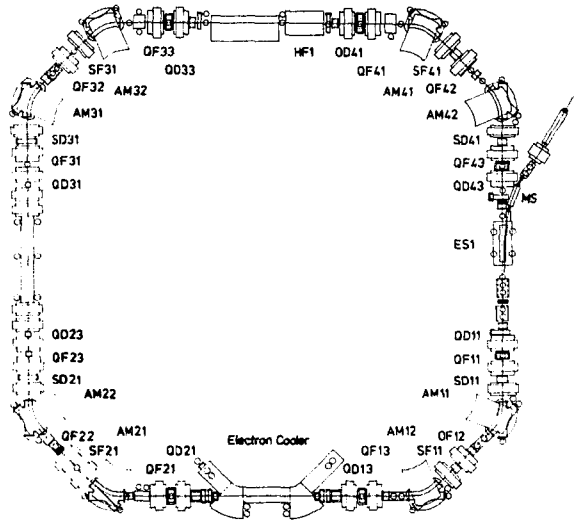
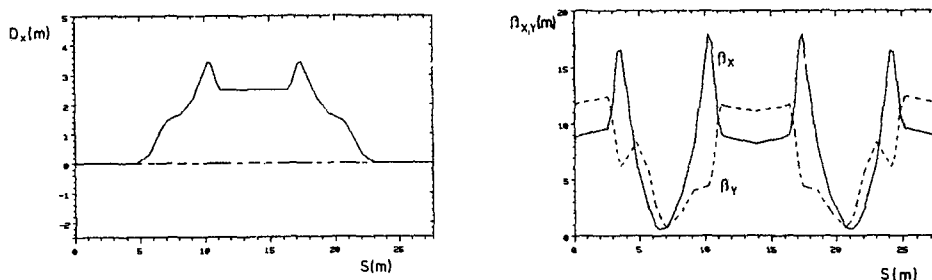


FIG. 1 General lay-out of TSR.
 AMX = deflection magnets
 QDX and QFX = quadrupole magnets
 SFX and SDX = sextupole magnets
 HF1 = stacking cavity
 ES1 = electrostatic septum
 MS = magn. septum

TABLE 1 Basic parameters of TSR^{/13/}.

Magnetic rigidity $B \times \rho$	1.5 Tm
Number of stored ions N	10^{10}
Circumference C	55.4 m
Mean radius R	8.8 m
Straight sections	4×5.2 m
Focussing period FP	ODFOBOFOBOFDO
Superperiodicity S	$S = 2, 2 \times (FP, -FP)$
Betatron tune Q_x, Q_y	2.4, 2.25
Natural chromaticities Q'_x, Q'_y	-3.44, -5.5
Transition energy γ_{tr}	2.89
Vacuum pressure p	$< 10^{-11}$ Torr

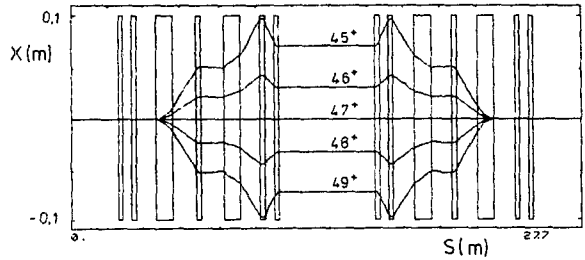
FIG. 2 Dispersion (left) and beta functions β_x and β_y (right) for one superperiod of the ring^{/13/}.

quadrupoles QFX2. The dispersive straights will be used for injection and experiment while the non-dispersive sections are foreseen for the electron cooler and RF cavity HF1.

If heavy ions are stored in such a machine, the magnetic rigidity of the beam may change in steps of $\pm 1/q$ due to charge changing collisions with cooler electrons or residual gas atoms. In order to keep as many of these ions within the machine as possible, the "momentum" acceptance has been made large by using horizontal apertures of 200 mm throughout the whole ring. This option of the TSR is illustrated in Fig. 3, where beams of $^{127}\text{I}^{47+}$ with a $\Delta p/p$ of 2% are shown, simulating different charge states $q + (q = 45 - 49)$. It is clear that the final acceptance depends on the extent to which the chromatic corrections can be performed over such a large range. A correction scheme using two or even more families of sextupole and octupole magnets is presently under study^{/13/}.

Due to the low intensity of the injected beams even with pulsed ion sources, the TARN beam stacking scheme will be employed^{/14/}. Radial stacking into the horizontal betatron phase space is done by means of an electrostatic septum (ES) and four fast bumper magnets. The momentum of the stacked beam will be reduced by $\Delta p/p = 0.03$ using a ferrite loaded cavity in order to clear the aperture for the next stacking cycle. The number of stored light ions like ^{32}S is estimated to $N = 10^{10}$, while for heavier ions (^{127}I) $N = 10^9$ are expected. This corresponds to an effective number of injected turns of 50 for light ions and about 500 for ^{127}I .

FIG. 3 Trajectories for iodine beams differing in momentum by steps of $\Delta p/p = 0.02$, thus simulating different charge states $^{127}_{19}\text{I}^q$ ($45 \leq q \leq 49$).



Observation of the circulating beam is done by means of different diagnostic systems¹⁵. A set of 12 pick-up stations is used to detect the horizontal and vertical positions of the beam's center of gravity. A dc-transformer having a sensitivity of $1 \mu\text{A}$ is under development, which will be combined with a fast transformer to monitor the beam current in a broad frequency range¹⁶. A resonant pick-up will be employed to measure the Schottky noise of the beam. The information obtained from these spectra and from beam-transfer-functions allows one to deduce betatron tune and chromaticity, which are necessary to optimize the working point of the machine.

In order to minimize losses and heating of the stored beam by the residual gas, a very low vacuum of less than 10^{-11} mb is required. To achieve this goal, similar techniques as developed at CERN will be used¹⁷, e.g., low-outgassing material for the vacuum chamber and internal parts of the machine, distributed pumping by sputter ion and titanium sublimation pumps and baking of the whole vacuum system to 300°C for outgassing.

Phase Space Cooling

The research program of the TSR is on one hand directed towards the collection and cooling of heavy ion beams, on the other hand, phenomena in connection with very cold beams like high-resolution experiments or the study of ordering effects ("crystallization") are of primary interest. Therefore, the cooling system has to deal with very hot beams after injection, and to reach low equilibrium values of momentum spread and emittance at the same time. A comparison of stochastic and electron cooling¹⁸ shows that cooling of a low number of hot particles is done best by stochastic cooling while electron cooling is the optimum method for intense beams of medium and low emittance. The question remained open whether the hot dense beams are cooled efficiently by electrons or whether an additional stochastic "precooling" system has to be foreseen for TSR, as planned at TARN II¹⁹ and ESR/GSI⁷.

In order to obtain realistic predictions for electron cooling of heavy ions, simulation calculations have been performed at the MPI²⁰ using a program developed by A. Wolf²¹. As starting values for $\langle \Delta p/p \rangle_0$ and ϵ_0 the expected figures resulting from multiturn injection and RF stacking have been assumed, i.e., $\epsilon_0 = 120 \pi \text{ mm mrad}$ and $\Delta p/p = 5 \cdot 10^{-4}$ for light ions and $\Delta p/p$ up to several % for heavy masses. By tracking of individual particles through the cooling section and the ring, where phase advance and intrabeam scattering is taken into account, the program calculates the time dependent phase space distribution. Due to the balance of electron cooling and heating by intrabeam scattering a steady state is reached after the equilibrium time t_{eq} . As an example, in Fig. 4 the equilibrium emittance and time is shown for a typical heavy ion beam as function of the electron current. The equi-

librium time t^{eq} reaches a minimum at about 1 A caused by the interplay between increased electron density and velocity spread due to space charge. As listed in Tab. 2 for typical heavy ion beams, transverse emittance and momentum spread is reduced by up to two orders of magnitude within t^{eq} , i.e., a few seconds.

The application of stochastic cooling in the TSR is limited due to the value of $\gamma_{tr} = 2.89$ which results in overlapping Schottky bands at harmonic numbers of 30 to 50. This means that the bandwidth of a momentum cooling system ("filter cooling") has to be restricted to less than 50 MHz. Therefore, the resulting 1/e-cooling times are two to three orders of magnitude larger than those calculated for electron cooling.

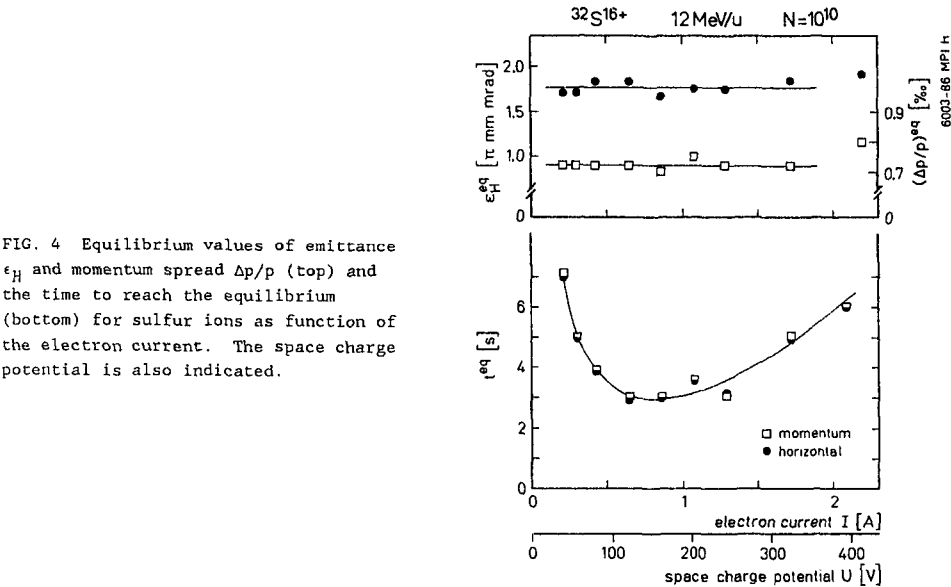


FIG. 4 Equilibrium values of emittance ϵ_H and momentum spread $\Delta p/p$ (top) and the time to reach the equilibrium (bottom) for sulfur ions as function of the electron current. The space charge potential is also indicated.

TABLE 2 Results of the simulation calculations for different heavy ion beams. The initial values are estimated taking the stacking process into account. The emittance is given in mm mrad and the momentum spread in %.

Ion	Initial			Equilibrium		
	ϵ_x^0	$(\frac{\Delta p}{p})^0$	N	t^{eq} [s]	ϵ_x^{eq}	$(\frac{\Delta p}{p})^{eq}$
p^+	65	0,5	10^{10}	11,6	0,27	0,3
$^{12}C^{6+}$	120	0,5	10^{10}	4,0	2,2	1,1
$^{32}S^{16+}$	120	8,0	10^{10}	5,1	1,7	0,72
$^{58}Ni^{28+}$	120	28	$9 \cdot 10^9$	15,3	3,7	1,1
$^{127}J^{47+}$	120	50	10^9	48,2	2,0	0,75

From this comparison it has been concluded that the different tasks of the cooling systems are fulfilled by the electron cooler. Special modes of operation like ramping of the electron energy may result in a further reduction of the cooling time for beams with momentum spread^{6,20/}.

Filter Target Experiment

As already stated in the introduction, atomic and machine physics will be the main fields of interest. One experiment prepared for TSR is the filter target experiment (FILTEX), which aims at polarizing a circulating beam of protons by interaction with an internal polarized hydrogen target. If the feasibility of this method could be demonstrated, it will be applied to polarize antiprotons stored in LEAR^{22,23/}.

The principle of FILTEX is illustrated in Fig. 5: An internal $\bar{H}$ target with vertical polarization is installed at the center of a low- β section, i.e., a location with large angular acceptance. The heating of the circulating p or $\bar{p}$ beam by the target is compensated for by an electron cooling system. Under certain conditions a building-up of (vertical) beam polarization is expected. These conditions are^{23,24/}:

- (i) Sufficiently small loss cross section for single Coulomb scattering that the losses are mainly due to strong interaction.
- (ii) Strong spin-dependence of the total pp ($\bar{p}p$) cross section.
- (iii) Sufficiently long polarization life time for the stored beam. For that a careful compensation of the longitudinal field of the cooler solenoid is required. The beam energy should be set to values well separated from depolarizing resonances^{25,26/}.

With no depolarization the time dependence of intensity and polarization of the stored beam is given by^{22/}:

$$I(t) = I_0 e^{-t/\tau_0} \cosh t/\tau_1$$

$$P(t) = \tanh t/\tau_1$$

with "beam life time" for strong interaction losses

$$\tau_0 = (\sigma_0 n f)^{-1}$$

and "polarization building-up time"

$$\tau_1 = (\sigma_1 n f)^{-1}.$$

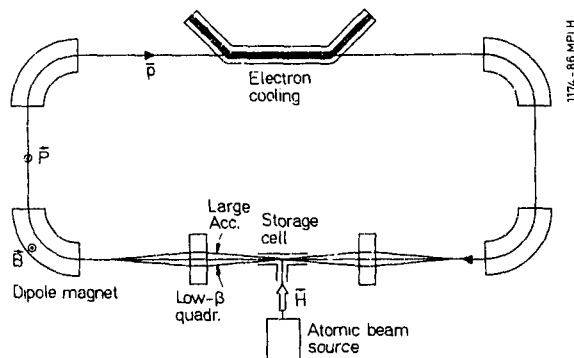


FIG. 5 Principle of the filter target experiment. The hydrogen gas confined in the storage cell is polarized vertically.

Here σ_0 and σ_1 are the non-spin-dependent and spin-dependent parts of the total cross section, resp., n is the number of target atoms per unit area and f the revolution frequency. For $\sigma_0 = 10$ h at $T_p = 30$ MeV a target density of $10^{14}/\text{cm}^2$ is required.

Such a high density is beyond the present capabilities. Therefore, a large scale development has been started to achieve this goal. The target will consist of a windowless storage cell/^{27/} with small openings for the circulating ion beam and the H atomic beam feeding the cell, which is supplied by a powerful atomic beam source (see Fig. 5). A differential pumping system is required to make the gas target compatible with ring vacuum.

A test facility has been set up to produce a polarized hydrogen atomic beam of moderate intensity for surface studies. It will be used to develop a suitable storage cell surface with low recombination and depolarization at low temperatures. Similar studies are being carried out at the University of Wisconsin, Madison/^{28/}. In parallel a high intensity atomic beam source is under development. It is planned to complete the whole target assembly in 1989.

Present State of TSR and Outlook

First design studies began two years ago. Early in 1985, a memorandum about the research program and machine design was circulated and in fall of 1985 the construction of the extension to the experimental hall was started. By the end of 1985 prototype dipole and quadrupole magnets were ready for field measurements. In 1986, the series production of magnets was started and will be completed in March 1987.

For the injection system a septum magnet has been constructed and tested. Work on the power supplies for the fast bumper magnets is in progress and the construction of the electrostatic septum has been started. For RF-stacking a former ISR-cavity (CERN) has been modified by adding four ferrite rings in order to attain a fast tuning capability in a narrow frequency range of $\pm 5\%$.

For the diagnostic system/^{15/} a broad-band prototype pick-up station has been constructed and tested with beam. A dc transformer with $1 \mu\text{A}$ resolution is under development. Work for the electron cooler has concentrated on a linear test set-up/^{13/}, which consists of electron gun and collector and a drift space for electron beam diagnostic, situated in the field of a 1.50 m long solenoid magnet. This device will be operational by the of 1986 and its main purpose is to optimize temperature and collection efficiency of the electron beam.

It is planned to assemble the ring in the second half of 1987 and to start with injection tests. In the following year the electron cooling section will be installed and the first round of experiments on cooling, beam dynamics and losses and electron-ion interaction will be started. In the second phase an acceleration cavity and more sophisticated devices for experiments will be added.

ACKNOWLEDGEMENT

The author wants to acknowledge many fruitful discussions with colleagues from the TSR team, in particular with M. Grieser, D. Habs, E. Jaeschke, H. Jänsch, D. Krämer, R. Neumann, W. Ott, R. Schuch and M. Steck.

References

1. B. Huck, H. Ingwersen, E. Jaeschke, B. Kolb, R. Repnow, Th. Walcher, IEEE. Trans. Nuc. Sci. NS28, No. 3 (1981) 3516
E. Jaeschke, H. Ingwersen, R. Repnow, Th. Walcher, B. Huck, B. Kolb, Nucl. Instr. Meth. 157 (1978) 195
2. G. I. Budker et al, Part. Acc. 7 (1976) 197
3. D. Möhl, G. Petrucci, L. Thorndahl, S. van der Meer, Phys. Rep. 58 (1980) 73
4. Ecool 1984. Proc. Workshop on Electron Cooling ... H. Poth (Ed.), KfK Report 3846, Karlsruhe 1984
5. Proc. Workshop on Nucl. Phys. with Stored Cooled Beams, P. Schwandt and H.O. Meyer (Ed.), AIP Conf. Proc. No. 128, New York 1985
6. Experimente mit gespeicherten Schwerionen. Internal Report MPI H 1985 V1, Heidelberg 1985
7. N. Angert: Development and construction of heavy ion accelerators at GSI, this proceed.
8. E.N. Dement'ev et al, Zh. Tekh. Fiz. 50 (1980) 1717 and Sov. Phys. Tech. Phys. 25 (1980) 1001
9. N.S. Dikansky and D. Pestrikov, in ref. 4, p. 275
10. J. P. Schiffer and P. Kienle, Z. f. Physik A321 (1985) 181
11. D. Habs: Crystal beams, US-CERN Joint Topical Course "Frontiers of Particle Beams", Oct. 1986
12. R. Neumann, H. Poth, A. Winnacker and A. Wolf, Z. Physik A313 (1983) 253
13. W. Arnold et al: The Heidelberg Heavy Ion Test Storage Ring TSR, 13th Int. Conf. on High Energy Acc., Novosibirsk 1986
14. V. Hirao et al., IEEE NS-26 (1979) 3730
T. Katayama et al, IEEE NS-28 (1981) 2608
15. P. Baumann, R.S. Mayer, H. Sailer, W. Ott, P. Werle, E. Steffens: TSR Strahldiagnose, in Ann. Report 1986, MPI für Kernphysik Heidelberg
16. K. Unser, IEEE NS-28 (1981) 2344
17. M. Brouet et al: The UHV System for the Low Energy Antiproton Ring (LEAR), Int. Rep. CERN/PS-ML/83-42 (1983)
18. D. Möhl, in ref. 4, p. 293
19. T. Tanabe: Status of the TARN II project, 13th Int. Conf. on HE Acc., Novosibirsk 1986
20. C. Martin, E. Jaeschke, E. Steffens: Simulationsrechnungen zur Elektronenkühlung, in Ann. Report 1986, MPI Heidelberg
21. A. Wolf, in ref. 4, p.21 and A. Wolf: "Elektronenkühlung für niederenergetische Antiprotonen", KfK Report 4023, Karlsruhe 1986
22. W. Brückner et al, in Proc. LEAR Workshop Tignes 1985, U. Gastaldi et al (Ed.), editions frontières, p. 245
23. H. Döbbeling et al, Proposal CERN/PS-CC/P92 (Nov. 1985) and Addendum to P92.
24. E. Steffens: "Prospects for Producing Pol. Antiprotons", Proc. Workshop "Antimatter Physics at Low Energy", Fermilab 1986
25. B.W. Montague, Phys. Rep. 113 (1984) 1
26. E. Steffens, in ref. 5, p. 241
27. W. Haeberli, in ref. 5, p. 251
28. T. Wise, A. Converse, W. Haeberli, to be published

СОЗДАНИЕ ЦИКЛИЧЕСКОГО ИМПЛАНТАТОРА ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ИЦ-100

Г.Н.Флеров, А.М.Андрянов, С.Л.Богомолов, В.В.Болтушкин, П.Г.Бондаренко, Буй Бинь Тхуан, Г.Г.Гульбекян, А.И.Иваненко, Э.Л.Иванов, Ю.А.Иванов, Б.А.Кленин, И.В.Колесов, В.Б.Кутнер, Е.А.Минин, А.М.Мордуев, Р.Ц.Оганесян, С.В.Пашенко, К.Хавличек, В.А.Чугреев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Ускоренные пучки тяжелых ионов вследствие своей уникальности являются прекрасным инструментом для исследований в целом ряде научных и прикладных направлений. Благодаря тому, что удельные потери энергии тяжелых ионов в сотни раз выше удельных потерь для легких частиц, возникает возможность их применения во многих перспективных областях науки и техники [1,2,3]. В течение последних 10 лет в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ, наряду с работами по синтезу новых элементов и экзотических ядер, изучению механизма ядерных реакций, на циклотронах У-300 и У-400 ведутся работы по радиационному материаловедению, налажено производство ядерных фильтров, проходят эксперименты по ионной обработке материалов с целью создания микроструктур с заданными характеристиками.

Физические эксперименты требуют получения тяжелых ионов с энергиями 5-10 МэВ/нуклон, что приводит как к необходимости создания ускорителей сложных конструкций (габариты, вес, мощность питания и т.д.), так и к усложнению радиационной обстановки. Вместе с тем для большинства научно-прикладных направлений достаточно иметь тяжелые ионы с энергией 1-2 МэВ/нуклон. За последнее время эти исследования настолько развились, что возникла мысль о создании специализированного ускорителя, позволяющего проводить систематические работы во всех трех указанных направлениях. Исходя из возможностей существующих ионных источников, а также опыта создания циклотронов тяжелых ионов, выбран ускоритель циклотронного типа - циклический имплантатор ИЦ-100.

Ускоритель создан на базе серийного электромагнита СП-57. За счет увеличения диаметра полюса до 1050 мм и повышения уровня среднего магнитного поля до 19,2 кГс обеспечен энергетический фактор $K=40$, что позволяет ускорять ионы в диапазоне от ^{11}B до ^{40}Ar с отношением массы к заряду иона $A/Z = 5,3 \pm 0,0$ до энергии 1-1,25 МэВ/нуклон.

Основные технические характеристики ИЦ-100

Вес магнита	43 т
Потребляемая мощность магнита	130 кВт
Число ампер-витков основной обмотки	170000
Номинальный ток	675 А
Стабильность тока возбуждения	$5 \cdot 10^{-4}$
Среднее магнитное поле	19,2 кГс
Количество секторов	4 (по 56°)
Зазор в долине	110 мм
Минимальный зазор в холме	20 мм
Количество дуантов	2 (по 34°)
Напряжение на дуантах	50-70 кВ
Колебательная мощность генератора	25 кВт
Частотный диапазон	20,4-20,9 МГц

Номер гармоники ускоряющего напряжения	4 (6)
Вакуумный объем	$1,5 \text{ м}^3$
Скорость вакуумной откачки	5250 л.с^{-1}
Предельный вакуум в камере (без ионного источника и ВЧ-напряжения на дуантах)	$7 \cdot 10^{-7} \text{ торр}$
Рабочий вакуум в камере	$1,0 \cdot 10^{-5} \text{ торр}$
Способ вывода пучков	- электростатический дефлектор - обдирка на углеродной фольге

В целях существенного упрощения конструкции и облегчения условий эксплуатации ускорителя, магнитное поле ИЦ-100 сформировано с высокой точностью с применением только железных масс /4/, что позволило отказаться от системы токовой коррекции. Радиальное распределение среднего магнитного поля (отличие от изохронного во всей рабочей области не более 10 Гс) и распределение флаттера магнитного поля представлено на рис.1. Изохронность поля в рабочей области обеспечивает малый фазовый сдвиг в процессе ускорения, а флаттер магнитного поля - жесткую магнитную фокусировку, начиная с первых оборотов ($\Delta \sin \Phi \leq 0,05$ и $\dot{V}_z \sim 0,3+0,35$). Первая гармоника поля $\sim 10 \text{ Гс}$ не приводит к заметной децентровке пучка из-за небольшого числа (максимум 50) оборотов пучка.

Формирование магнитного поля в основной рабочей области ускорения ионов осуществлялось комбинированным способом. Грубое шиммирование магнитного поля было осуществлено по результатам модельных измерений кольцевыми шиммами, выполненными на внутренней поверхности секторов. Тонкое шиммирование осуществлялось изменением угловой протяженности сектора путем профилирования съемной боковой накладки.

Для получения ионов использован вертикальный ионный источник дугового типа с косвенным подогревом катода, разработанный для циклотрона У-200 /5/. Источник вводится в центральную область ускорителя (рис.2) через аксиальное отверстие в верхней балке и полюсе магнита. Наличие такого отверстия позволит в будущем осуществить внешнюю инжекцию пучка в центральную область /6/. Это даст возможность, с одной стороны, увеличить интенсивность пучка при использовании существующего дугового источника (улучшение условий фазового захвата пучка и уменьшение давления в вакуумной камере), а с другой стороны - расширить диапазон ускоряемых ионов за счет применения ионных источников новых типов (ЕСР, лазерный и др.).

Резонансная система ИЦ-100 состоит из двух коаксиальных линий, укороченных емкостью дуантов, соединенных в центре, и представляет собой полуволновый резонатор /7/. За счет создания высокого волнового сопротивления резонансной линии достигнуто уменьшение ее геометрической длины, а также мощности, выделяющейся в плакировках резонаторов. Последнее позволило отказаться от их охлаждения. Корпус резонатора выполнен из нержавеющей стали, плакированной медью. Хороший тепловой контакт медной плакировки с внутренней поверхностью резонатора достигнут применением современной технологии соединения двух разнородных металлических поверхностей - сваркой взрывом. В качестве генератора ВЧ-напряжения использован типовой передатчик с двухтактным выходом. Мощность генератора 25 кВт, охлаждение воздушное, диапазон частот 3+24 МГц. Связь с резонансной системой индуктивная, регулируемая.

Основные параметры резонансной системы

Диапазон рабочих частот	20,4±20,9 МГц
Волновое сопротивление резонансной линии	120 Ом
Характеристическое сопротивление резонансного контура	36 Ом
Суммарная емкость дуантов	220 пФ
Добротность системы	3800
Мощность потерь	10±25 кВт

Система высоковакуумной откачки ИЦ-100, имеющего вакуумный объем 1500 л, включает в себя один диффузионный вакуумный агрегат ВА-8-7 на камере циклотрона и два агрегата АВП-2, по одному на каждом из ВЧ-резонаторов. Суммарная скорость действия средств откачки по азоту составляет величину 5250 л.с^{-1} . Время откачки циклотрона от атмосферного давления до $P=1 \cdot 10^{-5}$ торр не превышает 45 минут. Основная газовая нагрузка на вакуумную систему создается потоком газа из источника и составляет величину от 1 до $3 \text{ см}^3 \cdot \text{мин}^{-1}$. Зависимость относительной интенсивности пучка ионов $^{40}\text{Ar}^{+7}$ от давления в камере циклотрона, представленная на рис.3, показывает, что для 50%-го прохождения пучка до конечного радиуса давление остаточного газа должно быть не хуже $1 \cdot 10^{-5}$ торр. Рабочий вакуум в режиме ускорения находится в пределах $P=(5 \cdot 10^{-6} \div 1 \cdot 10^{-5})$ торр.

В процессе пуска наладочных работ на циклотроне ИЦ-100 ускорены ионы ряда элементов от ^{12}C до ^{40}Ar . Некоторые параметры ускорения представлены в табл.1, где A – масса иона, Z – заряд иона, f – рабочая частота ВЧ-генератора, B – уровень среднего магнитного поля, N – номер гармоники ускоряющего напряжения, E – полная энергия иона на конечном радиусе ускорения $R=46 \text{ см}$, $I_{\text{вн}}$ – интенсивность пучка на конечном радиусе. Применение ионного источника с распылением рабочего вещества позволило получить пучки ионов $^{23}\text{Na}^{+4}$ и $^{35}\text{Cl}^{+4}$ из кристалла NaCl .

Во всей области ускорения пучок лежит в медианной плоскости и имеет вертикальный размер, не превышающий половины рабочей апертуры циклотрона. Радиальный размер пучка на конечном радиусе составляет величину $\Delta r \sim 5 \div 7 \text{ мм}$ (рис.4).

Вывод ионов из ИЦ-100 осуществлен двумя способами: с помощью электростатического дефлектора и обдиркой на углеродной фольге. Схема вывода представлена на рис.5. Дефлектор (I) с угловой протяженностью 28° и радиальной апертурой 10 мм расположен в долине циклотрона. Вертикальный профиль потенциальной и заземленной пластин выбран плоским. Минимальный радиус установки дефлектора 425 мм, диапазон перемещения по радиусу – 150 мм. Конструкция дефлектора смонтирована на фланце вакуумной камеры, что позволяет оперативно извлекать его для ревизии. Вследствие малой рассеиваемой мощности водяное охлаждение дефлектора отсутствует. В качестве источника высокого потенциала использована выпрямительная установка ВС-50-50. Рабочее напряжение дефлектора находится в пределах (30±35) кВ.

Для коррекции положения орбиты пучка на входе в дефлектор в противоположной от него долине установлена пара азимутальных корректирующих катушек. Оптимизация вывода с их помощью повысила эффективность прохождения пучка через дефлектор на (15±20)% и приблизила ее к 70%.

Таблица 1
Параметры ускорения ионов на ИЦ-100

Ион	A/Z	$B/\text{кВ}$	$f/\text{МГц}$	N	$E/\text{МэВ}$	E/A	$I_{\text{вн}}/\text{мкА}$	Рабочее вещество
$^{12}\text{C}^{+2}$	600	20,0	20,43	4	134	11	$75 \cdot 10^3$	CO_2
$^{16}\text{O}^{+4}$	533	18,30	20,93	4	95	12	$12 \cdot 10^3$	CO_2
$^{23}\text{Na}^{+4}$	5,50	18,87	20,93	4	26,9	12	$27 \cdot 10^3$	NaCl
$^{35}\text{Cl}^{+4}$	5,75	19,26	20,43	4	28,6	12	$10 \cdot 10^3$	NaCl
$^{40}\text{Ar}^{+7}$	8,75	19,54	20,43	6	178	0,5	$40 \cdot 10^3$	CO_2 , NaCl

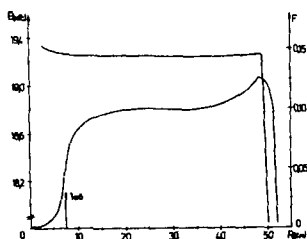


Рис. 1. Радиальное распределение флаттера и среднего магнитного поля ИЦ-100.

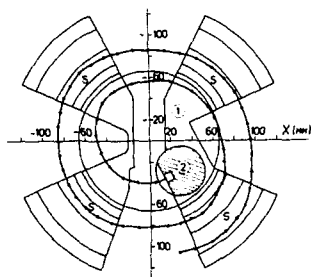


Рис. 2. Центральная область ИЦ-100 в плане и траектория иона $^{40}\text{Ar}^{+7}$ на первых оборотах. 1 - съемная центральная накладка диаметром 130 мм, 2 - вертикальный ионный источник.

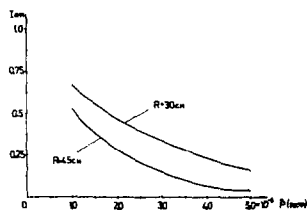


Рис. 3. Зависимость относительной интенсивности пучка ионов $^{40}\text{Ar}^{+7}$ от давления в камере циклотрона.

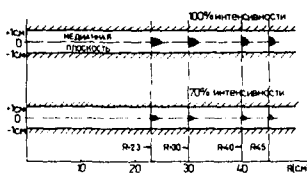


Рис. 4. Автограф пучка $^{40}\text{Ar}^{+7}$ на разных радиусах ускорения.

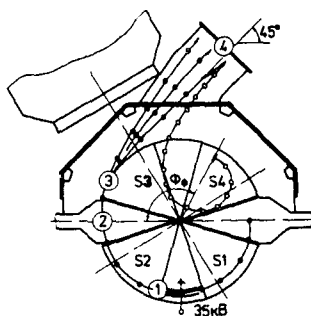


Рис. 5. Схема вывода ионов из циклотрона ИЦ-100.

В ряде прикладных задач, в том числе в производстве ядерных фильтров, требуется облучение пучком тяжелых ионов широких (до нескольких десятков сантиметров) мишеней. Использование особенностей формирования магнитного поля ИЦ-100, а именно: существования высокоградиентной (~ 50 Тл/м) области рассеянного поля (2)+(3) (рис.5) и его сильно дефокусирующего воздействия на отклоненный пучок, позволило решить задачу получения на мишени (4), отстоящей на 0,5 м от выводного фланца камеры циклотрона, широкого пучка (~ 300 мм) без применения традиционных схем и элементов пучковой оптики. Интенсивность пучка на мишени составила величину $\sim 50\%$ от интенсивности внутреннего пучка циклотрона.

Вывод обдиркой реализован таким образом, что пучок ионов выводится в тот же канал, куда попадает пучок, выведенный с помощью дефлектора. Сечение выведенного пучка вписывается в круг диаметром 30 мм, что вполне пригодно для его использования или дальнейшей транспортировки. Эффективность вывода зависит от сорта иона, коэффициента перезарядки и для некоторых выведенных обдиркой ионов указана в таблице 2.

В настоящее время на канале выведенного пучка ИЦ-100 смонтирована и налажена установка, с помощью которой на пучках ионов $^{40}\text{Ar}^{+7}$ и $^{22}\text{Ne}^{+4}$ с энергиями (I,I+I,2) МэВ/н и интенсивностями $5 \cdot 10^{11} + 5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ соответственно, а также ионов $^{35}\text{Cl}^{+4}$ с энергией 0,5 МэВ/н и интенсивностью $6 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ проведены облучения полимерных материалов для ядерных фильтров. Показана высокая эффективность ускорителя ИЦ-100 для крупномасштабного производства ядерных фильтров. Получены опытные партии ядерных фильтров в широком диапазоне диаметров пор и толщин используемой для этой цели полимерной пленки. На пучках ионов $^{40}\text{Ar}^{+7}$ и $^{22}\text{Ne}^{+4}$ с энергиями (I,I+I,2) МэВ/нуклон и интенсивностями $(10^{12} + 10^{13}) \text{ с}^{-1}$ соответственно проведены исследования радиационного упрочнения различных металлов.

Созданный циклический имплантатор ИЦ-100 является первым в мире ускорителем циклотронного типа, предназначенным для проведения прикладных исследований на пучках тяжелых ионов. Он отличается компактностью, надежностью в работе, простотой в управлении и является абсолютно безопасным в отношении радиации. Имплантатор ИЦ-100 может явиться основой при разработке целой серии подобных машин, для размещения которых требуется не более 150 м^2 площади без дополнительной биологической защиты и суммарной потребляемой мощности около 150 кВт.

Л и т е р а т у р а

1. Флеров Г.Н.-Вестник АН СССР, 1984, № 4, с.35.
2. Берени Д.-ЭЧАЯ, 1979, т.10, в.2, с.356.
3. Fischer B.E., R.Spohr.-Reviews of Modern Physics, 1983, v.55, p.267.
4. Андриянов А.М. и др. ОИЯИ, 9-85-598, Дубна, 1985.
5. Гикал Б.Н. и др. ОИЯИ, 9-83-311, Дубна, 1983.
6. Ryckewaert G.H.Proc.of the IX Int.Conf.on Cycl.and their Appl.,Caen,France,1981,p.241.
7. Андриянов А.М. и др. ОИЯИ,9-85-532, Дубна, 1985.

Таблица 2
Параметры ионов при выводе
из ИЦ-100 обдиркой

Ион	A/Z ₁	W МэВ	W/A МэВ/н	Z ₂	K %
$^{12}\text{C}^{+2}$	6,00	13,4	1,1	+4	15
				+5	70
				+6	15
$^{16}\text{O}^{+3}$	5,33	19,5	1,2	+5	5
				+6	45
				+7	45
				+8	5
$^{22}\text{Ne}^{+4}$	5,50	26,9	1,2	+7	22
				+8	50
				+9	22
$^{40}\text{Ar}^{+7}$	5,71	46,3	1,1	+12	25
				+13	25
				+14	15
				+15	4

НОВЫЕ РЕЖИМЫ И МОДЕРНИЗАЦИЯ КИЕВСКОГО 240-САНТИМЕТРОВОГО ИЗОХРОННОГО ЦИКЛОТРОНА

А.В.Демьянов, А.Ф.Линев, Е.Л.Олейник, К.И.Ольховский, В.С.Прокопенко, В.И.Сахно
Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

Изохронный циклотрон У-240 используется как для исследований по ядерной физике, твердому телу и биологии, так и для решения прикладных задач, связанных с радиационной стойкостью материалов и производством радиофармпрепаратов. Полезное время работы ускорителя в 1985г. составило 4400 часов. Распределение времени работы по частицам и энергии представлено в табл. I.

Т а б л и ц а I
Распределение времени работы циклотрона в различных режимах ускорения заряженных частиц (данные за 1985г.)

Протоны		Дейтроны		α -частицы		Тяжелые ионы		Н ⁻	
Энергия, МэВ	Час	Энергия, МэВ	Час	Энергия, МэВ	Час	Энергия, МэВ	Час	Энергия, МэВ	Час
25	15	30	336	40	60	C ⁺³ , 50	54,6	50	79
30	359	40	108	60	97	C ⁺³ , 65	27,5	70	18
50	510	50	730	100	446	N ⁺⁴ , 156	134,2	ток	
40	45	ток		ток				до 1мкА	
70	1388	до 10мкА		до 10мкА					
ток до 15мкА									
Итого:	2317	Итого:	1174	Итого:	603	Итого:	216,3	Итого:	97

Интенсивности выведенных пучков легких частиц ограничиваются возможностями электростатического дефлектора (коэффициент вывода 40-60%), т.е. тепловым разрушением его септума, а интенсивности тяжелых частиц (коэффициент вывода 20-30%) - низкой эффективностью радиального источника и недостаточно высоким вакуумом в ускорительной камере (последнее также относится и к ускорению Н⁻). Горизонтальные и вертикальный эмиттансы выведенного пучка равны примерно 20 мм·мрад. Прикладные работы проводились при скважности ускоряющего напряжения на дуанте 10, ядерно-физические исследования при скважности 2 ÷ 4, энергетический разброс пучка составляет в среднем 5·10⁻³. Следует отметить, что из-за низкой надежности оборудования, его физического износа, невысокого уровня стабилизации систем питания, время простоев циклотрона велико и составляет около 12% от времени полезной работы.

С целью расширения возможностей использования циклотрона (создание и освоение режимов ускорения новых частиц, уменьшение энергетического разброса, увеличение интенсивности пучков, уменьшение эффективной скважности пучка) проводится модернизация и реконструкция основных узлов, которая включает в себя:

- замену устаревших источников питания на тиристорные выпрямители типа ИСТ и ИСТР (около 120 единиц мощностью 2 МВт);

- создание современной диагностики пучка в камере ускорителя, области вывода пучка и его транспортировки;
- введение контроля и защиты всех технологических систем;
- улучшение вакуума до 10^{-7} Торр ;
- создание и внедрение для инжекции внешних источников ионов;
- внедрение источника поляризованных частиц и нового источника тяжелых ионов;
- создание режима нейтронного спектрометра;
- создание автоматизированной системы управления.

Реализация намеченных мероприятий позволит достичь следующих параметров:

- увеличить интенсивность выведенных пучков в среднем в 2 раза;
- довести энергетический разброс пучка до 10^{-3} и существенно улучшить его временную структуру;
- получить пучки поляризованных протонов, дейтронов и лития;
- сократить на 20% потребление электроэнергии на 1 час полезной работы циклотрона;
- довести полезное время работы циклотрона до 6000 часов в год.

Достижение этих параметров позволит проводить на современном уровне новые для нашего циклотрона опыты:

- изучение спин-спиновых и спин-орбитальных эффектов в ядерных взаимодействиях (поляризованные пучки и малая эффективная скважность);
- изучение пространственных корреляций продуктов ядерных реакций с регистрацией γ -квантов, нейтронов и заряженных частиц;
- изучение взаимодействия нейтронов высоких энергий с атомными ядрами и веществом;
- увеличить производство радиоактивных изотопов для медицины и промышленности в 2-4 раза.

Ниже мы кратко охарактеризуем те работы, которые проводятся силами нескольких подразделений института и сторонними организациями для выполнения изложенной выше программы.

В течение последних лет на циклотроне ведутся работы по наработке экспериментальных количеств радиоизотопов для медицины. В частности, при энергии протонов 65+70 МэВ ведется наработка иода-123. В режиме *on-line* может быть получена производительность около 20мКи/мкА.ч /1/. Однако существующая система вывода ограничивает интенсивность пучка протонов. Одним из вариантов увеличения тока пучка выведенных протонов является ускорение ионов H^- . На ускорителе были проведены эксперименты по получению из обычного источника, ускорению и выводу при помощи эффекта перезарядки на тонкой углеродистой фольге отрицательных ионов водорода.

В обычном протонном режиме и давлении в камере $(3+5) \cdot 10^{-6}$ Торр потери при перезарядке на остаточном газе в камере ускорителя составили 90% пучка. Исследования показали, что в данном ускорителе большое влияние на потери пучка оказывает качественный состав остаточного газа, ну и, конечно, давление в камере. Приблизительная оценка состава остаточного газа показала, что в ускорительной камере имеется ~54% газа с молекулярной массой $M = 28,8$ и тяжелых углеродов - 46% с массой $M = 205$.

Теоретический расчет интенсивности выхода ионов H^- из источника $I=20,5$ мкА. Эксперимент, проведенный на низком уровне магнитного поля, когда пучок ионов делает несколько больше 1,5 оборота, пройдя ускоряющий зазор, и удаляется от источника на расстояние до 16см, показал хорошее совпадение с расчетом - $2I$ мкА.

Улучшение вакуума в камере до $8 \cdot 10^{-7}$ Торр и уменьшение количества тяжелых молекул в составе остаточного газа позволит в 2 раза ($\sim 80\%$) увеличить коэффициент прохождения пучка до конечного радиуса.

Для циклотрона У-240 разработан и внедрен радиальный источник [2] многозарядных тяжелых ионов, в котором используются катодные узлы, состоящие из катода, антикатода, держателя катода и экрана, изготовленных методами порошковой металлургии из мелкодисперсных порошков вольфрама и молибдена. Использование прогрессивной безотходной технологии устранило трудности механической обработки металлического вольфрама и молибдена. Для получения МЗИ твердых веществ на этом же источнике нами совместно с ИИМ АН УССР разработаны катоды и антикатоды из спеченного порошкового вольфрама с добавками рабочего вещества, например Al_2O_3 . Испытания таких катодов на стенде показали высокие эксплуатационные свойства катодов и антикатодов с добавкой Al_2O_3 в случае, когда относительная плотность материала составляла $\sim 96\%$ и более, а количество рабочей добавки менялось от 1 до 25 %. Выход ионов алюминия из источника составлял 0,5; 0,4; 0,2; 0,04 мА/имп соответственно для Al^{+1} , Al^{+2} , Al^{+3} , Al^{+4} . Время работы источника при этом составляло в среднем 15 – 20 часов и не отличалось от времени работы источника с катодами, изготовленными методами механической обработки ковального вольфрама.

По источникам питания мы ориентируемся на использование серийно выпускаемых блоков типа ИСТР 2500/48, ИСТ 500/230, а также на разработанный в нашем институте источник типа ИССП, стабильность по току которого не хуже $5 \cdot 10^{-5}$, диапазон регулирования 0,1 – 1,1 номинального напряжения.

Для контроля и регулировки разработаны системы связи с мини-ЭВМ.

Система диагностики пучка циклотрона состоит из датчиков (емкостных и индукционных) и пробников, а также соответствующей электронной аппаратуры. В камере ускорения используются емкостные датчики, которые позволяют измерять и стабилизировать фазу ускоряемых ионов, а также дают информацию о положении и интенсивности пучка в области выпуска. Степень стабилизации фазы составляет 1° , а точность ее измерения 15%.

Тракт транспортировки пучка оснащен емкостными датчиками и пробниками.

В содружестве с НИИЭФА создается система диагностики пучка на основе микропроцессорной техники (исследование микроструктуры пучка) для оптимизации выпуска.

Совместно с Киевским политехническим институтом создается система измерения распределения интенсивности по площади пучка, включая и математическое обеспечение. Оригинальной частью этой системы является механический сканер, который с помощью нитей одновременно сканирует пучок в двух взаимно перпендикулярных направлениях.

Работы по автоматизации управления циклотроном предусматривают создание многоуровневой АСУ [3]. Параметры ускорителя классифицированы по общности регулирования и влияния на качество пучка, предусмотрена реализация контуров аналогового и цифрового управления. Часть аналоговых контуров – стабилизации фазы ускоряемых ионов, интенсивности пучка на мишень – успешно работают на ускорителе, некоторые – стабилизации положения пучка, интенсивности – находятся в стадии доработки.

Цифровые контуры реализуются с помощью микро- и мини-ЭВМ и образуют иерархическую структуру с разделением функций управления и вычисления на различных уровнях иерархии. Первый этап этой системы создается на базе микроЭВМ "Электроника-60" (4 шт.) и мини-ЭВМ типа СМ-4. Для связи используется последовательный интерфейс и операционная система реального времени *RSX11S*.

Вся структура базируется на нижнем уровне, который организован по модульному принципу на основе типового модуля управления 32 параметрами /4/.

В аппаратуре используются конструктивы ВИШНЯ и блоки в стандарте КАМАН, основой модуля является микроЭВМ "Электроника-60", объединенная в единую стойку с устройствами сопряжения.

При опытной эксплуатации было показано, что модуль обеспечивает вывод на рабочий режим всех 32 параметров менее чем за 12 мин (время не зависит от количества параметров). Это время следует считать оптимальным для У-240, поскольку при увеличении быстродействия контура возникает колебательный процесс из-за взаимосвязи систем авторегулирования тока в обмотках магнита.

В планах модернизации циклотрона предусмотрено первоначально АСУ из 4 модулей: для управления собственно циклотроном, управления трактом транспортировки, измерения параметров пучка, а также модуль диагностики состояния оборудования и защиты ускорителя.

Перечисленные мероприятия рассчитаны на поэтапную реализацию до 1990 года.

Л и т е р а т у р а

1. Hegedüs F., Ochinger H., Rerronico L., Willax H. Parasitic use of the 72 MeV injection beam for the production of I^{123} . Proceedings of the Intern.seminar on isochronous cyclotron technique. Krakow, 1978.
2. Демьянов А.В., Линева А.Ф., Палаш А.И., Сахно В.И., Шпаченко А.И., Стенд для испытания источника многозарядных ионов. Препринт ИЯИ-83-21, ИЯИ АН УССР, Киев, 1983.
3. Сахно В.И. Задачи и перспективы развития системы управления У-240. Препринт ИЯИ-85-21, ИЯИ АН УССР, Киев, 1985.
4. Линева А.Ф., Пашин В.А., Сахно В.И., Соколова Н.А. Исследование характеристик циклотрона У-240 в режиме управления от микро-ЭВМ. Препринт ИЯИ-86-1. ИЯИ АН УССР, Киев, 1986.

ОСОБЕННОСТИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ЦИКЛОТРОНА С КОМБИНИРОВАННОЙ СИСТЕМОЙ ВЫВОДА ПУЧКОВ

К.Д.Бурбеза, Н.И.Веников, Н.А.Лавров, В.В.Леснов, Е.М.Ходаков, Л.И.Юдин, В.Е.Яром

Институт атомной энергии им.И.В.Курчатова, Москва

Одной из главных задач, решаемых при разработке сверхпроводящего циклотрона ИАЗ /1/, является существенное повышение энергии ионов (вдвое для $A/Z \geq 2$) при минимальных трудовых затратах. Одновременное сохранение уже имеющегося в циклотроне ИАЗ очень важного для получения медицинских радионуклидов режима ускорения протонов до 30 МэВ /2/ потребовало бы преодоления огромных трудностей из-за необходимости коррекции формы магнитного поля в широком диапазоне средних магнитных индукций (1,5 - 2,1 Тл), а также могли бы возникнуть при этом проблемы получения высокой эффективности вывода пучков при столь разных полях. Поэтому для получения пучков протонов с энергией от 20 до 30 МэВ решено использовать ускорение молекулярных ионов водорода H_2^+ до удвоенной энергии, что сокращает требуемый диапазон средних индукций до 1,7-2,1 Тл. Для снижения уровня остаточной радиоактивности на деталях циклотрона, что чрезвычайно важно в производстве радионуклидов высокоинтенсивными пучками, решено для вывода протонного пучка применять развал ионс H_2^+ на тонком стриппере, а для снижения потерь этих ионов из-за обдирки на остаточном газе при ускорении - существенно улучшить давление остаточного газа в ускорительной камере.

Важнейшей задачей в данном случае является формирование магнитного поля, пригодного для изохронного ускорения ионов H_2^+ до энергии 60 МэВ и выпуска протонов с энергией 30 МэВ методом перезарядки. Проведенные исследования показали, что наиболее оптимальная геометрия получается при переходе от конусных полюсных наконечников к цилиндрическим, что позволяет увеличить конечный радиус до ~750 мм при индукции в центре ~2,1 Тл. Необходимый радиальный профиль среднего поля обеспечивается комбинацией кольцевой шиммы, спиральных секторов и центрального диска (рис.1). Высота кольцевой шиммы - 100 мм, секторов - 200 мм, зазор между сверхпроводящими обмотками - 600 мм. Суммарные ампер-витки обеих обмоток в рассматриваемом режиме $\sim 2 \cdot 10^6$ А, рабочий ток ~4300 А. Индукция от обмоток в центре ~0,9 Тл, индукция от ферромагнитных элементов ~1,2 Тл. В центральной области ($R \leq 200$ мм) вертикальная фокусировка обеспечивается также спадающим по радиусу магнитным полем.

Принципиальная схема выпуска методом перезарядки представлена на рис.2. Перезарядная мишень, расположенная на радиусе ~750 мм, представляет собой углеродную пленку толщиной 100 мкг/см². Отклонение пучка протонов, образовавшихся после прохождения перезарядной мишени и совершивших около одного оборота в магнитном поле, осуществляется с помощью магнитного экрана угловой протяженностью ~10°, ослабляющего внешнее поле на 0,1 Тл. Расстояние от экрана до последней орбиты ~300 мм.

Магнитная структура повернута относительно кромки дуанта так, что фаза максимума основной гармоники магнитного поля находится на азимутах 30°, 150° и 270°. За нулевой азимут принимается азимут кромки дуанта со стороны потоков; азимут отсчитывается по ходу движения пучка. Это условие позволяет минимизировать требование к магнитному экрану при незначительном (10%) увеличении ампер-

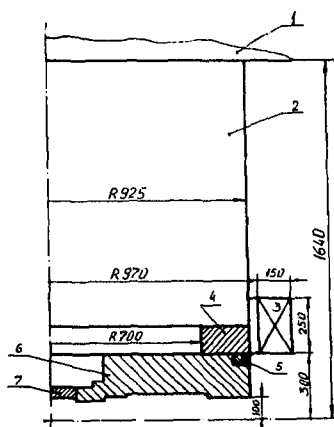


Рис.1. Геометрия магнитной системы.
1 - часть ярма, 2 - полюс, 3 - сверхпроводящая обмотка, 4, 5 - кольцевые шиммы, 6 - спиральный сектор, 7 - центральный диск.

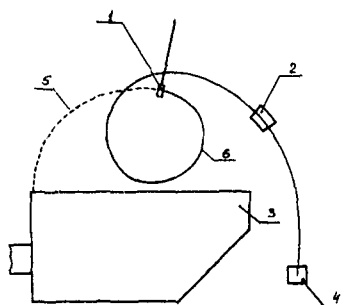


Рис.2. Схема выпуска методом перезарядки.
1-перезарядная мишень, 2-магнитный экран, 3-дуант, 4-корректирующий магнит, 5-траектория ионов H_2 , 6-траектория протонов.

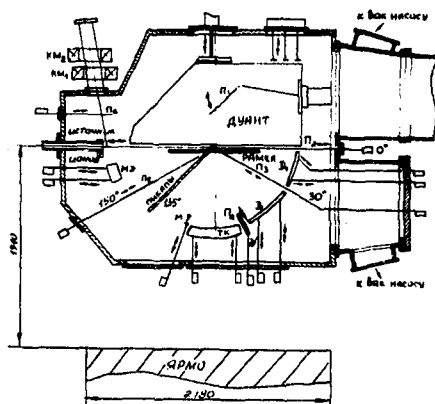


Рис.3. Схема ускорительной камеры.

Π_1, Π_6 - пробники, $Д_1, Д_2$ - электростатические дефлекторы, М-перезарядная мишень, ТК-токовый канал, МЭ-магнитный экран, $КМ_1$ и $КМ_2$ - корректирующие магниты.

витков токового канала. Азимут установки мишени равен 110° , азимут начала магнитного экрана $\sim 160^\circ$.

Схема ускорительной камеры с элементами системы выпуска пучка, диагностики и вакуумной системой показана на рис.3.

С помощью двух электростатических дефлекторов и одного токового канала будет осуществляться вывод ионов обычным, непerezарядным способом. Для первого дефлектора угловая протяженность составит 20° и градиент электрического поля - 100 кВ/см, для второго - 30° и 90 кВ/см соответственно. Азимутальная ширина токового канала равна 40° и ослабление поля $\sim 0,25$ Тл.

Для улучшения вакуума в камере циклотрона будет использована комбинированная система откачки: паромасляные диффузионные насосы и криоловушки, охлаждаемые до температуры жидкого азота. В качестве паромасляных насосов выбраны агрегаты АВП 400/1600. Азотные ловушки располагаются в переходных патрубках между циклотроном и паромасляными агрегатами. Как показывает практика, такая конструкция вакуумной системы приводит к значительному уменьшению предельного остаточного давления ^{13/}.

Система диагностики включает в себя три пробника, размещенные на 120° для центрирования орбит; пробник, перемещаемый параллельно кромке дуанта со сменными головками для измерения вертикальной и радиальной плотности пучка, а также пробники на входе в токовый канал и корректирующий магнит. Временные параметры пучка будут измеряться 10 парами пикап-электродов, расположенными в ускорительной камере на различных радиусах ускорения.

В связи с увеличением конечного радиуса до 750 мм намечено изготовить новый 180° дуант с расположенным внутри него подвижным пробником, предназначенным для измерения тока ускоряемого пучка ионов.

В заключение авторы благодарят сотрудника ОИЯИ Ю.Г.Аленицкого за полезные обсуждения.

Литература

1. Н.И.Веников, В.Е.Кейлин, И.А.Ковалев и др. Труды 9-го Всесоюзного совещания по ускорителям, ОИЯИ, Дубна, 1985, т.1, с.75.
2. Н.И.Веников, Н.М.Волкова, М.Д.Козлова и др. -Атомная энергия, 60, 119, 1986.
3. Г.Г.Гульбеян, А.И.Иваненко, И.В.Колесов, К.Д.Туманов. Препринт ОИЯИ 13-80-843, Дубна, 1980.

СИСТЕМА АКСИАЛЬНОЙ ИНЖЕКЦИИ ИОНОВ В ЦИКЛОТРОН У-200

Ю.Б.Виноградов, Б.Н.Гикал, Г.Г.Гульбекян, А.И.Иваненко, Д.Калчев,
И.В.Колесов, В.Б.Кутнер, В.Н.Мельников, Р.Ц.Оганесян, В.А.Чугреев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Развитие циклотронов тяжелых ионов в значительной степени связано с совершенствованием существующих и созданием новых ионных источников. Система аксиальной инжекции, с этой точки зрения, явилась перспективным направлением. С ее созданием на циклотронах стало возможным получение поляризованных ионов, а также использование источников высокозарядных тяжелых ионов типа ЭЦР. Вместе с тем открываются возможности применения новых разработок внешних дуговых источников.

В целом ряде научных центров подобные системы уже реализованы; они показали высокую эффективность транспортировки пучка от источника до физической мишени, которая составляет $8 \pm 15\%$ [1,2,3]. Разработка системы внешней инжекции для циклотронов Лаборатории ядерных реакций У-400 и создаваемого У-400М дает ряд новых возможностей использовать их высокий энергетический фактор для расширения спектра ускоряемых ионов. Во-первых, все новые разработки, связанные с повышением зарядности ионов и интенсивности пучков, а также с повышением надежности ионных источников, могут быть успешно использованы, что дает возможность ускорять пучки ионов элементов второй половины таблицы Д.И.Менделеева с энергией выше кулоновского барьера. Во-вторых, вынесение ионного источника за пределы вакуумной камеры циклотрона позволит на порядок улучшить вакуум в зоне ускорения и таким образом снизить потери пучка за счет перезарядки на остаточном газе в несколько раз [4]. При создании всех циклотронов ЛЯР предусматривалась возможность реализации систем внешней инжекции, для чего в балках и полюсах всех электромагнитов имеются аксиальные каналы.

Изохронный циклотрон У-200 служил моделью при создании нового поколения циклотронов У-400 и У-400М. Поэтому было решено первую систему внешней инжекции реализовать также для У-200, для того чтобы решить принципиальные вопросы инжекции и обработать элементы системы транспортировки и формирования пучка из инжектора.

Особенностью изохронных циклотронов ЛЯР является то, что их магниты рабо-

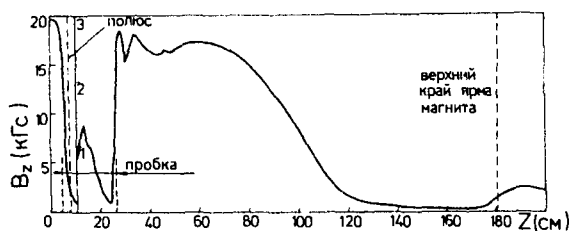


Рис.1. Магнитное поле вдоль аксиального отверстия циклотрона.

туют в режиме, близком к насыщению. Напряженность среднего магнитного поля в зазоре составляет около 20 кГс, что приводит к высокому уровню рассеянного поля в аксиальном отверстии магнита (рис.1), которое оказывает достаточно сильное фокусирующее действие на пучок инжектируемых ионов. Это свойство магнитов учитывалось при расчетах системы

аксиальной инжекции. В качестве фокусирующих элементов внешней части тракта выбраны бронированные соленоиды. С помощью расчетов, проведенных по программе TRANSPORT [5], для циклотрона У-200 разработана система транспортировки, схема которой приведена на рис.2. Пучок ионов с $A/Z = 4$ (${}^4\text{He}^{I+}$) диаметром 1 см

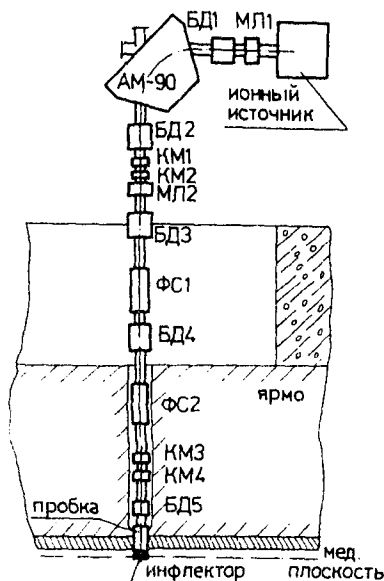


Рис.2. Система аксиальной инжекции в циклотрон У-200.

МЛ — магнитная линза,
КМ — корректирующий магнит,
ФС — фокусирующий соленоид.

из инжектора под потенциалом $U_{\text{инж}} = 14,5 \text{ кВ}$ при транспортировке по каналу внешней инжекции имеет размер, не превышающий 5,5 см в диаметре (рис.3), поэтому внутренний диаметр ионопровода выбран 6 см. Обмотки фокусирующих элементов выполнены проводником с внутренним отверстием для протока охлаждающей воды. Внешние соленоиды, как и линзы, с целью повышения величины магнитного поля в рабочей зоне имеют внешний кожух из магнитной стали. Расчетная величина индукции магнитного поля в линзах равна около 5 мТс, в соленоидах она составляет 2 кТс.

Ионный источник дает пучок с некоторым спектром зарядов. Сепарация пучка происходит в однородном поле секторного магнита С-образного типа с краевой вертикальной фокусировкой, магнитная дорожка которого изображена на рис.4. Помимо анализа зарядового состояния (разрешение по зарядовому состоянию $\frac{\Delta\theta}{\theta} \sim \frac{1}{21}$) магнит служит также для поворота пучка из горизонтальной плоскости в вертикальный канал инжекции. Специальный профиль полюсных наконечников магнита снижает действие эффекта насыщения краев и улучшает однородность магнитно-

го поля в зазоре.

Расчетные параметры сепарирующего магнита следующие:

— максимальная индукция магнитного поля (Тс)	1600
— угол отклонения пучка (град)	90°
— радиус кривизны осевой траектории (мм)	400
— воздушный зазор (мм)	70
— неоднородность магнитного поля по ширине рабочей зоны	не более $\pm 0,4\%$
— ширина рабочей зоны (мм)	60
— стабильность тока питания	10^{-3}
— потребляемая мощность (кВт)	3.

В системе аксиальной инжекции У-200 для поворота пучка из вертикального направления в медианную плоскость циклотрона используется электростатический инфлектор [6]. Инфлектор представляет собой электростатическое зеркало, состоящее из верхнего электрода-сетки, находящегося под потенциалом земли, и нижнего электрода-пластины, на которую подается потенциал около 20 кВ.

Из проведенных расчетов следует, что оптимальный угол наклона плоскости зеркала к горизонту — 47°. Огибающая пучка ионов ${}^4\text{He}^{I+}$ при потенциале инжекции 14,5 кВ представлена на рис.5. Энергия инжекции ионов и расположение ин-

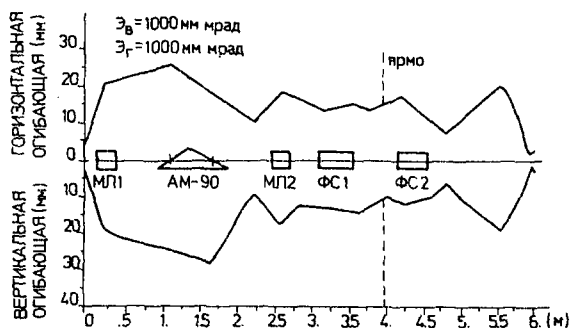


Рис.3. Огибающая пучка при транспортировке от ионного источника до входа в пулер.

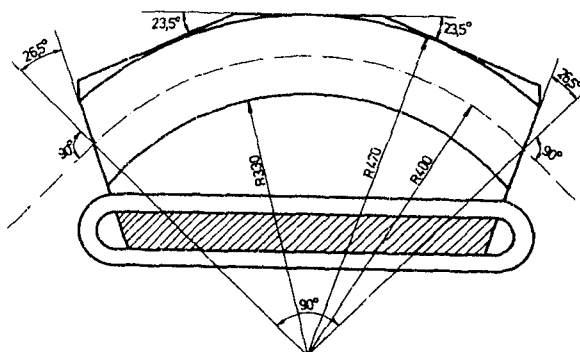


Рис.4. Анализирующий магнит (AM-90°)

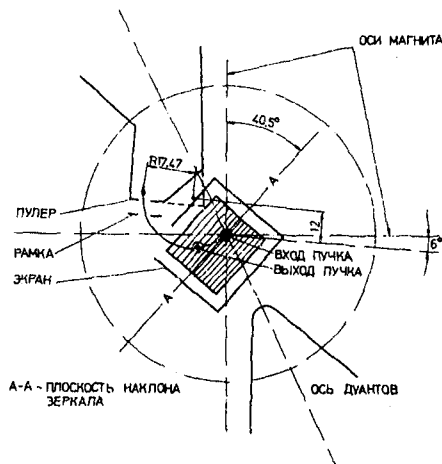


Рис.5. Проекция траектории движения пучка ионов через инфлектор на медианную плоскость.

ффлектора таковы, что на входе в пулер дуанта пучок находится в точке, соответствующей начальному радиусу движения в медианной плоскости. Конструкция инффлектора позволяет устанавливать и извлекать его через шлюз без нарушения вакуума в камере циклотрона. Для оптимизации радиуса и угла входа пучка в пулер предусмотрено вращение инффлектора на угол $\pm 15^\circ$ вокруг оси аксиального отверстия в полюсе магнита.

Для измерения параметров в системе аксиальной инжекции предусмотрены 5 диагностических блоков, в которых располагаются цилиндры Фарадея, измеряющие ток пучка, и профилометры, выполненные в виде сеток из тонких вольфрамовых проволочек, позволяющие получить информацию о положении и форме пучка.

Четыре корректирующих магнита, расположенных в вертикальной части канала транспортировки, служат для точной юстировки пучка на входе в инфлектор. Необходимый вакуум в ионопроводе $5 \cdot 10^{-6}$ Торр, при котором потери за счет процессов перезарядки пучка должны составлять менее 10% [7], обеспечивается двумя паромасляными вакуумными насосами со скоростью откачки 160 л/с каждый. Нижняя часть вертикального канала откачивается через вакуумную камеру циклотрона основными насосами ускорителя. Вакуумная камера ионного источника откачивается отдельным насосом, производительность которого зависит от типа ионного источника.

Разработанная система аксиальной инжекции имеет аксептанс 1500 мм.мрад, что позволяет трассировать пучки от источника ионов любого типа. В качестве тестовой частицы планируется использовать ионы ${}^4\text{He}^{I+}$, которые будут получены из высокочастотного источника. Для последующих экспериментов разрабатывается вариант внешнего дугового источника, рассматривается также вариант использования источника типа ЭЦР.

Расчетная эффективность прохождения пучка от источника до физической мишени составляет около 1%. Использование банчеровки пучка позволит в несколько раз повысить интенсивность пучка.

Создание и наладку системы планируется осуществить в конце 1986 года.

Л и т е р а т у р а

1. G.H.Ryckewaert. In: Proc. 9th Int. Conf. on Cyclotrons, Caen, 1981, p.241.
2. J.L.Bol et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1985, NS-32, v. 5, p.1817.
3. D.J.Clark et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1985, NS-32, v. 5, p.1745.
4. Гульбекян Г.Г. и др. ОИЯИ, Р9-83-461, Дубна, 1983.
5. K.L.Brown et al. TRANSPORT-Report CERN 73-16, 1973.
6. G.Bellomo et al. Nucl. Instr. and Meth., 1983, 206, p.19.
7. M.Lieuvin et al. In: Proc. 7th Int. Conf. on Cyclotrons, Birkhäuser, 1975, p.614.

СКАНИРОВАНИЕ ПУЧКА НА ВНЕШНЕЙ МИШЕНИ

А.А.Арзуманов, В.Н.Батищев, А.М.Воронин, В.И.Герасимов, М.С.Горьковец,
А.С.Семин

Институт ядерной физики АН КазССР, Алма-Ата

Создание устройств, обеспечивающих достаточно однородное (на уровне 10-15%) облучение мишеней больших поверхностей, сопряжено с рядом значительных трудностей. Традиционно применяемые для этих целей рассеивающие фольги и компенсаторы, с одной стороны, не дают указанной равномерности облучения по образцу, с другой - приводят к засорению поля облучения тормозной компонентой и требуют использования различного рода сложных диафрагмирующих устройств. Для равномерного облучения протяженных объектов иногда используются механические сканирующие устройства, перемещающие исследуемую мишень в различных направлениях по заданной программе. Более совершенной является методика многократного кулоновского рассеяния и поглощения на тонких фольгах со сбросом энергии первичного протонного пучка, применяемая в циклотронной лаборатории Калифорнийского университета [1]. В ОИЯИ (Дубна) для равномерного облучения всех участков полимерных пленок тяжелыми ионами (применяемых для изготовления ядерных фильтров) производится развертка пучка в горизонтальной плоскости посредством переменного электрического поля, приложенного к отклоняющим пластинам [2]. Известно также и применение модулирующего магнитного поля для целей облучения образцов [3].

В представляемой работе определены условия, необходимые для реализации возможностей метода создания поля облучения путем сканирования ускоренного пучка ионов по исследуемой мишени с применением контролируемого магнитного поля. Техническое решение поставленной задачи определяется возможностью создания стабильного закона изменения в требуемом диапазоне тока питания элемента, сканирующего пучок, и во многом зависит как от данных условий эксперимента, так и от конкретных характеристик пучка (его магнитной жесткости и распределения плотности тока в поперечных плоскостях), а также от геометрии расположения и предельного значения параметров ионно-оптических элементов тракта транспортировки пучка.

Наиболее простым с точки зрения оптического преобразования эмиттанса пучка является получение двойного фокуса и двумерное сканирование мишени, габаритные размеры которой во много раз превышают геометрические размеры фокуса пучка. В этом случае однородность дозы облучения определяется характером временного закона изменения тока питания элемента сканирования, а величина потерь тока определяется отношением площадей пятна сфокусированного пучка и облучаемой мишени. Следует отметить, что оптимальное решение проблемы облучения мишеней с размерами, сравнимыми с линейными размерами пучка (необязательно сфокусированного), связано с учетом реального распределения плотности тока и асимметрией этого распределения в каждой из плоскостей.

Типичная картина двойного фокуса приведена на рисунке 1, при величине эмиттанса пучка в горизонтальной плоскости 32 мм·мрад и в вертикальной плоскости - 18 мм·мрад, при токе пучка ускоренных ионов He_3^{++} (62 МэВ) 20 мкА.

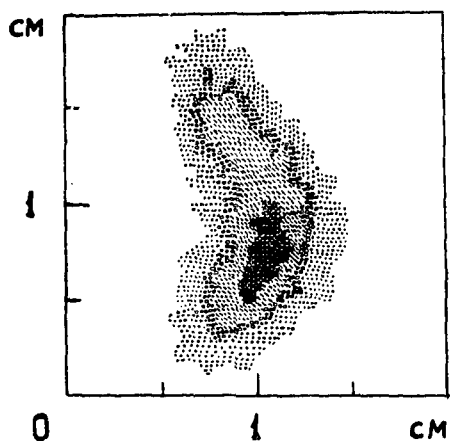


Рис. 1. Распределение плотности тока пучка в точке двойного фокуса.

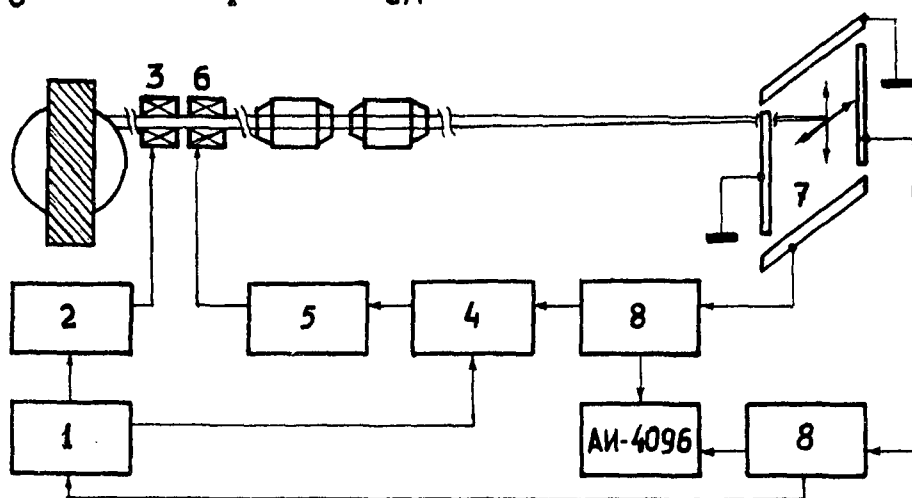


Рис. 2. Блок-схема магнитного сканирующего устройства.

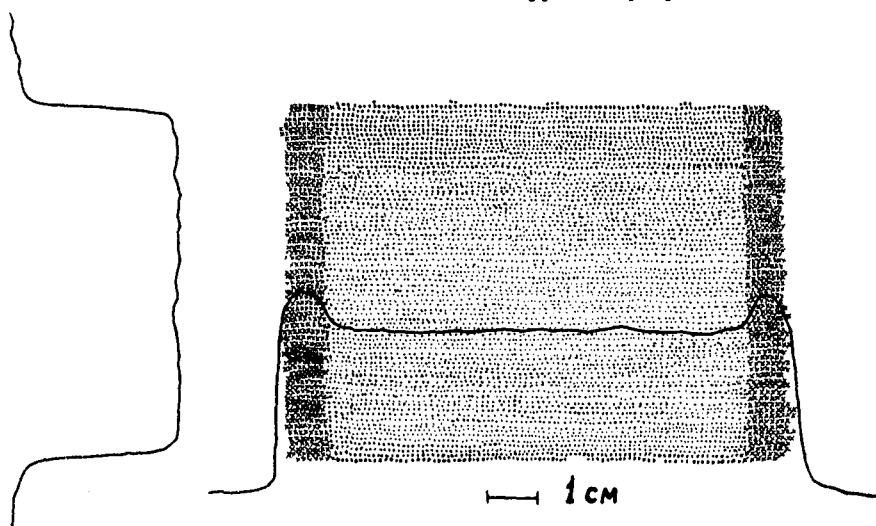


Рис. 3. Распределение экспозиционной дозы облучения на твердотельной мишени.

Для облучения мишеней с геометрическими размерами (70 мм x 100 мм) используются два нацеливающих Ш-образных электромагнита с дополнительными модуляционными обмотками, обеспечивающими при изменении тока питания в них $\Delta I = \pm 3$ А изменение индукции магнитного поля $\Delta B = \pm 300$ Гс во взаимно перпендикулярных плоскостях. В нашем случае коэффициент увеличения в системе транспортировки на мишень в горизонтальной плоскости составляет 1,2, а в вертикальной — 1,8.

Блок-схема устройства, обеспечивающего равномерное облучение мишеней больших размеров, приведена на рисунке 2. В качестве задающего генератора используется цифровой генератор пилообразного напряжения (1), работающий в диапазоне частот 3+10 Гц, сигнал с которого поступает на регулятор мощности (2); выход регулятора загрузен модуляционными обмотками (3) нацеливающего магнита, осуществляющего коррекцию пучка в вертикальной плоскости. После прохождения развертки сфокусированного пучка в горизонтальном направлении происходит синхронно переключение генератора ступенчатого напряжения (4), необходимого для перемещения пучка в вертикальной плоскости на заданную величину через регулятор тока (5), питающего дополнительные обмотки второго нацеливающего магнита (6). Таким образом происходит возвратное движение пучка. При достижении исходно установленной границы облучаемой мишени происходит последующее переключение генератора ступенчатого напряжения и пучок еще выше перемещается таким образом до тех пор, пока не дойдет до верхнего края облучаемой мишени. Далее цикл облучения повторяется в обратном порядке с частотой $0,3 \div 1$ Гц. Контроль за движением пучка обеспечивается позиционно-чувствительными емкостными датчиками (7), с соответствующими электронными схемами выделения и формирования сигналов (8) управления генератором (4). Управление мощностью выходного каскада осуществляется по первичной цепи преобразователя, работающего на частоте 50 Гц, приведенного на рисунке 2. Линейность опорного напряжения составляет 1%. Из-за значительной постоянной времени индуктивной нагрузки применение такого преобразователя оправдано полностью. Равномерность экспонированной дозы облучения определялась с помощью стеклянных детекторов 9 x 12 см, облучаемых пучком заряженных частиц, просматриваемых в последующем на системе "Периколор -I-O" (система цветной обработки изображения). На рисунке 3 приведено изображение облученной мишени с первичным сечением плотности дозы облучения. Видно, что в момент перехода через вершины пилообразного напряжения экспозиция получается выше на 5%. Для выравнивания экспозиционной дозы необходимо коллимирование края облучаемой зоны на мишени, что ведет к увеличению мертвого времени облучения на 10%. Разработанная система применяется при облучении твердотельных мишеней на полутораметровом изохронном циклотроне ИЯФ АН КазССР.

Л и т е р а т у р а

1. Joel Mc.Curdy "Cyclotron operations division Crocker Nuclear Laboratory university of California", Annal Report, Davis, California, 1984, pp.20-26.
2. Г.Н.Флеров, В.И.Кузнецов. Применение ускорителей тяжелых ионов для решения прикладных задач. Сб. "Международная школа молодых ученых по проблемам ускорителей заряженных частиц", ОИЯИ, Д9-84-817, Дубна, 1984, стр.3-13.
3. H. Brückmann, W. Vogel, H.-W. Boie, U. Schröder. Proc. Ninth. Conf. on cyclotrons and their Applications, Caen, France, 1981, G. Gendreau, pp.719-721.

АВТОМАТИЗАЦИЯ УПРАВЛЕНИЯ ИСТОЧНИКОМ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ЦИКЛОТРОНА У-400

А.А.Касьянов, В.М.Рыбин

Московский инженерно-физический институт

В.Б.Кутнер, В.Г.Субботин, А.М.Сухов, Ю.П.Третьяков, Б.В.Фефилов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

На циклотроне У-400 ЛЯР ОИЯИ для получения пучков многозарядных ионов (МЗИ) используется дуговой ионный источник с подогревным катодом и катодным распылением рабочего вещества [1]. В целях повышения эффективности проведения научных исследований с многозарядными ионами, получения стабильных пучков и обеспечения оптимальных режимов работы источника возникла необходимость автоматизированного управления его параметрами с помощью средств вычислительной техники. С точки зрения управления источник многозарядных ионов (ИМЗИ) рассматривается как статистический стохастический многосвязный объект с нелинейными и дрейфующими во времени характеристиками. Выходным параметром объекта является ток пучка ионов рабочего вещества распыляемого электрода, которые вытягиваются из источника и затем ускоряются в циклотроне. Интенсивность пучка ионов определяется рядом входных параметров: мощностью подогрева катода, расходом балластного газа, током и напряжением дуги, током и потенциалом на распыляемом электроде. Эти параметры, в свою очередь, являются взаимозависимыми, причем зависимости существенно нелинейны. Стохастичность объекта объясняется присутствием разного рода помех и случайных факторов, определяющихся физическими особенностями работы ИМЗИ, таких, как неустойчивость дугового разряда, случайные нарушения вакуума, пробои между нитью накала и катодом и т.д.

Регулировка параметров подсистем ИМЗИ производится варьированием шести независимых переменных – напряжений выпрямителей канала, подогрева катода, дуги, распыления электрода, а также перемещений иглы вентиля напуска газа и распыляемого электрода. Как видно из указанных выше особенностей объекта управления, получение требуемой интенсивности пучка МЗИ является для оператора сложной задачей. Время и результат ее решения во многом зависят от его профессионального опыта и интуиции. Положение усугубляется еще и тем, что для источника ионов имеет место неповторяемость характеристик после его переборки. Кроме того, необходимо всегда учитывать род балластного газа и свойства материала распыляемого электрода. Обращает на себя внимание также задача увеличения срока службы источника. Ресурс ИМЗИ определяется скоростью эрозии катода [2] и расходом рабочего вещества распыляемого электрода. Таким образом, можно выделить две последовательно решаемые задачи автоматизации ИМЗИ:

1) автоматическое управление параметрами, определяющими режим работы ИМЗИ (без оптимизации);

2) оптимальное управление интенсивностью пучка МЗИ.

В настоящее время для решения первой задачи разработана микропроцессорная подсистема управления (МШПУ) на базе аппаратуры КАМАК, которая вошла в состав автоматизированной системы контроля параметров (АСКП У-400) [3] (рис.1). Подсистема состоит из двух крейтов КАМАК – резидентного и крейта управления ИМЗИ, каждый из которых содержит встроенную микроЭЕМ КМООІ [4]. Резидентный крейт служит для обеспечения диалогового взаимодействия с оператором и передачи команд в крейт управления, а также для связи с мини-ЭВМ типа СМ-4, которую в дальнейшем предполагается использовать для решения оптимизационных

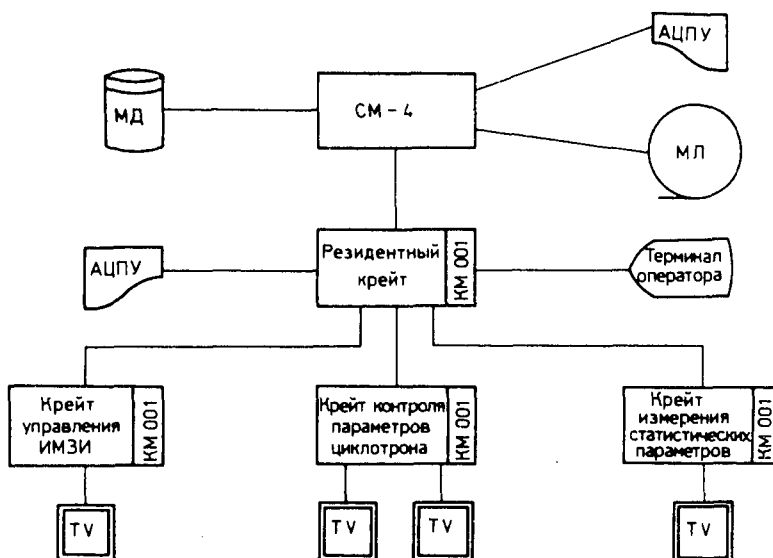


Рис.1. Структура АСКП циклотрона У-400.

задач. В состав крейта управления ИМЗИ входят следующие модули: цифроаналоговые преобразователи (для задания напряжений выпрямителей), блок управления приводом напуска газа и перемещения распыляемого электрода, блок обнаружения аварийных ситуаций, драйвер телевизионного монитора, счетчики-интенсиметры.

Основными функциями МППУ являются:

1. Измерение параметров режима источников ионов и отображение результатов на экране монитора.
2. Автоматическое зажигание дуги и настройка параметров на заданные оператором значения.
3. Контроль выхода параметров за допустимые пределы (режим стабилизации).
4. Контроль аварийных ситуаций и принятие экстренных мер для ликвидации условий, которые могут привести к выходу источника из строя.
5. Интерактивное взаимодействие с оператором.

Подсистема обеспечивает работу в пяти режимах, выбираемых оператором в процессе диалога с резидентной микроЭВМ:

- а) Сбор данных. В этом режиме микроЭВМ выступает в качестве пассивного собирателя данных, не принимая никаких решений по управлению.
- б) Автоматический вывод источника на режим (зажигание дуги и получение заданной мощности распыления электрода с рабочим веществом). ЭВМ последовательно, с заданной точностью, настраивает параметры подсистем ИМЗИ – ток нити накала, мощность подогрева катода, расход газа, ток и напряжение дуги, мощность распыления электрода.
- в) Контроль. В этот режим ЭВМ переходит после достижения заданных значений параметров. При выходе какого-либо параметра за допустимые пределы осуществляется переход к режиму "б".
- г) Автоматическое выключение подсистем источника.
- д) Ручное управление. ЭВМ производит сбор и отображение данных, а управление режимом ИМЗИ оператор осуществляет с пульта управления.

Следует отметить, что переход с автоматического управления на ручное и обратно осуществляется без срыва режима работы ИМЗИ. Так как измерительная схема МППУ работает в условиях сильных электромагнитных помех, связанных с

режимом работы ионного источника, то решение о воздействии на органы управления ЭВМ принимает на основе усредненных параметров с фильтрацией промахов и сбойных кодов.

Периодически в процессе управления производится контроль аварийных ситуаций, таких, как обрыв нити накала, короткое замыкание между катодом и анодом, зажигание дуги между нитью накала и катодом, нарушение вакуума и т.д.

Программное обеспечение (ПО) МШУ реализовано на языке Ассемблер микропроцессора INTEL 8080. Структура ПО изображена на рис.2. Модульный принцип

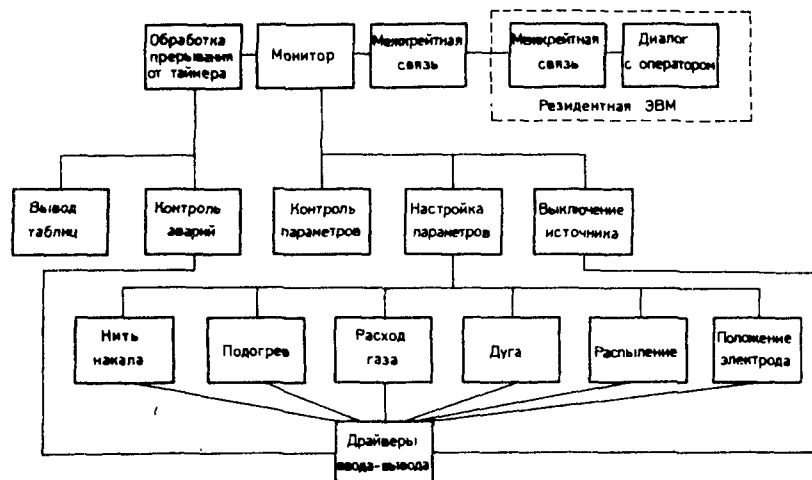


Рис.2. Структура программного обеспечения МШУ.

организации ПО позволяет с небольшими затратами расширять его как по числу управляемых параметров, так и по функциональному назначению. МикроЭВМ резидентного крейта содержит диалоговую программу и программу межкрейтной связи. В микроЭВМ крейта управления ИМЭИ функционируют программные модули, реализующие алгоритмы управления и контроля.

С целью экономии дорогостоящего эксплуатационного времени циклотрона предварительная отладка ПО МШУ произведена на имитационной модели ИМЭИ, реализованной на мини-ЭВМ СМ-4. Модель отражает основные особенности объекта, определяющие трудности его настройки, такие, как нелинейность и неповторяемость характеристик, дрейф параметров, случайные срывы дуги, нарушения вакуума, аварийные ситуации.

Для отладки отдельных программных модулей были использованы кросс-средства программирования микропроцессоров серии INTEL 8080 на базе ОСРВ ЭВМ СМ-4.

Л и т е р а т у р а

1. Третьяков Ю.П. и др. В сб.: Труды УП Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц ОИЯИ, Дубна, 1981, т.1, с.81-84.
2. А.С.Пасиш, Ю.П.Третьяков, В.Станку, ОИЯИ, 1644, Дубна, 1964.
3. Фефилов Б.В. и др. В сб.: XI Международный симпозиум по ядерной электронике, ОИЯИ, ДПЗ-84-53, Дубна, 1984, с.376-380.
4. Сидоров В.Т., Синаев А.Н., Чуринов И.А. ОИЯИ, Р10-12484, Дубна, 1979.

ПУЧКИ РЕДКИХ ИЗОТОПОВ С ВНУТРЕННЕЙ МИШЕНИ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

И.А.Голутвин, С.Н.Доля, А.В.Зарубин, В.А.Свиридов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

При релятивистских энергиях процесс фрагментации ядер имеет особенность, позволяющую формировать пучки вторичных /в том числе радиоактивных, в естественных условиях не существующих/ ядер: фрагменты ядра-снаряда сосредоточены в узком угловом конусе в направлении импульса родительского ядра и имеют скорость, близкую к его скорости. Вторичные пучки открывают уникальную возможность исследования свойств нестабильных /в том числе экзотических/ ядер /сечения взаимодействия, электрические и магнитные моменты, спектры переходов и др./. Первые результаты по формированию вторичных пучков изотопов He , Li , Be , и C с помощью ускоренных ядер ^{11}B и ^{20}Ne , взаимодействующих с бериллиевой мишенью, и экспериментов с ними были сообщены на конференции в Висбю ^{/1,2/}.

В данной работе представлены результаты эксперимента по выводу с внутренней мишени синхрофазотрона по тракту канала медленного вывода фрагментов родительского ядра фтора (^{19}F) ^{12}B , ^{14}C , ^{16}N и др., а также даны оценки верхней границы выхода фрагментов с дробным зарядом ($Z = 7,7$) и сечения перезарядки $^{19}F \rightarrow ^{19}O$. Измерены характеристики распределения фрагментов по импульсам. Импульс первичных ядер $^{19}F \sim 4$ ГэВ/с нукл.

Схема эксперимента

Эксперимент выполнен на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Режимы работы ускорителя, обеспечивающие вывод на экспериментальную установку вторичных ядер, рассчитаны и приведены в ^{/3/}.

Схема эксперимента представлена на рис.1. Мишень из тонкого /10 мкм/ алюминизированного лавсана с размером по радиусу ускорителя 5 мм в конце цикла уско-

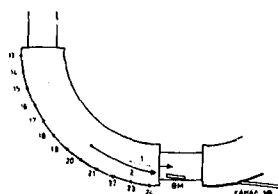


Рис. 1. Схема вывода частиц из ускорителя. 1 - траектория ускоренного пучка, 2 - траектория пучка фрагментов.

рения ядер вводилась в рабочую зону вакуумной камеры синхрофазотрона. Радиальное положение мишени в ускорителе могло устанавливаться с точностью 1 мм, интервал измерения радиальной координаты - $\Delta R =$

$= 300$ мм. Наведение пучка ядер на мишень осуществлялось с помощью высокочастотной ускоряющей системы синхрофазотрона при постоянном магнитном поле в ускорителе /точность стабилизации поля $\frac{\Delta H}{H} < 10^{-3}$ /. Время взаимодействия пучка с мишенью 400 мс. Фрагменты релятивистских ядер, образовавшиеся при взаимодействии первичного пучка с мишенью, проходят в магнитном поле ускорителя около 18 м и выводятся по каналу медленного вывода на установку "Аномалон"^{/4/}/рис.2/.

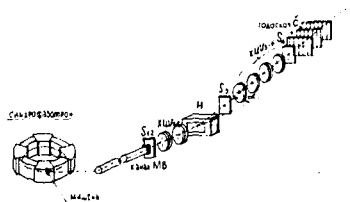


Рис. 2. Схема транспортировки пучка и аппаратура установки "Аномалон". MB - канал медленного вывода, S и C - сцинтилляционные и черенковские счетчики, XUV - 3-координатные пропорциональные камеры, H - магнит.

Таким образом, магнитное поле синхрофазотрона в этом эксперименте одновременно используется для прецизионной магнитной спектрометрии, т.е. для точного измерения у продуктов фрагментации ядра-снаряда величины $p \cdot A/Z$ (p -импульс фрагмента в ГэВ/с нукл.). Поскольку при фрагментации ядра-снаряда скорости /импульсы на нуклон/ фрагментов и налетающего ядра близки, фрагменты можно анализировать по изотопному составу (по величине A/Z).

Режимы работы ускорителя и спектр фрагментов, которые могут быть введены в канал, приведены на рис. 3.

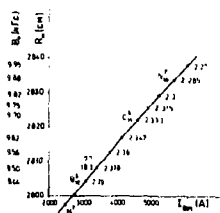


Рис. 3. Номограмма, показывающая соотношение между полем ускорителя, радиусом мишени и током выводного магнита, необходимое для транспортировки фрагментов с заданным A/Z по каналу медленного вывода. Мишень расположена на азимуте окна № 20.

Результаты

Формирование вторичных пучков различных нуклидов определяется выбором соответствующего режима работы ускорителя. На рис. 4 приведены зарядовые спектры

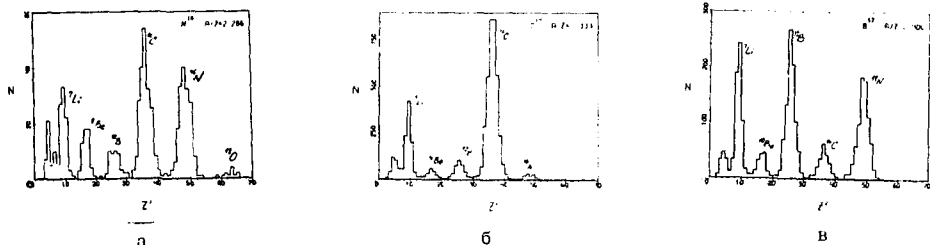


Рис. 4. Зарядовый спектр сигналов черенковских счетчиков при режиме вывода изотопов: а/ азота ^{16}N , б/ углерода ^{14}C , в/ бора ^{12}B .

сигналов черенковских счетчиков при режимах работы ускорителя, соответствующих выводу изотопов азота ^{16}N (рис.4а), углерода ^{14}C (рис.4б) и бора ^{12}B (рис.4в). Примесь в пучке, рассчитанном на определенный нуклид, его соседних изотопов оказывается незначительной. Это особенно хорошо видно на примере изотопов азота ^{16}N (рис.4а) и ^{17}N (режим вывода ^{17}N близок к режиму вывода ^{12}B , рис.4в). В промежуточном между ними режиме (рис.4б), где могут выводиться "хвосты" в импульсных распределениях обоих изотопов, выход фрагментов азота мал (рис.5).

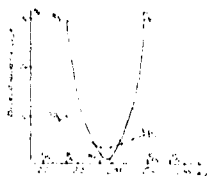


Рис. 5. Выход изотопов бериллия и азота при различных режимах работы ускорителя /в процентах по отношению к сумме всех фрагментов с $Z \geq 3$ /.

Характерной особенностью всех пучков является заметная /до 25%/ примесь легких ядер лития и бериллия, связанная с относительно большим разбросом импульсов, приобретаемых ими в процессе фрагментации. Поэтому изотопы бериллия разделяются магнитной оптикой хуже изотопов азота /рис. 5/, несмотря на то, что режимы вывода изотопов ^9Be и ^{10}Be по величине A/Z разнесены в 1,75 раза больше, чем для изотопов азота ^{16}N и ^{17}N . Большой вклад изотона ^{14}C объясняется относительно большим сечением его образования.

Состав пучков в трех различных режимах работы ускорителя приведен в таблице.

Таблица. Нуклидный состав /в процентах/ вторичных пучков
в режиме вывода ядер ^{16}N , ^{14}C , ^{12}B

Режим вывода	^7Li	$^9\text{Be} + ^{10}\text{Be}$	^{12}B	^{14}C	^{16}N	^{17}N	^{18}O
^{16}N ($A/Z = 2,286$)	16,2	9,8	6,6	35,6	29,6	-	2,2
^{14}C ($A/Z = 2,333$)	18,4	3,4	6,8	69,5	1,9	-	0,1
^{12}B ($A/Z = 2,400$)	23,2	5,8	33,3	8,2	-	29,5	-

На внешнюю сторону синхрофазотрона могут быть выведены только нейтронно-избыточные фрагменты. В данном эксперименте мишень была расположена в окне № 20, возможно также размещение мишени в окнах № 18 и № 22. При этом диапазон величин A/Z для фрагментов, вводимых в канал, может изменяться от 2,09 (^{23}Na) до 3 (^3H , ^6He , ^9Li , ^{12}Be , ^{15}B , ^{18}C и пр.). На рис. 6 показана номограмма для мишени, расположенной в окне № 22.

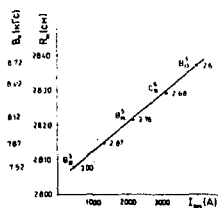


Рис. 6. То же, что на рис. 3, но для мишени, расположенной по азимуту окна № 22.

Характерная величина захвата фрагмента в канал медленного вывода - порядка 10^{-2} , парциальное сечение образования нуклида ^{14}C $5 \cdot 10^{-3}$ от полного, ожидаемый в канале медленного вывода поток фрагментов ^{14}C составляет $5 \cdot 10^{-5}$ от интенсивности внутреннего пучка ускорителя

(ядра ^{19}F), что оказалось близко к эксперименту.

Оценка сечения перезарядки $^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$ и верхней границы для выхода ядер с дробным зарядом $Z = 7,7$ сделана на основании данных, представленных на рис. 7а (результаты экспозиции мишени в режиме вывода ^{19}O , где $A/Z = 2,375$) и на рис. 7б (результаты экспозиции в режиме, соответствующем величине $A/Z = 2,378$). Оценка

сечений может быть сделана двумя способами: из сравнения выхода искомых ядер с потоками изотопов ^{12}B или ^{14}C (сечения образования последних известны^{15,6})

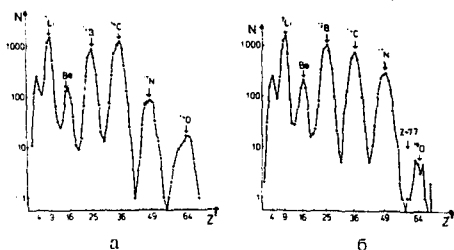


Рис. 7. Зарядовый спектр сигналов черенковских счетчиков при режиме вывода: а/ изотопа ^{19}O , б/ ядер с $A/Z = 18,3/7,7 = 2,378$.

или прямым расчетом, поскольку интенсивность прошедших через мишень ядер ^{19}F и светосила установки известны. В предположении, что импульсные и угловые характеристики искомых ядер и ядер ^{12}B и ^{14}C близки, получены значения сечения перезарядки ($^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}$) $= 3 \cdot 10^{-29} \text{ см}^2$ и верхней границы сечения образования ядер с зарядом $Z = 7,7$ и $A \sim 18,3$: $\sigma < 5 \cdot 10^{-31} \text{ см}^2$.

Импульсное распределение фрагментов ядер ^{12}C и ^{16}O , ускоренных до энергии 2,1 ГэВ/нукл., изучалось в работе¹⁷. Экспериментальные результаты данной работы /рис. 8/ позволяют получить информацию о параметрах импульсного распределения нуклидов ^{14}C и ^{19}O , образованных при взаимодействии с мишенью ядер ^{19}F с импульсом - 4 ГэВ/с. нукл. В обоих опытах изучаются фрагменты, вылетающие в узком конусе углов в направлении падающего ядра /в нашем случае раствор этого конуса 1 мрад,

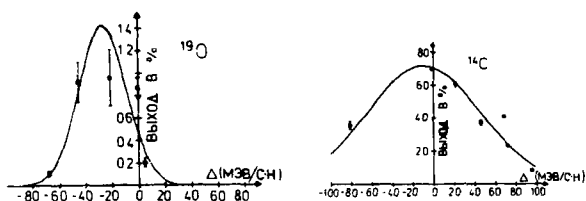


Рис. 8. Распределение нуклидов ^{19}O и ^{14}C по переданному на нуклон импульсу.

вклад аппаратного разрешения в импульсное распределение фрагментов $3 \cdot 10^{-3}$, точность измерения среднего импульса фрагментов $\frac{\Delta p}{p} = 10^{-3}$.

Как и при меньших энергиях ^{/7/}, ширина импульсного распределения в системе координат падающего ядра нуклида, образованного в реакции перезарядки, $\sigma_p(^{19}\text{O}) = (49 \pm 9)$ МэВ/с, меньше, чем соответствующая ширина продукта фрагментации ^{14}C - $\sigma(^{14}\text{C}) = (185 \pm 20)$ МэВ/с. С другой стороны, сдвиг среднего значения импульсного распределения относительно нулевого импульса в системе, связанной с падающим ядром, для ^{19}O больше, чем для фрагментов ^{14}C , (-127 ± 15) МэВ/с и (-32 ± 14) МэВ/с. Ширина импульсного распределения фрагментов углерода $\sigma = 185$ МэВ/с превосходит найденную в ^{/7/}. Однако следует учесть, что в данном опыте углерод получается из ядра-снаряда фтора /в работе ^{/7/} - из O^{16} /, и увеличение числа взаимодействующих нуклонов ядра-снаряда, по-видимому, приводит к возрастанию импульсного разброса фрагментов.

Рассмотрим возможность вывода на экспериментальные установки кумулятивных частиц. Под кумулятивными мы будем понимать нуклоны, импульс которых больше среднего в X раз. Эта возможность основана на том, что в данной схеме опыта выводятся частицы с импульсом на единицу заряда большим, чем у ускоряемого ядра.

Наиболее подходящим для вывода кумулятивных частиц является ускоряемое ядро He^2 , имеющее импульс $p = 6$ ГэВ/с на нуклон. Протоны с $X = 1,5$ /кумулятивное число/ будут вращаться в ускорителе по той же траектории, что и исходное ядро. Кумулятивные протоны с $X = 1,56-2,13$ могут быть выведены из ускорителя, если мишень расположена в окнах 18, 20 или 22.

В области $X \leq 2$ наряду с кумулятивными протонами будут выводиться некумулятивные дейтроны, образующиеся в результате срыва протона из ядра He_3^2 и имеющие такой же импульс на единицу заряда. Кумулятивные протоны с $X > 2,1$ могут быть выведены из ускорителя и при ускорении других ядер.

Заключение

Изучение вторичных ядер, образованных на внутренней мишени синхрофазотрона и выводимых по каналу медленного вывода, позволило определить зарядовый состав и интенсивность пучков вторичных ядер: в режиме вывода фрагмента C^{14} его парциальная интенсивность составляет 70%, выход в канал ядер C^{14} на одно первичное ядро ^{19}F составляет $3 \cdot 10^{-5}$. Сделана оценка сечения перезарядки ядра фтора в кислород: $\sigma(^{19}\text{F} \rightarrow ^{19}\text{O}) \approx 3 \cdot 10^{-29}$ см². Ядер с дробным зарядом не найдено на уровне $3 \cdot 10^{-31}$ см². Характеристики импульсных распределений фрагментов при импульсе 4 ГэВ/с нукл. близки к измеренным в Беркли при энергии 2 ГэВ/нукл.

Литература

1. Taniata I. et al. In: Proceeding of the II Intern. conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Visby, Sweden, 10-14 june, 1985, Vol.1, p.32.
2. Taniata I. et al. ibid. p.33.
3. Василишин Б.В., Доля С.Н. ОИЯИ, Р9-85-283, Дубна, 1985.
4. Вереш И. и др. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, № 4-84, Дубна, 1984, с.10.
5. Heckman M.N. -Phys.Rev.Lett., 1972, Vol.28, No.14, p.926.
6. Olson D.L. et al. -Phys.Rev.C., 1983, Vol.28, No.4. p.1602.
7. Greiner D.E. et al. -Phys.Rev.Lett., 1975, Vol.35, No.3, p.152.

ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ РАЗРУШЕНИЯ УГЛЕРОДНЫХ МИШЕНЕЙ В ПУЧКАХ ИОНОВ

Э.А.Коптелов, С.Г.Лебедев, В.Н.Панченко

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

1. Введение

Основным недостатком всех твердотельных перезарядных мишеней является их ограниченный срок службы. Однако за последние годы произошел существенный сдвиг в увеличении времени жизни графитовых перезарядных мишеней из-за улучшения технологии их изготовления^{/1/} и отработки нового метода получения углеродных фольг — крекингом этилена в тлеющем разряде. Мишени, изготовленные по этой технологии, имеют примерно в 10 раз больший срок службы, чем стандартные мишени, полученные испарением в дуговом разряде. Несмотря на большое количество экспериментальных данных по временам жизни графитовых фольг в пучках ионов, до сих пор еще нет ясного представления о механизме их разрушения. В данной работе предлагается физическая модель процесса разрушения углеродных фольг в пучках ионов, проводится сравнение экспериментальных и расчетных данных на основе этой модели и обсуждается возможность использования полученных в настоящей работе результатов для прогнозирования времени жизни перезарядных графитовых пленок в пучках ионов.

2. Модель разрушения

Известно, что при работе конструкционного графита в радиационных полях происходит изменение его линейных размеров, величина и знак которых определяются флюэнсом и плотностью повреждающего потока, температурой облучения, анизотропией графита, степенью его совершенства и др.^{/2/} Подобные изменения размеров приводят к возникновению напряжений в образцах и, в конечном счете, к их разрушению. В работах^{/3,4/} на основе рентгенографического анализа пленок, полученных по различным технологиям, сделан вывод о том, что под действием облучения в пленках происходит графитизация и они приобретают структуру, близкую к структуре графита. Поэтому для изучения процессов, происходящих в пленках, можно в качестве первого шага применить теоретические представления, используемые при изучении изменения под действием облучения физических свойств графитовых материалов. В результате облучения графита происходит накопление радиационных дефектов и, как следствие, искажение кристаллической решетки. При низких температурах облучения в материалах с несовершенной кристаллической структурой происходит всестороннее сжатие кристаллической решетки. Это объясняется избытком неподвижных вакансий. Деформация вызывает внутренние напряжения в образцах. Если эти напряжения превышают предел прочности материала, то происходит разрушение образца. Основную роль в изменении параметров решетки играют точечные дефекты и их небольшие скопления^{/5/}. Для объяснения изменения физических свойств углеродных фольг от дозы и температуры облучения может быть использована модель кинетики радиационных дефектов, предложенная в работе^{/6/}. Вакансии и межузельные атомы, как предполагается, генерируются гомогенно под облучением. В работе^{/6/} показано, что если температура облучения мала, так что за время облучения диффузия избыточных вакансий не проявляет себя, то процесс образования межузельных комплексов не имеет насыщения. Этот вывод согласуется с данными наблюдений^{/7/}. Тогда концентрации дефектов определяются выражениями^{/8/}:

$$n_v = 3t^{2/3} G^{5/6} (2\sigma)^{-1/6} / N, \quad (1)$$

$$n_i = 2 / n_v, \quad (2)$$

где $G = \sigma_d / n_d N \varphi = K_d / N$, σ_d — эффективное сечение образования дефектов, n_d — число де-

фектов, образованных первично выбитым атомом /9/, φ - плотность потока ионов, G - скорость генерации дефектов в единице объема, в единицу времени, T - абсолютная температура мишени, определяемая по закону Стефана-Больцмана, ν - частота колебаний атомов решетки, $v = a \sqrt{\exp(-E_m/kT)}$ - скорость перемещения межузлий в решетке, E_m - энергия активации движения межузлий, t - время облучения мишени, σ - сечение взаимодействия, N - число атомов мишени в единице объема, n_i - концентрация межузлий. В работе /10/ показано, что изменение параметров решетки, вызываемое накоплением дефектов, можно выразить так:

$$\Delta c/c = 0,2 n_v + 3 n_i, \quad (3)$$

$$\Delta a/a = -0,14 (n_i + n_v). \quad (4)$$

Тогда изменение линейных размеров материала можно определить по модели /11/:

$$(\Delta \ell/\ell)_{||} = K_1 \Delta c/c + K_2 \Delta a/a, \quad (5)$$

$$(\Delta \ell/\ell)_{\perp} = K_3 \Delta c/c + K_4 \Delta a/a, \quad (6)$$

Таблица I

Результаты расчета времен жизни углеродных перезарядных мишеней и сравнение с экспериментальными данными

Е, МэВ	ион	I, μA	S , mm^2	M , $\frac{M}{cm^2}$	T, К	K_d , cm/s	способ пригот.	$t_{ж}$ эксперим.	$t_{ж}^g$ расчет	$t_{ж}^H$ расчет	ссылка
1,2	Az^+	0,7	10	5	476	,0117	кэ	38 ± 7 мин.	34 мин.	15 мин.	/3/
1,2	Az^+	0,7	10	30	720	,0117	кэ	80 ± 10 мин.	63 мин.	25 мин.	/3/
10	Cl^-	I	2,5	5	941	,011	кэ	90 ± 18 мин.	90 мин.	36 мин.	/3/
II	I^+	I	1,8	10	1226	,27	кэ	$8,5 \pm 3,5$ мин.	2 мин.	1 мин.	/3/
4,8	Az^+	0,7	10	20	784	,0042	кэ	400 мин.	248 мин.	100 мин.	/12/
13	He^+	9,6	100	2	395	$53 \cdot 10^{-7}$	др	>48 часов	300 часов	124 часа	/17/
13	O^-	9,6	100	20	785	$26 \cdot 10^{-5}$	др	6 часов	13 часов	5 часов	/17/
13	S^-	9,6	100	15	848	$17 \cdot 10^{-4}$	др	1 час	1,4 часа	0,5 часа	/17/
13	B^-	4,8	100	15	755	$73 \cdot 10^{-4}$	др	15 минут	12 минут	5 минут	/17/
0,6	Ge^+	2	100	4	356	,0156	др	16 секунд	78 секунд	30 секунд	/18/
0,6	Ne^+	2	100	4	348	,0012	др	3,3 минут	30 минут	12 минут	/18/
48	Ni^{5+}	,15	2	14	937	,00212	др	4 часа	1,2 часа	0,5 часа	/19/
600	P^+	500	32	200	1480	,001	кэ	-	27 часов	10 часов	

Примечание к таблице I. В последней строке таблицы приведена оценка срока службы перезарядной мишени накопителя Московской мезонной фабрики, кэ - крекинг этилена в тлеющем разряде, др - дуговой разряд.

где $(\Delta e/e)_{||}$, $(\Delta e/e)_{\perp}$ — относительное изменение размеров в направлении, параллельном плоскости осаждения пленки и в перпендикулярном направлении соответственно, K_1 – K_4 — текстурные коэффициенты, вычисленные по методике, изложенной в [2] с использованием дифракционной картины для долгоживущих фольг^{3/}. При рассматриваемых временах $\eta_i \ll \eta_v$ и из соотношений (1)–(6) при $K_1=0,236$ и $K_2=0,764$ получим $(\Delta e/e)_{||} = -0,06\eta_v$. В случае "жесткого" закрепления пленки на оправке эти приращения вызывают в плоскости осаждения возникновение деформаций $\varepsilon = -(\Delta e/e)_{||}$ и растягивающих напряжений

$$\sigma = 0,06\eta_v E \quad (7)$$

где E — модуль Юнга. При достижении напряжениями предела прочности материала фольги σ_p наступает ее разрушение. Промежуток времени от начала облучения до момента разрушения можно рассматривать как время жизни фольги. Используя соотношения (1), (7), получаем оценку времени жизни фольги:

$$t_{ж} = \left(\frac{\sqrt{5}p}{q_{18}E} \right)^{3/2} (\alpha a \nu)^{1/4} \exp\left(-\frac{E_m}{4kT}\right) / G^{5/4} \quad (8)$$

3. Результаты

На основании предложенной выше методики были проанализированы экспериментальные данные по временам жизни углеродных перезарядных мишеней в пучках ионов. Значение предела прочности существенно зависит от используемой технологии. Предел прочности для долгоживущих фольг, приведенный в [12], составляет 27 МПа, верхнее значение предела прочности пленок, приведенное в [13], равно 51 МПа. Были проведены расчеты с использованием этих двух значений пределов прочности. Результаты расчетов и сравнение с экспериментальными данными приведены в таблице I. При вычислениях использовались следующие значения параметров: $a = 1,6 \cdot 10^{-8}$ см, $\nu = 5 \cdot 10^{13}$ с⁻¹, $E_m = 0,3$ эВ, $\alpha = 2 \cdot 10^{-15}$ см². При расчетах времен жизни фольг, полученных испарением углерода в дуговом разряде, экспериментальные значения времен жизни увеличивались в 10 раз.

В заключение авторы благодарят Ю.Я.Стависского за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. K.R.S.Tait, D.W.L.Tolfree.—Nucl. Instr. and Meth., v.167, p.21, 1979.
2. Действие облучения на графит ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1978.
3. K.R.S.Tait.—Nucl. Instr. and Meth., v.184, p.203, 1981.
4. D.W.L.Tolfree.—Nucl. Instr. and Meth., v.200, p.13, 1982.
5. Т.Н.Щуршакова и др.—Атомная энергия, т.40, вып.5, стр. 399, 1976.
6. Е.А.Коптелов.—Rad.Eff., v.45, p.163, 1980.
7. D.J.Norris.—Phil. Mag., v.22, p.1273, 1970.
8. L.M.Brown e.a.—Phil. Mag., v.19, p.721, 1969.
9. М.А.Кумахов, Ф.Ф.Комаров. Энергетические потери и пробеги ионов в твердых телах. Издательство БГУ, Минск, 1979.
10. B.Gray e.a.—Proc. IAEA Symp. Radiat. damage in reactor mater., v.11, 1969.
11. Proc. 3 conf. on carbon, p.559, 1959.
12. K.R.S.Tait e.a.—Nucl. Instr. and Meth., v.163, p.1, 1979.
13. T.Call e.a.—Nucl. Instr. and Meth., v.167, p.33, 1979.
14. J.Yntema.—Nucl. Instr. and Meth., v. 98, p.379, 1972.
15. F.Rickel.—Nucl. Instr. and Meth., v.195, p.457, 1982.
16. T.R.Ophes.—Nucl. Instr. and Meth., v.122, p.115, 1974.
17. H.K.Andrews e.a.—Nucl. Instr. and Meth., v.122, p.147, 1974.
18. P.Dobberstein e.a.—Nucl. Instr. and Meth., v.119, p.611, 1974.
19. E.Baron e.a.—Rev. Phys. Appl., v.12, p.1225, 1977.

КОМПЛЕКСНАЯ НАЛАДКА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

В.А.Бомко, В.И.Рудяк, А.Ф.Кобец, М.С.Лесных, С.И.Мелешков, Н.И.Демчук, А.В.Пипа, Е.И.Ревуцкий, И.Т.Веневцев, В.Н.Сокол, В.А.Мальхин, С.В.Гладков, В.Г.Журавлев, Е.И.Пономарчук, А.И.Кравченко, А.Н.Куприянов, В.Н.Решетников, В.Я.Вередин, С.М.Бережной, Н.А.Хижняк, Г.М.Скоромный

Харьковский физико-технический институт АН УССР

С октября 1985 г. началась комплексная наладка линейного ускорителя многозарядных ионов (ЛУМЭИ) [1]. Работы ведутся в режиме ускорения ионов гелия. Все системы выводятся на оптимальный режим, обеспечивающий лучшие характеристики ускоренного пучка. Расчетные параметры систем ускорителя приведены в таблице.

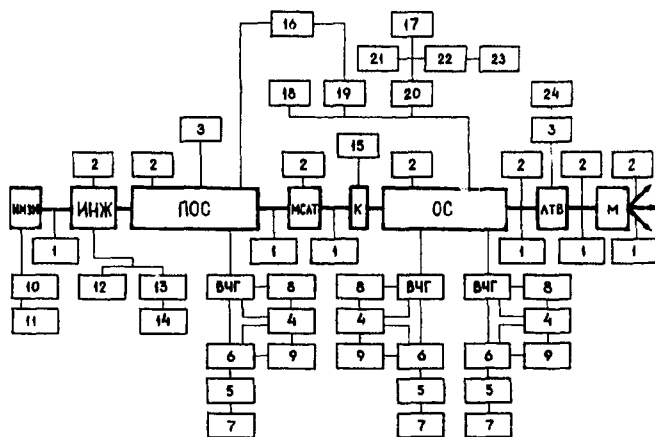
Т а б л и ц а

Основные характеристики линейного ускорителя многозарядных ионов

П а р а м е т р	Предобдирочная секция	Послеобдирочная секция
Отношение массового числа ионов к зарядовому	7	5
Энергия ионов на входе, МэВ/н	0,086	0,978
Энергия ионов на выходе, МэВ/н	0,978	8,5
Рабочая длина волны, м	2,1	6,3
Среднее по зазорам ускоряющее поле, кВ/см	97	93
Длина резонатора, м	6	11,4
Количество трубок дрейфа	50	40
из них с квадрупольями	50	19+2
Длина ячеек ускорения	2 $\beta \lambda$	$\beta \lambda / 2$
Диаметр апертуры трубок дрейфа, мм	15	30
Шунтовое сопротивление, МОм/м	20	50
ВЧ-мощность, имп., МВт	1,0	2,4
Ускоряемые ионы	He-Ar	He-Ar
Проектный ток пучка, част./с	10^{12} - 10^{11}	10^{11} - 10^9
Радиальный аксептанс канала, см·мрад	0,16	1,7

Структурная схема ЛУМЭИ, приведенная на рис.1, дает представление о сложности и разнообразии оборудования, которое было разработано, создано, смонтировано и введено в действие. Общий вид зала ускорителя по состоянию на 1986 год приведен на рис.2. На переднем плане видна послеобдирочная секция ускорителя, сооруженная на базе ускоряющей структуры типа Н. На начальном этапе возбуждение ВЧ-мощностью этой секции осуществляется от одного из 2 генераторов, представляющих собой усилительные каскады с рабочей длиной волны 6,3 м. Второй генератор, который виден на переднем плане, еще не задействован. Комплексная наладка послеобдирочной секции ведется с помощью одного генератора, развивающего мощность 1,5 МВт в импульсе. Аналогичный генератор ВЧ-мощности с рабочей длиной волны 2,1 м, применен для возбуждения предобдирочной секции. На заднем плане рис.2 видно оборудование инжектора.

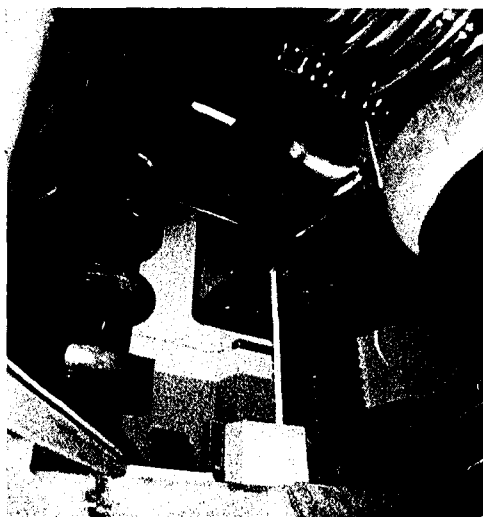
Система инжекции линейного ускорителя многозарядных ионов создана заново. Она рассчитана на универсальные возможности получения, формирования и пред-



Р и с.1. Структурная схема линейного ускорителя тяжелых ионов. ИМЗИ - источник многозарядных ионов, ИНЖ - система инжекции, ПОС- предобдирочная секция, МСЛТ - межсекционная линия транспортировки, К- камера обдирки, ОС- основная секция, ЛТВ- линия транспортировки выхода, М- раздаточный магнит, I - система диагностики, 2 - вакуумная система, 3 - питание линз, 4 - эквивалент нагрузки, 5 - трасса силового питания, 6 - модулятор системы ВЧ-питания, 7 - система силового питания, 8 - система охлаждения ВЧ-генераторов, 9 - сопротивление нагрузки, 10 - питание источника ионов, 11 - разделительный трансформатор, 12 - генератор высокого напряжения инжектора, 13 - система управления инжектором, 14 - система съема информации инжектора, 15 - управление системой обдирки, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23, 24 - элементы системы термостатирования.



Р и с.2. Общий вид линейного ускорителя тяжелых ионов.



Р и с.3. Элементы системы инжекции.

варительного ускорения тяжелых ионов широкого диапазона масс и зарядов, позволяющие инжектировать в предобдирочную секцию ускорителя пучки ионов любого из элементов периодической системы, различного агрегатного состояния. Система инжекции рассчитана на режим работы с частотой посылок 10 Гц и длительность импульса тока пучка 500 мкс. В качестве источника ускоряющего напряжения использован высоковольтный модулятор прямоугольных импульсов с выходным трансформатором ИТ-800, который развивает импульсное напряжение в рабочем режиме до 500 кВ.

Специфика источника многозарядных ионов, расположенного под кондуктором высоковольтного терминала, состоит в значительном потреблении электроэнергии (до 50 кВт). Поэтому для силового питания систем источника был разработан и создан разделительный однофазный трансформатор [2], рассчитанный на передачу напряжения 220 В под потенциал 500 кВ. Некоторые узлы системы инжекции видны на фото рис.3. Разделительный трансформатор виден слева, рядом с делителем напряжения. Он состоит из 4 однотипных каскадов. Изоляция вторичной обмотки по отношению к первичной рассчитана на напряжение 150 кВ. Кроме указанного разделительного трансформатора сооружены еще три, мощностью по 2,5 кВт каждый, для передачи питания от 500 до 600 кВ.

Источник многозарядных ионов, используемый на начальном этапе работы, представляет собой модификацию пеннинговской геометрии разряда с комбинированным (мультипольным и соленоидальным) магнитным полем. Его характеристики докладывались ранее [3].

Система импульсного питания источника многозарядных ионов расположена под электростатическим экраном кондуктора, находящегося под потенциалом 500 кВ, который представляет собой домик объемом 30 м³, рис.3. Конструктивно оборудование модуляторов соленоида, дуги источника, мультиполей и вытягивающего напряжения расположены на изолирующей колонне.

Управление, синхронизация и вывод информации устройств питания источника производится по световодам через электронные устройства – блоки светопередачи и фотоприема. Блоки светоприемников расположены под потенциалом 500 и 600 кВ. Коробка блоков светопередачи и диэлектрическая труба, заключающая в себе световоды, видны на фото, рис.3.

В 1985 г. был закончен монтаж всех систем инжектора. Было подано напряжение и началась поэтапная наладка. В наладочном режиме напряжение на трубке соответствует 344 кВ и ток ускоренных ионов гелия на выходе составляет 20 мА.

На 3 участках движения пучка установлены линии сопровождения и системы диагностики. Первая из них находится между выходом ускоряющей трубки инжектора и входом в предобдирочную секцию. Тут установлены два цилиндра Фарадея на расстоянии 0,8 м друг от друга, а также диск с коллимационными отверстиями, камера для измерения эмиттанса пучка, вакуумное и другое оборудование. В промежутке между предобдирочной и послеобдирочной секциями, имеющем в настоящее время длину около 5 м, размещено 3 фокусирующих триплета и согласующий дублет, камера обдирки ионов и 3 устройства наблюдения и измерения тока пучка. На выходе послеобдирочной секции установлен отклоняющий магнит и устройства измерения характеристик пучка.

Предобдирочная секция построена в 1974 г. [4]. В основу ее положена ускоряющая структура типа Альвареса с длиной ячейки, равной 2λ . Основные характеристики ее приведены в таблице. Рабочая длина волны – 2,1 м, максимальное отношение массового числа ионов к зарядовому – 7. Характеристики этой предобдирочной секции таковы, что возможно ускорение ионов с массовым числом до 40. Кроме того, величина рабочей длины волны в 3 раза меньшая, чем в послеобди-

рочной секции. Это ведет к неизбежным 3-кратным потерям тока пучка. По этой причине в настоящее время параллельно ведутся работы по созданию новой предобдирочной секции на базе модификации ускоряющей структуры типа Н, успешно примененной в послеобдирочной секции ЛУМЭИ.

Послеобдирочная секция создана заново. Выбор типа ускоряющей структуры основан на большом объеме исследований, результатом которых было создание новой модификации ускоряющей структуры с продольным магнитным полем (Н-волна), специально предназначенной для целей ускорения тяжелых ионов [5]. Эта структура, как видно из таблицы, имеет ряд важных преимуществ по темпу ускорения, шунтовому сопротивлению, малогабаритности, конструктивной простоте и т.д., что дало возможность отдать предпочтение ей не только в диапазоне энергии до 1 МэВ, но и при ускорении ионов до 10 МэВ на нуклон.

В процессе комплексной наладки было установлено, что эффективное значение шунтового сопротивления, определяемого из выражения $R_{ш} = \frac{U^2}{P}$, где U – энергия, приобретаемая ионами при прохождении ими всей структуры, P – ВЧ-мощность, поступающая в резонатор, необходимая для создания заданного градиента ускоряющего поля, составляет 50 МОм/м. Соответственно, для ускорения ионов с отношением массового числа к зарядовому $A/q = 4$ требуется 1,56 МВт в импульсе. При наладке ускорялись ионы He^{2+} и в резонатор поступала мощность 0,4 МВт, которая отбиралась от одного усилительного каскада.

В наладочном режиме используются трубки дрейфа с сеточной фокусировкой, поэтому ток пучка ускоренных ионов на выходе послеобдирочной секции небольшой. Это обусловлено малым аксептансом (около 0,05 л см·мрад) структуры. Фокусирующая сила в зазорах большой длины при сеточной фокусировке невелика. В 1986 г. заканчивается изготовление четных трубок дрейфа с магнитными квадрупольми, установка которых вместо указанных макетов позволит повысить радиальный аксептанс до 1,7 л см·мрад. В результате будет получен ток пучка заданной величины.

Л и т е р а т у р а

1. Бомко В.А., Рудяк Б.И., Скоромный Г.М., Хижняк Н.А. Труды девятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 16–18 октября 1984 г.), т. I, с. 68–71, ОИЯИ, Дубна, 1985.
2. Вербовский В.В., Веневцев И.Т., Плухина З.Е. Разделительный трансформатор питания источника заряженных частиц сильноточных инжекторов. В сб. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Линейные ускорители, – Харьков, ХФТИ, 1976, в. 2(3), с. 15–17.
3. Агаркова Л.В., Куприянов А.Н., Мелешков С.И., др. ПТЭ, 1985, № 6, с. 27–28.
4. Хижняк Н.А., Ревуцкий Е.И., Скоромный Г.М. и др. Линейный ускоритель тяжелых ионов с энергией 1 МэВ на нуклон. В сб. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Линейные ускорители, – Харьков, ХФТИ, 1977, в. 2(5), с. 9–11.
5. Бомко В.А., Дьяченко А.Ф., Пипа А.В., Хижняк Н.А. Разработка и изучение электродинамических характеристик модификаций ускоряющей структуры линейного ускорителя тяжелых ионов. Препринт ХФТИ АН УССР, ХФТИ 82–10, Харьков, 1982, 47 с.

ВЫСОКОЭФФЕКТИВНАЯ УСКОРЯЮЩАЯ СТРУКТУРА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

В.А.Бомко, А.Ф.Дьяченко, А.Ф.Кобец, А.В.Пипа, Б.И.Рудяк, Н.А.Хижняк

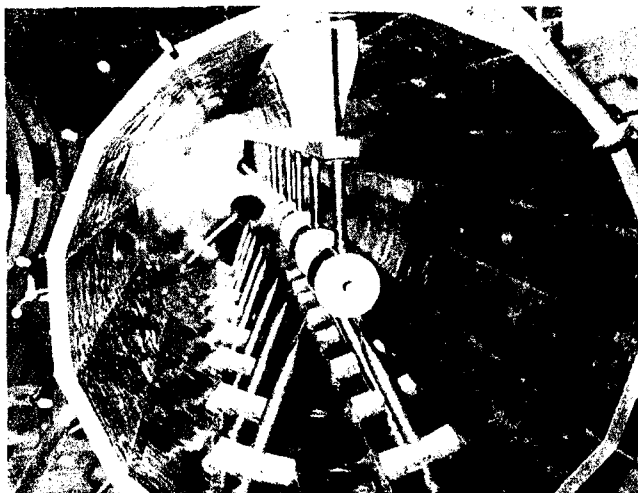
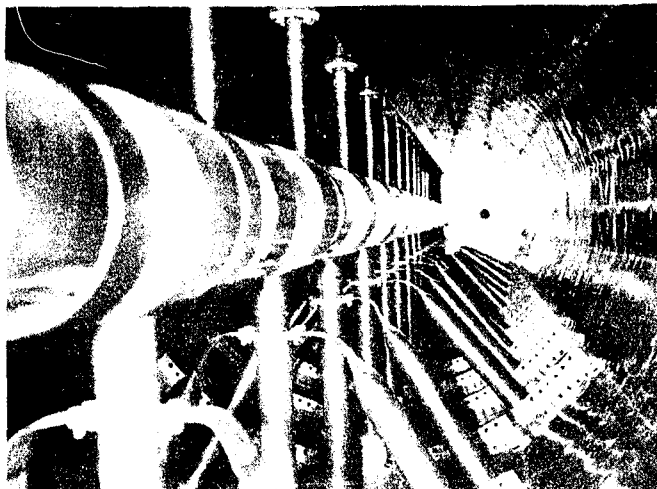
Харьковский физико-технический институт АН УССР

При выборе исходных параметров и типа ускоряющей структуры послеобдирочной секции линейного ускорителя многозарядных ионов мы исходили из имеющихся производственно-технических возможностей и площадей. В главном зале ускорителя длиной 40 м необходимо было разместить на одной линии большое количество оборудования, относящегося к инжектору, предобдирочной и послеобдирочной секций ускорителя, линии транспортировки и диагностики пучка, обдирки ионов и т.д. В этих условиях наиболее важным фактором, влияющим на выбор структуры, являлся темп ускорения, который позволил бы на участке длиной несколько более 10 м обеспечить ускорение ионов с как можно более высоким отношением массового числа к зарядовому до энергии, близкой к 10 МэВ на нуклон. Ускорение тяжелых ионов, как известно, сопряжено с необходимостью перехода на высокочастотную технику с существенно большей рабочей длиной волны, чем в случае ускорения протонов. Это связано со сравнительно малым абсолютным значением скорости и медленным темпом ее прироста. Переход на большие длины волн требует ускоряющей структуры, которая позволила бы сохранить приемлемые геометрические размеры. На HILAC, как известно [1], использующем ускоряющую структуру типа Альвареца, увеличение рабочей длины волны до 4,3 м повлекло за собой увеличение диаметра резонатора до 3,2 м. Кроме того, длина послеобдирочной секции там составляет 32 м. Ускоряющей структуре типа Видероз [2] свойственна малогабаритность, однако она не удовлетворяет по темпу ускорения и по своим ВЧ-характеристикам она сильно проигрывает в диапазоне энергий выше 1 МэВ на нуклон. Шунтовое сопротивление ее быстро падает с ростом скорости частиц, поэтому после 1,5 МэВ на нуклон на UNILAC используется структура типа Альвареца. Среди ускоряющих структур с продольным магнитным полем только одна модификация используется в диапазоне более высоких энергий. Это ускоритель протонов до энергии 30 МэВ, новый инжектор протонного синхротрона ИФВЭ [3], с фокусировкой ВЧ-квадрупольями. Однако там не ставилась задача существенного увеличения рабочей длины волны, а режим работы с очень высокой скважностью не вызывает необходимости добиваться высокого значения шунтового сопротивления. В то же время в нашем случае эта проблема, наряду с темпом ускорения, играет важную роль.

Опыт исследования ускоряющей структуры типа встречных штырей с трубками дрейфа, возбуждаемой на волне H_{111} [4], показал, что она в наибольшей степени отвечает указанным требованиям. Большой объем исследовательских работ, выполненных по разработке оптимального варианта ускоряющей структуры этого типа, позволил, в конечном счете, создать наиболее приемлемую модификацию ускоряющей структуры, названную в свое время "Муравей." Эта структура видна на рис.1, где показан внутренний вид резонатора послеобдирочной секции линейного ускорителя многозарядных ионов. Параметры этой секции представлены в таблице.

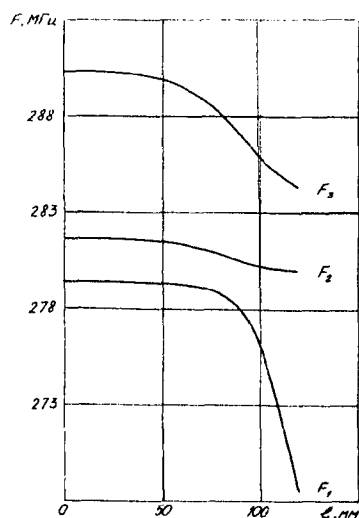
Ускоряющая структура должна обеспечить ускорение ионов с $A/q \leq 5$ до энергии 8,5 МэВ на нуклон. Как видно из таблицы, рассматриваемая модификация ускоряющей структуры удачно сочетает в себе высокий темп ускорения с малогабарит-

Р и с.1. Ускоряющая
структура послеобди-
рочной секции.



Р и с.2. Резонатор
послеобдирочной секции
с продольным несущим
коробом для нечетных
трубок дрейфа и конце-
вым элементом настройки.

Р и с.3. Частотные характеристики ускоря-
ющей структуры послеобдирочной секции
с концевым элементом настройки.



ностью и высоким шунтовым сопротивлением. В резонаторе возбуждается ВЧ-мощность с рабочей длиной волны 6,3 м. При эффективном значении шунтового сопротивления 50 МОм/м расход ВЧ-мощности, необходимый для ускорения ионов $A/q=5$, составляет 2,4 МВт, что обеспечивается двумя генераторами с импульсной мощностью по 1,2 МВт каждый. Ускорение ионов с меньшим A/q осуществляется при соответственно меньших градиентах ускоряющего поля. Для ускорения ионов с $A/q=3$ требуется импульсная мощность всего 0,8 МВт.

Т а б л и ц а

Основные параметры послеобдирочной секции

Энергия ионов на входе, МэВ на нуклон	0,978
Энергия ионов на выходе, МэВ на нуклон	8,5
Отношение массового числа к зарядовому	5
Рабочая длина волны, м	6,3
Напряженность ускоряющего поля в зазорах, кВ/см	93
Темп ускорения, МэВ/м	3,3
Длина резонатора, м	11,4
Диаметр резонатора, м	1,5
Длина ячеек, см	14,3 - 42,0
Количество трубок дрейфа	
без линз	20
с линзами	19+2
Длина трубок дрейфа, см	7,2 - 20,9
Диаметр апертуры, мм	30
Диаметр трубок дрейфа, см	
без линз	7 - 20
с линзами	21
Мощность ВЧ питания в импульсе для $A/q=5$, МВт	2,4
Шунтовое сопротивление, МОм/м	50
Добротность	14500

Высокое значение темпа ускорения обеспечивается за счет знакопеременного характера распределения ускоряющего поля по зазорам структуры (π -периодичность) и его равномерности. Выполнение последнего требования в Н-структуре с нарастающей длиной зазоров от начального до выходного конца требует эффективных методов настройки.

Ускоряющая структура послеобдирочной секции, приведенная на рис.1, содержит в себе несколько типов настроечных систем, которые все вместе позволили получить равномерное распределение поля в каждом зазоре, за исключением крайних. Разработанные методы и устройства настройки были предварительно исследованы на моделях ускоряющей структуры, в результате чего были получены все необходимые данные для проектирования. Было показано, что вся послеобдирочная часть ускорителя с расчетным диапазоном энергий от 1 до 8,5 МэВ на нуклон может быть размещена в одной секции длиной 11,4 м и с диаметром резонатора 1,5 м.

В основу конструкции резонатора положен традиционный для ХФТИ каркасный вариант в виде шестнадцатигранной призмы с продольными медными лентами шириной 30 см. Стыки лент были пропаяны оловом. Это необходимо было в связи с тем, что в резонаторе, возбуждаемом на волне типа Н, ВЧ-токи текут в азимутальном направлении. Торцы резонатора закрыты приставными дюралевыми шестнадцатигранниками, выложенными медным листом.

Первый элемент настройки, используемый в структуре, представляет собой продольный пустотелый короб, трапецеидального сечения, который виден на рис.2. Его размеры – высота 40 см, угол наклона боковых сторон и размеры верхнего и нижнего оснований были предварительно определены на модели. Большее основание короба опирается на боковую грань резонатора. Меньшим основанием служит жесткий стальной швеллер, обтянутый медной лентой, к которому крепятся нечетные трубки дрейфа. Внутри короба осуществлена разводка системы охлаждения трубок дрейфа и медных листов самого короба.

Известен положительный опыт сооружения структуры типа Видероз [2], в которой диаметры трубок дрейфа не одинаковы, а чередуются по величине. Особенностью ее является тот факт, что только четные трубки дрейфа содержат в себе фокусирующие квадруполь, в то время как все нечетные не содержат элементов фокусировки, поэтому имеют простую конструкцию и пониженные требования к точности установки и стабильности положения во времени. Этот опыт использован нами в послеобдирочной секции. Здесь все нечетные трубки установлены на описанном выше коробе. Этот конструктивный вариант был использован нами для осуществления второго метода настройки структуры путем последовательного уменьшения диаметра нечетных трубок дрейфа в сторону низкоэнергетического конца ускоряющей структуры. Как видно из таблицы, диаметр нечетных трубок дрейфа меняется в значительном диапазоне.

Третий метод настройки ячеек структуры послеобдирочной секции связан с конструктивными особенностями четных трубок дрейфа, заключающимися в том, что каждая из них имеет 3 штанги – одну установочную и две токонесущие, расположенные симметрично относительно установочной (рис.1). Регулировка угла наклона токонесущих штанг позволяет в широких пределах осуществлять локальную настройку ячеек структуры и является эффективным средством получения равномерного распределения ускоряющего поля. Практически положение токонесущих штанг на каждой четной трубке дрейфа определялось на экспериментальной модели, а в реальной структуре предусмотрены конструктивные возможности перемещения этих "лап" в небольших пределах.

Четвертый метод настройки ускоряющей структуры связан с использованием довольно эффективных настроечных устройств. Это так называемые концевые резонансные элементы настройки, разработанные в процессе создания ускоряющей структуры послеобдирочной секции [4]. Эти элементы образуются на концевых участках структуры, на которых за счет прямоугольного выреза в коробе со стороны боковой стенки резонатора образуется локальный четвертьволновый резонансный элемент, собственная длина волны которого может быть близка к рабочей длине волны ускоряющей структуры. При изменении глубины подреза меняется собственная частота концевой части, в состав которой входят и несколько трубок дрейфа. Наибольший эффект достигается, когда собственная частота концевой части изменяется с помощью перемещаемого вдоль подреза регулирующего элемента. При его перемещении происходит сближение собственных частот и в случае достаточно хорошей связи между двумя системами происходит значительная перестройка результирующей частоты структуры. Это хорошо наблюдается на рис.3, где по оси ординат отложена собственная измеряемая частота резонатора модели послеобдирочной секции, построенной в масштабе 1:6, а по оси абсцисс расстояние закорачивающего элемента от конца короба.

Комплексное использование всех приведенных настроечных систем позволило выполнить задачу настройки структуры на заданную рабочую частоту и получить проектное распределение ускоряющего поля. При этом если первые три метода настройки характеризовались сравнительно локальным действием на распределение

ускоряющего поля, то с помощью концевых резонансных элементов настройки осуществлялось регулирование поля на всей длине структуры путем его наклона в большую или меньшую сторону.

Работа послеобдирочной секции в режиме ускорения ионов при запитке ее высокочастотной мощностью на большом уровне подтвердила ее высокие параметры.

Л и т е р а т у р а

1. E.L.Hubbard et al. Rev. Sci. Instrum., 1961, v. 32, N 6, 621-634.
2. K.Kaspar. Proc. of the 1976 Proton Linear Accelerator Conf., Chalk River, 1976, 73-80.
3. В.А.Тепляков. Труды 5 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, стр.288, М.: Наука, 1977.
4. В.А.Бомко, А.Ф.Дьяченко, А.В.Пипа, Н.А.Хижняк, Разработка и изучение электромагнитных характеристик модификаций ускоряющей структуры линейного ускорителя тяжелых ионов. Препринт ХФТИ 82-10, Харьков, 1982, 47 с.

**УСКОРЯЮЩИЕ СТРУКТУРЫ
И
МОЩНАЯ РАДИОТЕХНИКА**

Председатель: С.К.Есин
Секретарь: К.А.Решетникова

Сессия 4

169/170

НОВАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ СИСТЕМА НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-3

В.С.Арбузов, А.Н.Белов, С.А.Беломестных, С.И.Бибко,
А.А.Бушуев, В.Г.Вещеревич, В.Н.Волков, Э.И.Горникер,
С.А.Крутихин, И.В.Кушцов, Г.Я.Куркин, Н.Н.Лебедев,
В.М.Меджидзаде, В.М.Петров, А.М.Пилан, И.К.Седяров

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Для обеспечения работы накопительного кольца ВЭПП-3 в двухсгустковом режиме создана новая ВЧ-система, состоящая из двух ускоряющих резонаторов, трех усилителей мощности и аппаратуры управления и контроля.

В старой ВЧ-системе /1/ для быстрого накопления использовалась первая гармоника частоты обращения. Второй резонатор работал на 19 гармонике и обеспечивал работу на высокой энергии. Чтобы получить один сгусток во время накопления, резонатор высокой гармоники необходимо было очень сильно расстраивать. Его расстройка должна удовлетворять условию

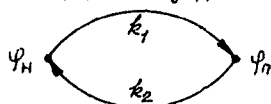
$$\Delta f > \frac{2 \varphi_2 f_0 I_0 \rho_2}{3 \pi q U_1 \cos \varphi_3},$$

где f_0 - частота обращения; I_0 - накопленный ток; ρ_2 - характеристическое сопротивление резонатора высокой гармоники; U_1 - амплитуда напряжения низкой гармоники; φ_3 - равновесная фаза. При включении напряжения 19 гармоники резонатор приходилось настраивать. Процесс перестройки резонатора и подъема напряжения требовал тонкой настройки, так как мог сопровождаться синхротронными колебаниями и потерей частиц.

Поскольку два одинаковых и симметрично расположенных сгустка не наводят напряжение на резонаторе нечетной гармоники, то в двухсгустковом режиме было заманчиво применить вторую и девятнадцатую гармоники, не очень сильно расстраивая резонатор последней, работающий в пассивном режиме. Это, казалось, давало возможность накопить два сгустка, сохранить быстрое накопление, использовать два сильных резонанса нечетной и четной гармониках для подавления синфазной и противофазной моды фазовых колебаний сгустков. Однако, оказалось, что если в ускорителе есть n симметричных сгустков и есть пассивный резонатор, настроенный на гармонику, не кратную n , то при достаточно большом сопротивлении этого резонатора фазовое движение сгустков статически неустойчиво. При малейшем толчке, приводящем к несимметрии сгустков, на пассивном резонаторе наводится напряжение, которое способствует развитию несимметрии сгустков. Чтобы в двухсгустковом режиме движение сгустков было статически устойчивым, расстройка пассивного резонатора должна удовлетворять условию

$$\Delta f > \frac{\varphi_2 f_0 I_0 \rho_2}{q U_1 \cos \varphi_3}.$$

При перехвате в 19 гармонику сгустки располагаются в накопителе несимметрично. Условие отсутствия когерентных синхротронных колебаний для этого случая оказалось существенно отличным от условия при симметрично расположенных сгустках. Фазовому движению симметричной системы из n макрочастиц соответствует направленный граф, показанный на рис. I



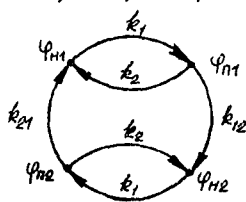
1/2/, 1/3/, где φ_n - фаза пучка частиц; φ_n - фаза напряжения на резонаторе;

Рис. I. Направленный граф для симметричной системы из n макрочастиц.

$$k_1 = \frac{-j \frac{I_0}{2} Q}{1 + j Q \left(\frac{R}{\omega} - \frac{R_0}{\omega} \right)};$$

$$k_2 = \frac{\sum_q q A_q I_0 [-(X_{q+} + X_{q-}) + j(Z_{q+} + Z_{q-})]}{2 \sum_q q U_q \cos \varphi_q};$$

Q , I_0 - добротность и частота синхротронных колебаний; Ω - частота возмущающего воздействия; q - номер гармоники; A_q - коэффициент гармоники; X_{q+} , X_{q-} , Z_{q+} , Z_{q-} - реактивные и активные сопротивления резонатора на



верхней и нижней боковой частотах q -й гармоники; Z_q - напряжение q -й гармоники; φ_q - равновесная фаза q -й гармоники.

Движению несимметричной системы из двух одинаковых ступков будет соответствовать направленный граф, показанный на рис.2, где φ_{n1} и φ_{n2} - фазы первого и второго пучков; φ_{n1} и φ_{n2} - фазы напряжения на резонаторах для первого и второго пучков;

Рис.2. Направленный граф для несимметричной системы из двух одинаковых ступков.

$$k_{1/2} = \frac{\sum_q A_q I_0 [-(X_{q+} + X_{q-}) \cos \theta + (Z_{q+} + Z_{q-}) \sin \theta + j(Z_{q+} - Z_{q-}) \cos \theta + j(X_{q+} - X_{q-}) \sin \theta]}{\sum_q q U_q \sin \varphi_q};$$

$\theta = q\omega_c \Delta t$; Δt - отрезок времени между моментами пролета ступков через резонатор. Исследование этой системы показало, что даже при двух резонаторах, второй и девятнадцатой гармоники, при некоторых расстройках возможно возбуждение синхротронных колебаний (оба резонатора при этом расстроены вниз). Поэтому было решено выбрать для быстрого накопления частиц в два ступка вторую гармонику, для работы на высоких энергиях - восемнадцатую гармонику и пятую гармонику для разведения частот синхротронных колебаний ступков. При этом один резонатор возбуждается на второй гармонике частоты обращения, а другой - в двухмодовом режиме на восемнадцатой и пятой гармониках.

Схематический чертеж резонатора второй гармоники представлен на рис.3. Резонатор представляет собой короткозамкнутый отрезок коаксиальной линии, нагруженный на емкость величиной 1300 пФ (6) из 20 вакуумных конденсаторов К61-4 (50 и 100 пФ, 45 кВ) и 2 вакуумных конденсаторов переменной емкости КП1-3 (5-100 пФ, 25 кВ). Резонатор состоит из двух частей, которые охватывают керамический изолятор (7), впаянный в вакуумную камеру накопителя (3). Настройка резонатора осуществляется вращающейся рамкой (2). Охлаждается резонатор дистиллированной водой, протекающей по трубкам, припаянным к корпусу резонатора (1), стенкам внутреннего проводника коаксиальной линии (8) и петле ввода мощности (5). Корпуса вакуумных конденсаторов имеют принудительное воздушное охлаждение. Резонатор имеет следующие электрические параметры: добротность - 4000, характеристическое сопротивление - 12 Ом, шунтовое сопротивление - 48 кОм, максимальная амплитуда напряжения на зазоре - 20 кВ.

Второй ускоряющий резонатор вакуумный и работает в двухмодовом режиме на частотах 72,54 МГц и 20,15 МГц. По конструкции (рис.4) нижней полости, резонирующей на частоте 72,54 МГц, он аналогичен старому резонатору накопителя ВЭП1-3 /1/, работавшему на частоте 76,57 МГц. Внутри корпуса нижней полости (8) на штанге (10) подвешена медная труба с дисками ("катушка"). По штанге на катушку подается постоянное напряжение до 20 кВ для подавления вторичного электронного разряда. Четвертьволновый отрезок коаксиальной линии (3) служит для замыкания напряжения 18 гармоники, которое появляется на штанге вследствие асимметрии катушки относительно корпуса. Настройка резонатора осуществляется упругой деформацией торцевых стенок резонатора. Подстройка резонатора 5-й

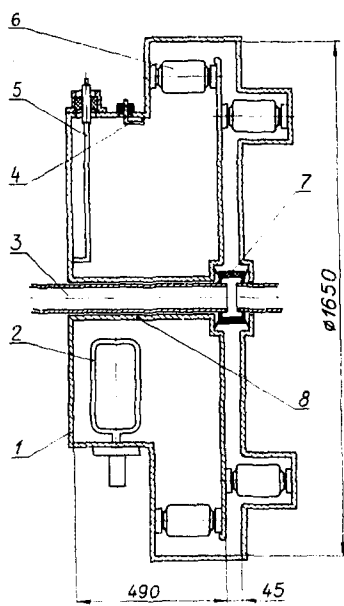
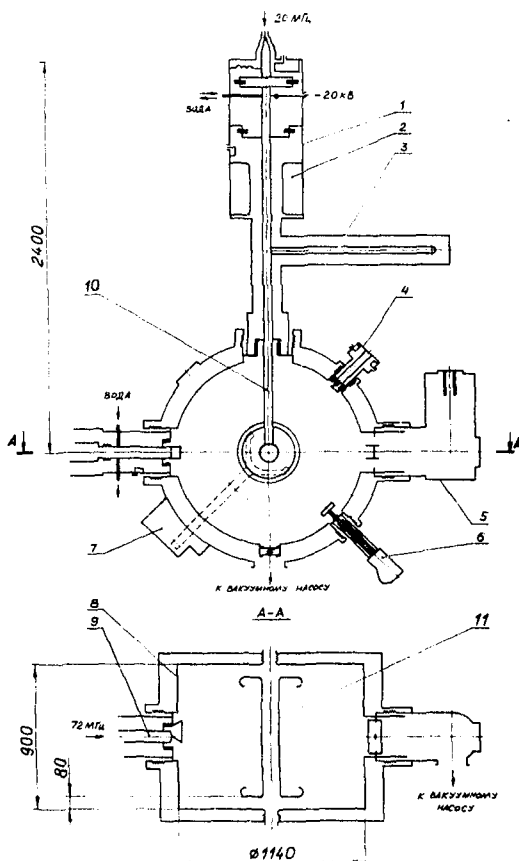


Рис.3. Ускоряющий резонатор
8,06 МГц:

1 - корпус; 2 - петля под-
стройки; 3 - вакуумная каме-
ра; 4 - датчик напряжения;
5 - петля ввода мощности;
6 - вакуумные конденсаторы;
7 - керамический изолятор;
8 - внутренний проводник
коаксиальной линии.

Рис.4. Ускоряющий резонатор
72,54 МГц и 20,15 МГц:
1 - резонансная полость частоты
20,15 МГц; 2 - пластины
перестройки частоты 20,15 МГц;
3 - четвертьволновый корот-
козамыкатель 72,54 МГц; 4 -
датчик напряжения; 5 - сорб-
ционный насос; 6 - механизм
подстройки высших мод; 7 -
механизм подстройки 72,54 МГц;
8 - корпус; 9 - ввод мощности
72,54 МГц; 10 - штанга; 11 -
труба с дисками ("катушка").



гармоники осуществляется шестью вращающимися пластинами (2). Охлаждается резонатор дистиллированной водой. Резонатор имеет следующие электрические параметры на 18 гармонике: добротность – 23000; характеристическое сопротивление – 150 Ом; шунтовое сопротивление – 3,45 МОм; максимальное ускоряющее напряжение – 800 кВ; коэффициент пролетного времени – 0,8. Электрические параметры резонатора на 5 гармонике: добротность – 2100; характеристическое сопротивление – 75 Ом; шунтовое сопротивление – 157 кОм; максимальное ускоряющее напряжение – 12 кВ; коэффициент пролетного времени – 0,34.

ВЧ-питание резонаторов осуществляется от трех усилителей мощности. Один из них (на частоту 8,06 МГц) имеет выходной каскад на двух лампах ГУ-36Б и развивает мощность до 20 кВт. Усилитель мощности на частоту 72,54 МГц имеет выходную мощность до 120 кВт. Его выходной каскад двухтактный, на тетродах ГУ-53А. В качестве усилителя мощности 5 гармоники 20,15 МГц использован передатчик с максимальной выходной мощностью 5 кВт.

Аппаратура управления ВЧ-системой обеспечивает включение и выключение ВЧ-мощности, авторегулирование усиления для стабилизации напряжения на резонаторах или тока фидеров, а также выключение ВЧ-мощности в аварийных режимах. Резонаторы снабжены устройствами для автоматической подстройки собственных частот с помощью сервоприводов. Управление сервоприводом для малых расстройек резонатора осуществляется от фазометра, измеряющего разность фаз между напряжением на ускоряющем зазоре и током фидера резонатора. При больших расстройках сервопривод управляется от потенциометрического датчика, установленного на резонаторе. Система синхронизации обеспечивает фазировку ускоряющих ВЧ-напряжений между собой. Для синхронизации перепуска в ВЭПП-3 из синхротрона Б-4, являющегося его инжектором, частота обращения Б-4 жестко привязана к частоте обращения ВЭПП-3 с помощью петли ФАПЧ, так что

$$f_{Б-4} = \frac{N_1}{N_2} f_{ВЭПП-3},$$

где N_1 и N_2 – целые числа. Частоту Б-4 можно менять, изменяя коэффициент N_1 с дискретностью 10 кГц в пределах $\pm 3\%$ от средней частоты (37,4 МГц).

Литература

1. В.Г.Вещеревич и др. Высоочастотная система электрон-позитронного накопительного кольца ВЭПП-3. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М.: Наука, 1972, т.2, с.164.
2. М.М.Карлинер. Устойчивость фазового движения многих ступок в накопителях заряженных частиц. – ЖТФ, т.41, в.9, с.1806.
3. С.Мэзон, Г.Циммерман. Электронные цепи, сигналы и системы. М.: ИЛ, 1963.

СОСТОЯНИЕ СООРУЖЕНИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН СССР

А.Г.Андреев, Б.И.Бондарев, С.К.Есин, Ю.Д.Иванов, Б.П.Мурин,
Ю.В.Сеничев, В.Л.Серов, А.П.Федотов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Сильноточный линейный ускоритель ионов водорода Московской мезонной фабрики на энергию 600 МэВ и средний ток пучка 0,5–1,0 мА /1–3/ включает в себя (рис.1) инжекторы протонов и отрицательных ионов водорода, а также инжектор поляризованных ионов водорода на энергию 750 кэВ, линейный ускоритель с трубами дрейфа на энергию 100 МэВ, работающий на частоте 198,2 МГц, и линейный ускоритель на энергию (100 + 600) МэВ с использованием ускоряющей структуры с шайбами и диафрагмами /4/, работающий на частоте 991 МГц. Предусматривается возможность однопучкового режима работы с ионами H^+ или H^- либо одновременное ускорение ионов H^+ и H^- с суммарным током 0,5–1,0 мА. На участке с энергией пучка 160 МэВ предусмотрен промежуточный вывод пучка.

Линейный ускоритель характеризуется большой средней мощностью в пучке (0,6 МВт) и среди всех классов ускорителей заряженных частиц в мире по этому параметру уступает лишь линейному ускорителю Лос-Аламосского комплекса мезонной фабрики. Линейный ускоритель является сложной машиной с большой суммарной ВЧ-мощностью, вводимой в резонаторы (импульсная мощность около 100 МВт, средняя – около 1,6 МВт), и большой протяженностью (450 м). Обеспечение радиационной чистоты ускорителя требует ограничения потерь пучка на длине ускорителя до значений порядка 10^{-4} /5/. Поэтому в проекте приняты соответствующие меры: фильтрация фазового объема пучка на входе ускорителя, система подавления поперечных колебаний пучка /6/, бесконтактные методы измерения параметра пучка /6/, диагностика возмущений пучка по анализу потерь ускоряемых частиц /7/, согласование продольного объема пучка с аксептансом основной части ускорителя /8/.

Ускоритель управляется с помощью автоматизированной системы управления, использующей ЭВМ типа СМ-4 /9/.

Линейный ускоритель создается в Институте ядерных исследований АН СССР, который является головной организацией по проекту мезонной фабрики.

В настоящее время смонтированы инжектор протонов и соответствующий инжекционный тракт с системами питания ионно-оптических устройств, осуществлен их пробный пуск. На выходе инжектора получен импульсный ток протонов 80 мА при частоте повторения 1 Гц. При неполном включении фокусирующих элементов канала транспортировки на входе в первый резонатор ускорителя получен импульсный ток протонов 16 мА.

На комплексных стендах проверена работа основных устройств ускорителя. Так, на стендах ВЧ-канала начальной части ускорителя получена номинальная импульсная (4 МВт) и средняя (0,2 МВт) ВЧ-мощность /I0,II/, разработаны и проверены программы автоматизированного управления: включение, отключение и диагностика неисправностей ВЧ-канала, ввод ВЧ-мощности в резонатор. Проверена работа систем стабилизации фаз и амплитуд полей в резонаторах.

На стенде-модуле основной части ускорителя исследован режим ввода мощности в четырехсекционный ускоряющий резонатор, проведена его тренировка и достигнут уровень импульсной мощности в резонаторе 2,5 МВт, что на 10% выше номинальных потерь в меди при частоте повторения импульсов 100 Гц /I2/. Обеспечено согласование волноводного тракта с резонатором на высоком уровне мощности с КСВ 1,08, проверены основные режимы системы автоматического регулирования собственной частоты резонатора. Ведется отработка алгоритма управления ВЧ-каналом от АСУ.

Проведены стендовые испытания резонаторов группирователя пучка инжектора (частота 198,2 МГц) на номинальном уровне мощности. Для контроля процесса группировки пучка разработан и установлен перед входом в первый резонатор фазовый анализатор длительности спуска (рис.2) с разрешением по фазе 1° /I3/.

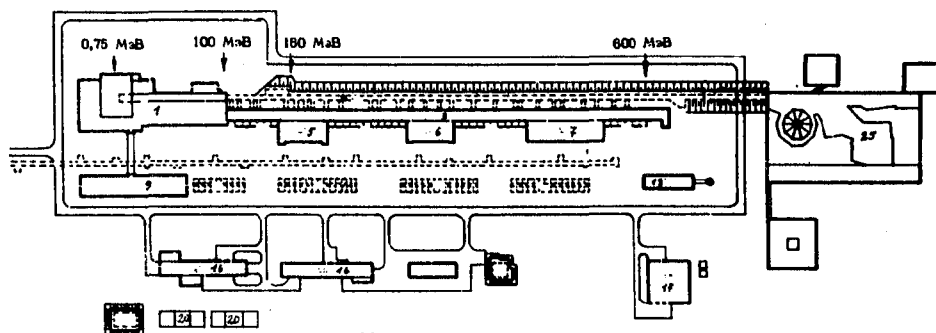
Большая часть (80%) специального технологического оборудования ускорителя изготовлена и смонтирована. В тоннеле ускорителя установлены все пять резонаторов начальной части ускорителя. Силами ИЯИ АН СССР изготовлены и настроены все 110 секций ускоряющей структуры основной части ускорителя, из которых две трети установлены в тоннеле ускорителя (рис.3). Изготовлен и смонтирован полный комплект триодных (рис.4) и клистронных (рис.5) генераторов. Ведется поузловая наладка радиоэлектронной аппаратуры систем ВЧ-питания обеих частей ускорителя, системы стабильного питания трубок дрейфа, системы автоматизированного управления и других систем. Для полного окончания монтажных работ промышленность должна завершить изготовление фокусирующих квадрупольных дублетов, коаксиальных и волноводных переключателей и небольшого набора радиоэлектронных шкафов. Силами ИЯИ АН СССР необходимо изготовить оставшуюся часть датчиков системы диагностики пучка.

Для отработки методики установки трубок дрейфа, магнитных измерений квадрупольных линз, высокоточной юстировки, для вакуумных испытаний и радиотехнической настройки был выбран последний, пятый резонатор начальной части, содержащий 9 трубок дрейфа и 2 полутрубки. Все указанные работы выполнены и пятый резонатор подготовлен для ввода ВЧ-мощности. Точность продольной юстировки трубок дрейфа ± 20 мкм. Поперечное смещение магнитных центров трубок дрейфа не превосходит 70 мкм. Юстировка элементов ускорителя выполняется МИИГАиК и ИЯИ АН СССР.

В первом резонаторе начальной части ускорителя (рис.6) смонтированы все 87 трубок дрейфа и 2 полутрубки (рис.7). На рис.8 представлены результаты их юстировки.

Для проведения автоматизированной радиотехнической настройки резонаторов при малом уровне ВЧ-поля разработан комплекс аппаратуры, обеспечивающий измерения на частотах 198,2 МГц (рис.9) и 991 МГц, состоящий из измерительной и вычислительной частей. В вычислительную часть входит крейт модулей КАМАК, вычислительная машина СМ-4 (либо ДВК-2), дисплей и АЦПУ. Измерительная часть представляет собой оригинальный генератор с автоподстройкой частоты /I4/.

МЕЗОННАЯ ФАБРИКА ИЛИ АН СССР



Условные обозначения

1. Здание инжектора в первой части ускорителя	13. Вытяжной вентилятор
2. Тоннель основной части ускорителя	16. Здание холодильной установки
3. Галерея высокочастотного питания	17. Станция водоподготовки и очистки сточных вод
5, 6. Технологические здания	18. Насосная оборотного водоснабжения
7. Центральный пульт управления ускорителя	20. Градирня
8. Энергоскорпус	25. Палатон экспериментального комплекса

Рис.1. План расположения основных объектов Московской мезонной фабрики.

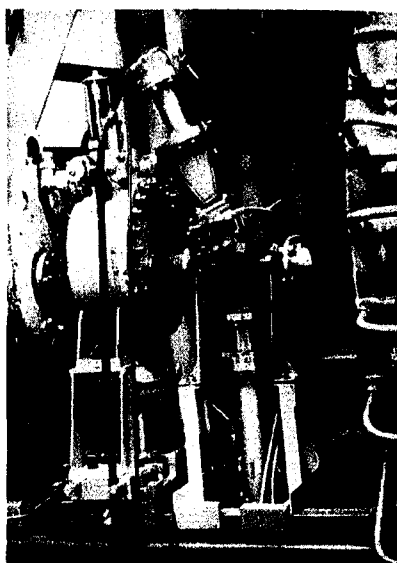


Рис.2. Фазовый анализатор длительности сгустка.

Рис.3. Туннель основной части ускорителя.



Рис.4. Триодный ВЧ-генератор начальной части ускорителя.





Рис.5. Зал клистронных ВЧ-генераторов основной части ускорителя.



Рис.6. Первый резонатор начальной части ускорителя.



Рис.7. Внутренний вид первого резонатора.

На частоте $198,2 \text{ МГц}$ при добротности пятого резонатора 5000 точность отслеживания частоты генератора за собственной частотой резонатора за время одного измерения распределения поля вдоль пятого резонатора составляет 1 Гц . На рис.10 показано распределение поля в этом резонаторе.

Исследования, проведенные в процессе изготовления секций ускоряющей структуры основной части ускорителя /15/, позволили решить ряд важных задач, таких, как влияние геометрических и радиотехнических допусков на стабильность распределения поля /16/, определение полосы запираения по дисперсионной характеристике в окрестности рабочей частоты /17/, определение поперечного шунто-

вого сопротивления для колебаний несимметричных типов и оценка предельного тока в линейном ускорителе при взаимодействии пучка с этими колебаниями /18/, смещение колебаний нерабочего типа по частоте от значения частоты рабочего колебания /19/.

На рис. II показаны результаты измерения на низком уровне мощности радиотехнических параметров ускоряющих секций основной части ускорителя (кривая 1) /15/.

Ограничение значения наклона поля вдоль секции возникает из требования возможности установки с помощью времяпролетной процедуры средних значений амплитуды и фазы ВЧ-поля с заданной проектом точностью (соответственно 1% и 1°) /20/. Кривая 2 на рис. II соответствует расчетной величине амплитуды наклона поля (средней по 4 секциям резонатора), которая приводит к когерентным колебаниям сгустка на резонаторе с амплитудой $0,25^\circ$ (что эквивалентно методической погрешности установки фазы). Экспериментальные точки (кривая 1) лежат существенно ниже.

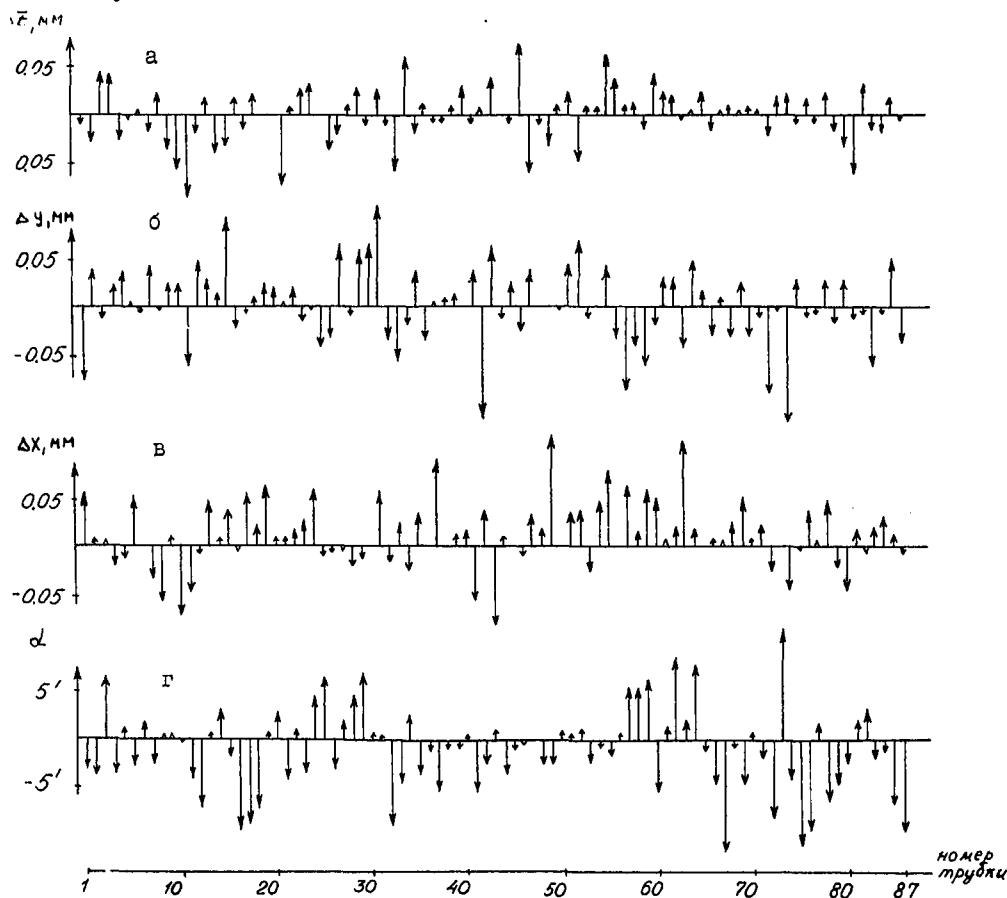


Рис. 8. Результаты юстировки трубок дрейфа в первом резонаторе начальной части ускорителя:

- а - продольные отклонения трубок от расчетных координат;
- б - поперечные смещения магнитных осей трубок по вертикали;
- в - поперечные смещения магнитных осей трубок в плане;
- г - поворот медианных плоскостей квадрупольных линз трубок относительно горизонтальной плоскости.

Рис. 9. Аппаратура для измерения распределения поля в резонаторах начальной части (частота 198,2 МГц).

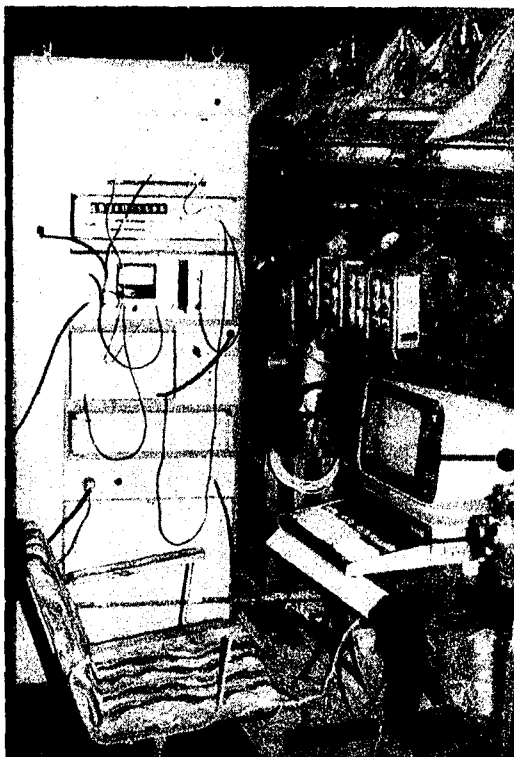
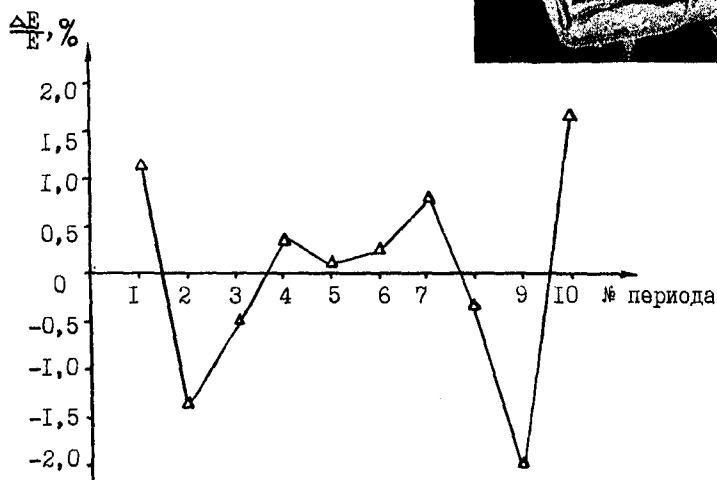


Рис. 10. Распределение среднего поля по периоду ускоряющего поля в резонаторе № 5 начальной части.



Среднеквадратичная неравномерность поля по секции не превышает 1,5%. Проектом предусматривалась величина 2%. Из численного моделирования с точки зрения потерь частиц допустима неравномерность поля до 10%.

Таким образом, можно утверждать, что на данном этапе геометрические и радиотехнические параметры, достигнутые в ходе изготовления и настройки секций, полностью отвечают требованиям динамики пучка.

В течение 1987–1990 гг. намечается осуществить поэтапный физический пуск ускорителя и обеспечить вывод пучка протонов для проведения первых физических экспериментов при энергиях 160 МэВ и 600 МэВ.

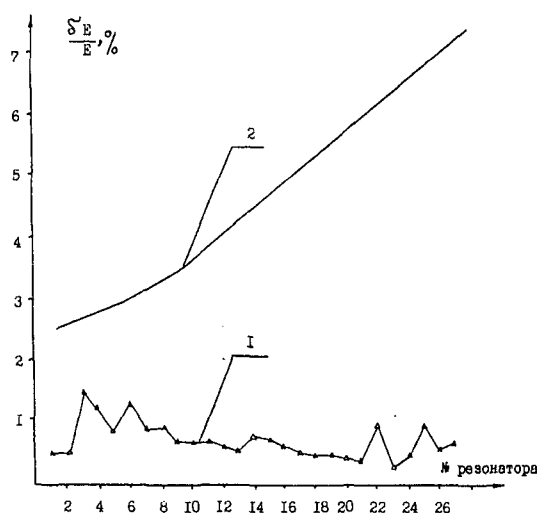


Рис. II. Зависимость среднего значения наклона поля по 4 секциям каждого резонатора от номера резонатора (1 - экспериментальные результаты, 2 - расчет).

Л и т е р а т у р а

1. B.P. Murin et al. Proc. of the 1972 Proton Linear Accel. Conf., USA, Los Alamos, LASL, 1972, p. 387
2. Б.П.Мурин и др. Линейные ускорители ионов, т.1,2. М.,Атомиздат, 1978.
3. V.D. Burlakov et al. Proc. of the 1984 Linear Accel. Conf., Secheim, 1984, p.9.
4. В.Г.Андреев.-ЖТФ, т.41, вып.4, 1971, с.788
5. Б.П.Мурин, А.П.Федотов.-Атомная энергия, 1975, т.38, вып.3, с.146
6. B.P.Murin et al.-Particle Accelerators, 1975, v. 6, n.3, p. 133
7. А.П.Федотов.-Приборы и техника эксперимента, № 5, 1981, с.7.
8. Б.И.Бондарев, Л.Ю.Соловьев.-Атомная энергия, т.32, вып.1, 1972, с.79
9. Вагин А.И. и др. Многомашинный комплекс автоматизированной системы управления ускорителем МЕТАН. В кн.: Применение ЭВМ в системах реального времени, М., Энергоиздат, 1982.
10. С.К.Есин и др. Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИИИ АН СССР. Труды III Всесоюзного семинара, ИИИ АН СССР, М., 1984, с.23-30.
11. А.В.Мищенко и др. Труды РТИ АН СССР, 1977, № 28, с.53, с.42.
12. С.К.Есин и др. Результаты испытаний модуля основной части ЛУМФ на высоком уровне мощности. Наст. сб., с.221.
13. A.V. Feschenko, P.N. Ostroumov, Proc. of the 1986 Linear Accel. Conf., June 2-6, 1986, Stanford, USA.
14. С.И.Шараментов. Вопросы атомной науки и техники. Серия: техника физического эксперимента, Харьков, вып.2 (14), 1983, с.92
15. С.К.Есин и др. Результаты радиотехнической настройки ускоряющих секций ЛУМФ. Наст.сб., с.182.
16. С.К.Есин и др. Труды 9 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИИИ, Дубна, 1985, т.1, с.148.
17. I.V.Gonin et al. IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-32, 1985, p. 2818.
18. I.V.Gonin et al. ibid, p. 2368.
19. V.G.Andreev et al. IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-30, n. 4, 1983, p. 3575.
20. Ю.В.Сеничев, Е.Н.Шапошникова. Квазиравновесное движение в ускорителе, состоящем из секций с постоянной фазовой скоростью. Препринт П-0449, ИИИ АН СССР, М., 1986.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАДИОТЕХНИЧЕСКОЙ НАСТРОЙКИ УСКОРЯЮЩИХ СЕКЦИЙ ЛУМФ

С.К.Есин, Л.В.Кравчук, В.В.Парамонов, В.А.Пунтус, Г.В.Романов,
С.Г.Тарасов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Ускоряющая система высокоэнергетической части (100+600 МэВ) линейного ускорителя Московской мезонной фабрики (ЛУМФ) состоит из 110 секций ускоряющей структуры с проводящими шайбами и диафрагмами. Каждая секция содержит два торцевых днища и от 13 до 27 регулярных модулей с шайбой и диафрагмой, рис.1. Размеры модулей в пределах одной секции одинаковы и рассчитаны таким образом, что фазовая скорость ускоряющей волны равна скорости синхронной частицы в середине секции. Габаритные размеры секций: внешний диаметр 450+400 мм, длина $1,8 + 3,2$ м; материал - бескислородная медь. Внешний вид одной из ускоряющих секций показан на рис.2.

Конечный процесс изготовления ускоряющих секций, включающий в себя такие операции, как чистовая механическая обработка модулей, радиотехническая настройка, пайка технологических блоков модулей в водородной печи и проверка радиотехнических параметров и вакуумной герметичности секций после пайки, проводился на специализированном участке в ИЯИ АН СССР. Работа начата в 1981 году и завершена в июне 1986 года. В настоящее время близится к завершению монтаж ускоряющей системы в туннеле ускорителя и ведется радиотехническая настройка четырехсекционных ускоряющих резонаторов.

В данном докладе кратко изложены методика и результаты радиотехнической настройки ускоряющих секций ЛУМФ.

Настраиваемыми радиотехническими параметрами ускоряющей секции являются: резонансная частота рабочего вида колебаний, полоса запирания на рабочей частоте дисперсионной характеристики и равномерность распределения ускоряющего поля по длине секции. Допуски на величины радиотехнических параметров секций, определяемые из требований совместной работы с генераторами ВЧ-питания и системами автоматического регулирования, а также требований динамики пучка по необходимой пропускной способности ускорителя, следующие: частота рабочего вида колебаний $f = 990,8 \pm 0,1$ МГц на низком уровне мощности при атмосферном давлении и температуре $t = 25^\circ\text{C}$; нулевая полоса запирания $\delta f = 0$ с точностью нескольких мегагерц (для данной ускоряющей структуры); наклон ускоряющего поля по длине секции $E \leq \pm 8\%$, среднеквадратическая неравномерность поля по центрам ускоряющих зазоров секции $\langle E \rangle \leq 2\%$.

Основные принципы настройки ускоряющей структуры с шайбами и диафрагмами изложены в работах [1,2]. При настройке по результатам измерений изменяют отдельные размеры структуры, имеющие наибольшее влияние на тот или иной параметр, путем механической обработки. Использование метода последовательных приближений к заданному значению параметра показало, что настройка многосекционной ускоряющей системы представляет собой весьма продолжительный процесс. Исследования стабильности радиотехнических параметров в структуре с шайбами и диафрагмами, прежде всего распределения ускоряющего поля, проведенные в хо-

де работ по изготовлению ускоряющих секций в ИЯИ АН СССР /3/, позволили провести усовершенствования методики настройки, направленные на сокращение числа механических операций и учет особенностей технологии изготовления. Указанные усовершенствования позволили сократить время радиотехнической настройки одной секции с 40 до 8 рабочих дней – при обработке модулей на одном токарном станке. Для проведения радиотехнических измерений секция, состоящая из отдельных модулей, собиралась в вертикальном положении на стенде, рис.3. Настройка секций велась первоначально на одном, а затем одновременно на двух стендах.

Методика радиотехнической настройки

Настройка включает в себя два основных этапа: настройка частотных характеристик и выравнивание распределения ускоряющего поля по длине секции /4/.

Настройка секции на рабочую частоту проводится в следующей последовательности: первоначально настраивается отдельный отсек, образованный из двух днищ, без учета окон связей; затем настраиваются регулярные ускоряющие отсеки и отсеки связи (соответственно частота рабочего вида колебаний и полоса запирания), после чего настраиваются крайние отсеки с учетом окон связи с мостовыми устройствами, предназначенными для объединения четырех секций в единую колебательную систему, возбуждаемую от одного генератора.

Перед настройкой отдельного отсека из двух днищ окна для связи с мостовыми устройствами и пролетный канал днища без шайбы заглушаются специальными приспособлениями, обеспечивающими надежный контакт по всему контуру. Настройка частоты отсека проводится за два-три шага путем уменьшения диаметра шайбы. Величина очередного съема с диаметра шайбы Δd определяется с помощью выражения:

$$\Delta d = \frac{d}{C_d} \cdot \frac{\Delta f}{f}, \quad (I)$$

где f – частота отсека до проточки шайбы,
 d – диаметр шайбы до проточки;
 Δf – требуемое изменение частоты отсека;
 C_d – коэффициент влияния.

В отличие от известных ускоряющих структур на основе связанных резонаторов секция структуры с шайбами и диафрагмами, вследствие большой величины коэффициента связи ($K_{св} \approx 30 + 50\%$), настраивается в целом, минуя индивидуальную настройку регулярных отсеков. С целью уменьшения числа механических операций при настройке на рабочую частоту регулярных ускоряющих отсеков секция делится на 3–4 группы по 6–7 модулей в каждой. Величина уменьшения диаметра шайбы модулей первой группы Δd_1 определяется по коэффициенту влияния, получаемому при настройке предыдущей секции, близкой по геометрическим размерам. В случае отклонения значения частоты рабочего вида колебаний от требуемого при настройке следующей группы модулей вносится коррекция в величину Δd . Оценку коррекции можно делать, исходя из того обстоятельства, что частота секции f_c практически является среднеарифметическим значением собственных частот регулярных ускоряющих отсеков f_i и отсека, образованного из двух днищ f_g :

$$f_c = \frac{f_g + \sum_{i=1}^N f_i}{N+1}, \quad (2)$$

где N – число регулярных ускоряющих отсеков (модулей, геометрических периодов).

Значение частоты группы модулей при коррекции выбирается из условия, чтобы частотная расстройка между соседними группами не превышала $\sim \pm 300$ кГц. Экспериментальные исследования показали, что искажения распределения поля по длине секции при таких расстройках не происходит, и величина среднеквадратической неравномерности поля в пределах точности измерений методом малых возмущений не изменяется /4/.

Условием настройки структуры с точки зрения компенсации возмущений уско-ряющего поля является равенство частот регулярных ускоряющих отсеков и отсе-ков связи. При этом на дисперсионной характеристике ускоряющая мода и мода связи совпадают по частоте, и полоса запираания на рабочем виде колебаний структуры равна нулю. Поскольку геометрия торцевых днщ секции такова, чтобы реализовать граничные условия для возбуждения ускоряющей моды, непосредствен-ное измерение частоты моды связи при настройке многосекционной ускоряющей сис-темы весьма затруднительно. Первоначально в качестве измеряемого и настраивае-мого параметра мы использовали величину несимметрии по частоте ближайших ви-дов колебания относительно рабочего вида $\Delta f'_1$. Оптимальное значение $\Delta f'_1$, соответствующее нулю полосы запираания, определялось в соответствии с работой /5/. Исследования дисперсионных свойств ускоряющей структуры с шайбами и диа-фрагмами позволили найти способ определения полосы запираания по измеренным значениям частот двух пар видов колебаний, близких к рабочему /6/. Для коле-баний видов $\theta_m = \frac{N-m}{N}\pi$ и $\theta_n = \frac{N-n}{N}\pi$ имеем

$$\begin{aligned}\Delta f_m &= f'_m + f''_m - 2f, \\ \Delta f_n &= f'_n + f''_n - 2f.\end{aligned}\quad (3)$$

Ширина полосы запираания определяется по формуле:

$$\Delta f = \frac{m^2 \Delta f_n - n^2 \Delta f_m}{m^2 - n^2}.\quad (4)$$

Как правило, измеряются частоты первых двух-трех пар видов колебаний, считая от рабочего, т.е. $m = 1, 2$; $n = 2, 3$. Настройка регулярных отсеков связи на частоту осуществляется путем увеличения внутреннего диаметра структуры $\mathcal{D}$ у всех модулей секции. Требуемое увеличение диаметра $\Delta \mathcal{D}$ определяется графиче-ски из зависимости $\Delta f = f(\Delta \mathcal{D})$. Достаточно большие допуски на параметр Δf для структуры с шайбами и диафрагмами /5/ позволяют с учетом результатов настройки предыдущей секции производить указанную операцию за один прием. Поскольку коэффициент влияния изменения диаметра $\mathcal{D}$ на частоту ускоряющих отсеков мал /7/, рабочая частота изменяется на небольшую величину и остается в пределах требуемой точности.

При соединении секции с мостовым устройством частота крайнего отсека, примыкающего к днщу, понижается на десятки мегагерц, что смещает частоту сек-ции в целом и приводит к появлению дополнительного наклона ускоряющего поля по длине. Этим обусловлена необходимость настройки крайних отсеков после настройки на рабочую частоту регулярных отсеков. Частота крайних отсеков повы-шается за счет уменьшения диаметра шайбы на днще и диаметра шайбы модуля, примыкающего к днщу без шайбы. При настройке мостовое устройство имитируется отрезком волновода с короткозамыкающим поршнем. Закорачивающая пластина порш-ня устанавливается в положение, соответствующее узлу электрического поля в мостовом устройстве. Определение положения узла по результатам измерений час-тоты в зависимости от положения пластины производится на ЭЭМ по алгоритму, описанному в работе /8/. Величины уменьшения диаметра шайб определяются по описанной выше методике, согласно выражению /I/ с уточнением коэффициента влияния на каждом шаге.

Выравнивание ускоряющего поля по длине секции обусловлено тем, что L-образные штанги крепления шайб в модулях нарушают симметрию связи соседних отсеков, в результате чего образуется наклон ускоряющего поля. Выравнивание поля можно произвести путем уменьшения толщины диафрагмы всех модулей со стороны меньшего поля на величину, определяемую из коэффициента влияния /I/. Однако после пайки блоков модулей первых секций, имеющих ровное по длине поле, измерения показали появление наклона поля $\sim 15-20\%$, вызванного проседанием штанг под действием веса закрепленной на них шайбы. Поскольку введение дополнительных конструктивных элементов, исключающих это проседание, привело бы к усложнению технологии изготовления модулей, было предложено /9/ вносить поправку в величину наклона поля по длине секции до пайки блоков модулей. Это достигается путем перемещения всех шайб в продольном направлении за счет небольшой деформации штанг. Величина перемещения определяется следующим образом:

$$\Delta l = \frac{0,1 \cdot E_k}{N \cdot \Delta E_i} \text{ мм} , \quad (5)$$

где ΔE_i - величина изменения наклона поля на ускоряющий отсек (рассматривается только величина поля в центре зазора) при смещении шайб на 0,1 мм, E_k - требуемое изменение наклона поля в секции перед пайкой

$$E_k = E_{gn} \pm E_n \quad \% , \quad (6)$$

где E_n - измеренное значение наклона поля в секции после настройки на рабочую частоту,

E_{gn} - наклон поля до пайки с учетом смещения шайб в процессе пайки на величину Δh

$$E_{gn} = 10 \cdot \Delta h \cdot \Delta E_i \cdot N \quad \% . \quad (7)$$

Техника измерений

Для проведения измерений при радиотехнической настройке ускоряющих секций в ИЯИ АН СССР разработан измерительно-вычислительный комплекс, позволивший автоматизировать трудоемкую операцию - измерение распределения ускоряющего поля по длине секции /10/.

Измерительная часть комплекса включает в себя систему протяжки возмущающего тела; частотомер; генератор, задающий частоту сбора данных и устройство слежения за резонансной частотой секции, представляющее собой систему автоматического регулирования частоты генератора СВЧ с электронной перестройкой под частоту резонатора /11/.

Вычислительная часть комплекса состоит из ЭВМ, крейта модулей КАМАК, дисплея и АЦПУ. Первоначально использовалась ЭВМ типа СМ-4 с удаленным терминалом, затем был создан автономный измерительно-вычислительный комплекс на базе микроЭВМ типа ДВК-2.

После обработки результатов измерений в соответствии с алгоритмами, разработанными в работе /8/, выдается следующая информация: напряженность ускоряющего поля в i -ой точке расположения возмущающего тела E_i ; максимальное значение напряженности поля в ускоряющем зазоре E_j ; среднее значение величин E_j по секции-Б; регулярный наклон значений E_j по длине секции E_n ; среднеквадратическая неравномерность значений E_j - $\langle \bar{E} \rangle$; среднеквадратическая неравномерность значений E_j без учета регулярного наклона поля в секции - $\langle E \rangle$. По распределению ускоряющего поля вычисляются значения $R_{\text{н}}/Q$ и

$\varepsilon T^2/Q$, где R_w и εT^2 - шунтовое и эффективное шунтовое сопротивление секции, Q - добротность.

Погрешности измерения частоты и добротности обычные для измерений резонансным методом. Методическая погрешность измерения напряженности поля в точке при использовании в качестве возмущающего тела шарика диаметром до 10 мм оценена с помощью вычислительной программы *MULTIMODE* и составляет от $3 \cdot 10^{-3}$ для первой секции (фазовая скорость $\beta_p = 0,43$) до $1 \cdot 10^{-3}$ для последней ($\beta_p = 0,79$). Случайные ошибки, определенные методом статистических испытаний, не превышают следующих значений:

$$\delta F_i/E_i = 2,6 \cdot 10^{-3}; \quad \delta \langle E \rangle / \langle E \rangle = 6 \cdot 10^{-4}; \quad \delta E_n/E_n = 2 \cdot 10^{-3};$$

$$\delta(R_w/Q)/(R_w/Q) = 1,2 \cdot 10^{-3}.$$

Время измерения распределения поля в ускоряющей секции и обработки результатов составляет при работе с СМ-4 - 2-3 минуты, с ДВК-2 - 4-5 минут.

Результаты настройки ускоряющих секций

Для определения требуемых значений радиотехнических параметров четырехсекционных ускоряющих резонаторов и анализа работы ускорителя составлена таблица значений параметров каждой секции. Здесь мы приведем некоторые общие результаты, позволяющие судить о качестве изготовления и настройке ускоряющей структуры.

Все ускоряющие секции настроены на рабочую частоту с заданной точностью ± 100 МГц. При этом величина уменьшения диаметра шайб составила от ~ 4 мм на первых секциях до $\sim 5,5$ мм на последних. Коэффициент влияния изменения диаметра шайбы на частоту ускоряющей моды имел значения соответственно от $\approx 2,8$ МГц/мм до $2,3$ МГц/мм, что достаточно хорошо согласуется с расчетными данными, приведенными в работе [7].

Полоса зашпринга на рабочем виде колебаний ускоряющих секций в среднем по ускорителю составляет величину $\delta f = 0,8$ МГц, максимальное значение не превышает $3,6$ МГц. Увеличение диаметра структуры d_2 в зависимости от коэффициента влияния на частоту моды связи (незначительно уменьшающегося от первых к последним секциям) и числа модулей в секции имело значение $1,5 \pm 2,5$ мм.

Регулярный наклон ускоряющего поля в секциях, определяемый в целом по ускорителю без учета знака наклона, имеет среднеквадратическое значение $E_n = 2,4\%$, максимальное значение не превышает $\pm 7\%$. Среднеквадратическая неравномерность распределения ускоряющего поля относительно прямой регулярного наклона, представляющая основной интерес при анализе динамики пучка, в среднем по ускорителю составляет величину $\langle E \rangle = 0,65\%$ и не превышает $1,8\%$. Среднеквадратическая неравномерность поля по длине секции не превышает значения $\langle \bar{E} \rangle = 2\%$. Графики распределения параметров ускоряющего поля E_n и $\langle \bar{E} \rangle$ по секциям основной части ДУМФ приведены на рис.4.

Интересно сравнить полученные результаты с данными по ускоряющим секциям с боковыми резонаторами связи, используемыми в высокоэнергетической части ускорителя мезонной фабрики *LAMPF*. По результатам работы по настройке ускоряющих секций *LAMPF* [12] величина наклона поля по секциям имеет среднеквадратическое значение по ускорителю $E_n = 5,5\%$, максимальное значение $E_n = 13,45\%$, неравномерность ускоряющего поля от ячейки к ячейке в среднем по ускорителю $\langle \bar{E} \rangle = 2,2\%$, максимальное значение $\langle \bar{E} \rangle = 4,7\%$.

Величина смещения шайб в процессе выравнивания ускоряющего поля имела значение $\Delta l = 0,15 \pm 0,2$ мм. На последних двадцати секциях смещение шайб сочеталось с уменьшением толщины диафрагм всех модулей секции на $0,1 \pm 0,2$ мм.

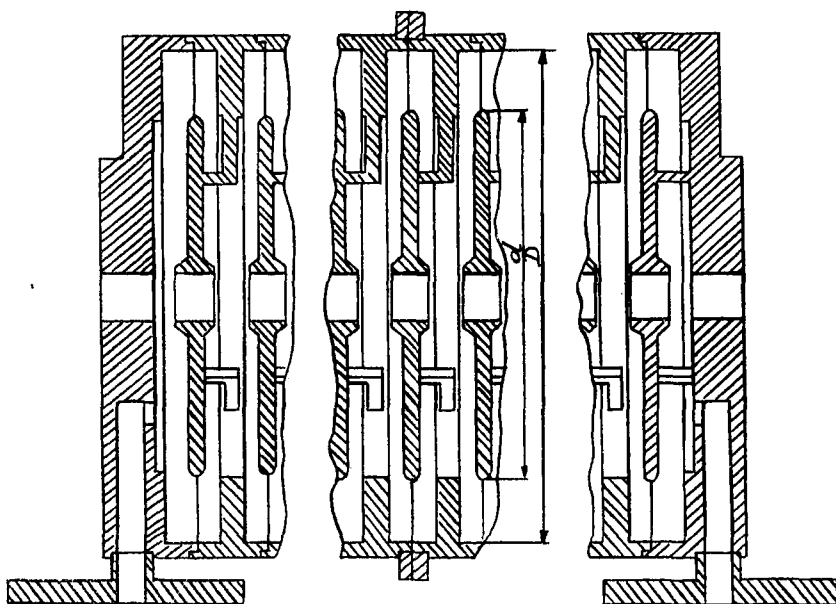


Рис.1. Конструкция ускоряющей секции.

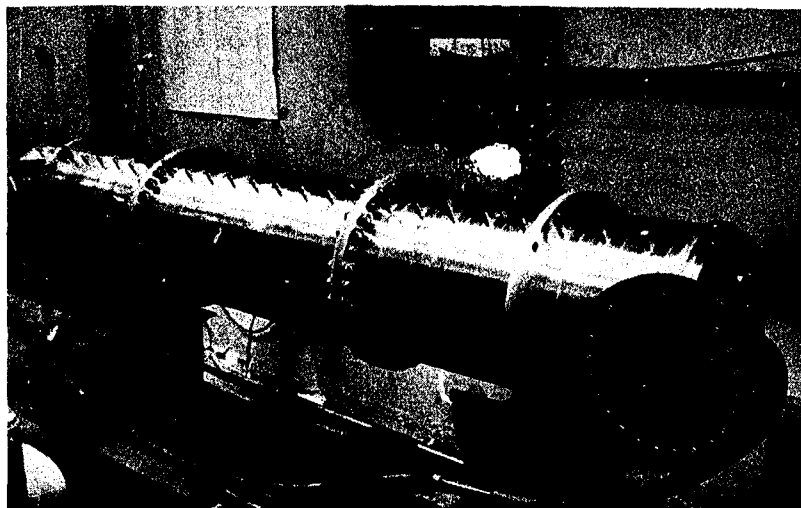


Рис.2. Внешний вид ускоряющей секции.

Значения отношений R_w/Q и zT^2/Q отличаются от расчетных на $2+4\%$, в отдельных случаях (в конце ускорителя) меньше расчетных на величину до 8% , вследствие близости к рабочей частоте колебаний нерабочих типов с одной и тремя вариациями по азимуту. Сравнение расчетной и экспериментальной зависимостей $zT^2/Q = f(A)$ приведено на рис.5. Эффективное шунтовое сопротивление имеет величину для высокоэнергетической части ЛУМФ $zT^2 \approx 22+39 \text{ МОм/м}$, что приблизительно на 10% ниже расчетной. Это объясняется в основном меньшими по сравнению с расчетом значениями добротности ускоряющих секций, составляющими $Q = (17 + 29) \cdot 10^3$.

Рис. 3. Ускоряющая секция на стенде радиотехнической на-
стройке.

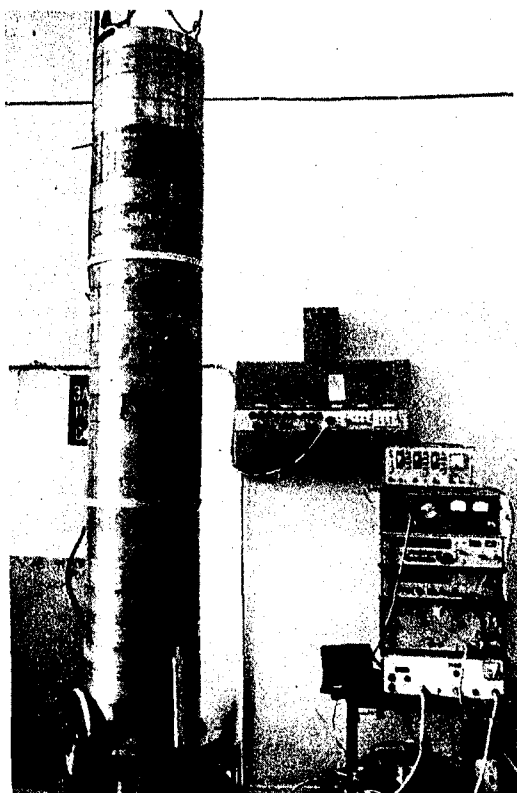


Рис. 4. Распределение значе-
ний параметров ускоряющего
поля по секциям.

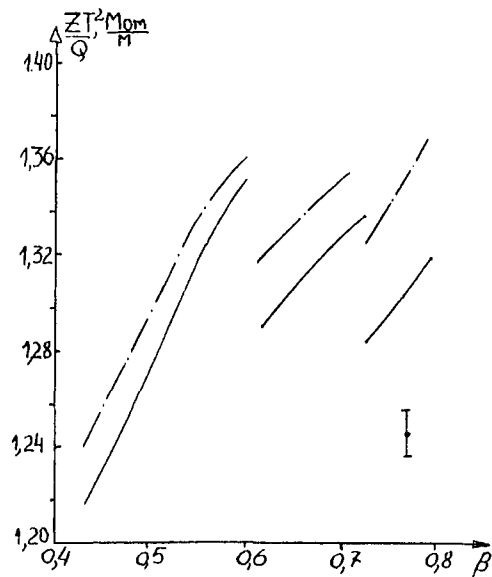
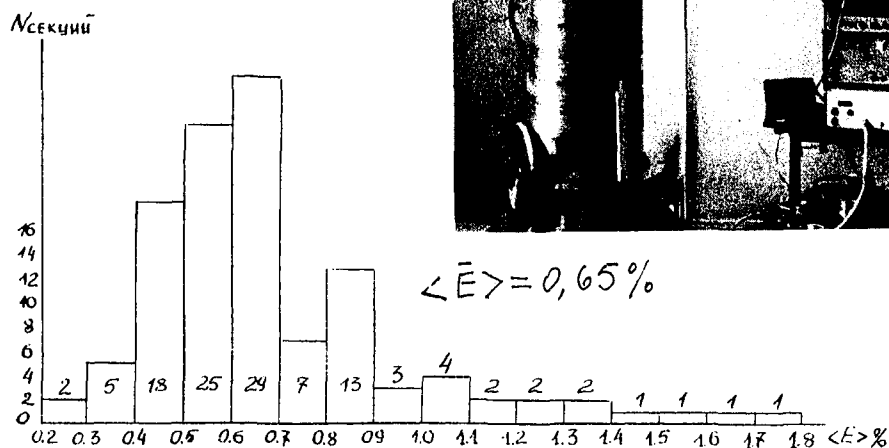


Рис. 5. Зависимость отноше-
ния эффективного шунтового
сопротивления к добротности
от фазовой скорости ускоря-
ющей волны: — . — — рас-
чет, ————— экспе-
римент.

В заключение можно отметить, что все ускоряющие секции основной части ускорителя Московской мезонной фабрики удовлетворяют заданным требованиям и пригодны к эксплуатации.

Авторы благодарят В.Г.Андреева, предложившего ускоряющую структуру с шайбами и диафрагмами, за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. В.Г.Андреев, В.М.Белугин, В.М.Пироженко. Труды РТИ АН СССР, № 16, М., с.133, 1973.
2. В.Г.Андреев, В.М.Белугин, Л.В.Кравчук. Вопросы атомной науки и техники, сер."Линейные ускорители", вып.2/5/, Харьков, с.33, 1977.
3. С.К.Есин, Л.В.Кравчук, В.В.Парамонов, Г.В.Романов. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1985, т.1, с.146.
4. Л.В.Кравчук, Г.В.Романов. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0334, М.,1984.
5. Л.В.Кравчук, Г.В.Романов. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0304, М.,1983.
6. И.В.Гонин, В.В.Парамонов, Г.В.Романов, А.И.Федосеев. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0413, М.,1985.
7. А.Г.Дайковский, Л.В.Кравчук, В.В.Парамонов и др.Препринт ИЯИ АН СССР, П-0186, М.,1981.
8. Л.В.Кравчук, Г.В.Романов. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0203, М.,1981.
9. С.К.Есин, Б.В.Калихов, Л.В.Кравчук и др. Вопросы атомной науки и техники, сер."Техника физического эксперимента", вып.2/14/, с.97, Харьков, 1983.
10. С.П.Агафонов, В.В.Годнев, О.Я.Грицына и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1985, т.1, с.187.
11. С.И.Шараментов. Вопросы атомной науки и техники, сер."Техника физического эксперимента", вып.2/14/, с.92, Харьков, 1983.
12. G.R.Swain. LA-7915 MS Informal Report, Los-Alamos, 1979.

ЛИНЕЙНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ДЛЯ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

А.С.Алимов, И.Г.Артых, В.Л.Гришин, Б.С.Ишханов, В.М.Сорвин, В.В.Ушканов
Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М.В.Ломоносова,
Москва

Б.В.Зверев

Московский инженерно-физический институт

А.Н.Сандалов

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

В НИИЯФ МГУ создается разрезной микротрон непрерывного действия (РМ) с энергией инжекции 7 МэВ, простотой энергии на орбиту 4,4 МэВ, полным числом орбит 25 и средним током пучка 100 мкА [1]. Главной особенностью линейных ускорителей РМ являются высокие тепловые нагрузки, характеризующиеся величиной В1-потери 10-30 кВт/м в диапазоне частоты 2450 МГц, и, одновременно, низкой напряженностью ускоряющих полей (0,5-1,5 МВ/м). В этой связи для сохранения параметров ускоряющего поля в условиях тепловых деформаций и возможной расстройки ускоряющая структура должна иметь значительный коэффициент связи ячеек, развитую поверхность теплообмена, обладая в то же время высоким эффективным шунтовым сопротивлением Z_{Σ} . Линейный ускоритель, расположенный на оси разрезного микротрона, должен иметь малый радиус для обхода пучком на первой орбите и значительное частотное разделение рабочего колебания и паразитных колебаний, которые могли бы привести к явлению обрыва тока пучка.

Перечисленным требованиям удовлетворяет бипериодическая структура с внутренними ячейками связи [2,3], которая и положена в основу линейных ускорителей РМ НИИЯФ МГУ. На рис. 1 приведен чертеж полуячейки секции ускорителя с указанием основных размеров. Оптимизация геометрии структуры по величине Z_{Σ} была выполнена с помощью программ *GNOM* [4] и *PRUD-0* [5] с учетом таких факторов, как простота изготовления, размеры пучка, допустимый градиент температур. Расчетные значения составили [6] $Z_{\Sigma} = 93 \text{ МОм/м}$, добротности ускоряющей ячейки и ячейки связи, соответственно, $Q_y = 17500$, $Q_c = 2500$. Факторы чувствительности к изменению геометрических размеров приведены в работе [6]. В работе [7] показано, что сдвиги собственных частот ускоряющей ячейки и ячейки связи за счет деформации при номинальном уровне рассеиваемой мощности (1 кВт на ячейку) и охлаждением только внешней поверхности составляют, соответственно, - 360 кГц и - 1300 кГц. Максимальный перепад температур наблюдается между носком и охлаждаемой поверхностью и составляет 25°C. Снижение Z_{Σ} не превышает 4%.

Выбор величины коэффициента связи ячеек диктуется возникающей, вследствие тепловых деформаций, расстройкой структуры и количеством ячеек в отдельной секции. В нашем случае стандартная секция состоит из 7 ускоряющих ячеек и 6 ячеек связи. Коэффициент связи $\sim 5\%$ обеспечивает высокую однородность поля ($\Delta E/E \sim 1\%$) при достаточно большом ($\sim 1 \text{ МГц}$) разбросе собственных частот ячеек, что существенно упрощает процедуру настройки секции. Экспериментально было найдено, что коэффициент связи $\sim 5\%$ может быть достигнут с помощью одной щели с угловым размером $\sim 56^\circ$, расположенной на максимальном радиусе боковой стенки ускоряющей ячейки (рис. 1).

Звод ВЧ-мощности в секцию осуществляется через центральную ячейку по волноводу сечением 72x34 мм. Размер окна связи, обеспечивающий согласование с подводщим волноводом в режиме малой токовой нагрузки, подбирался экспериментально с учетом последующего возрастания добротности при пайке и составил 19 мм. Перед пайкой ускоряющие ячейки и ячейки связи настраивались по методике, описанной в работе [3], путем проточки соответствующих размеров на станке. Средняя частота ускоряющих ячеек после настройки составила 2449,8 МГц с максимальным отклонением $\pm 0,6$ МГц, ячеек связи $-(2450,0 \pm 0,8)$ МГц. Нагруженная добротность перед пайкой составила $Q_n = 7200$ при КСВН = 1,2 (недосвязь).

Пайка секции осуществлялась в водородной печи фольгой ПСР-72В толщиной 0,05 мм. После пайки средняя частота ускоряющих ячеек составила $(2449,9 \pm 0,4)$ МГц, средняя частота ячеек связи $(2450 \pm 1,5)$ МГц. Нагруженная добротность составила $Q_n = 7100$, КСВН = 1,07 (пересвязь).

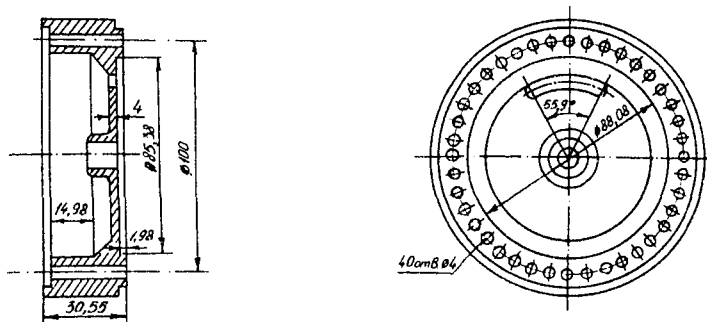
Секция не подвергалась дополнительной настройке. На рис. 2 показана дисперсионная характеристика секции, на рис. 3 - распределение поля рабочего колебания, полученное с помощью автоматизированного измерительного комплекса. Оценка величины эффективного шунтового сопротивления составила $Z_s \approx (74 \pm 3)$ МОм/м, снижение Z_s по сравнению с расчетом обусловлено главным образом наличием щелей связи и шероховатостью поверхности.

Откачка секции производилась через прорезы в узкой стенке подводщего волновода. Сдвиг резонансной частоты секции при откачке 5×10^{-8} мм Hg составил + 750 кГц, изменение резонансной частоты при равномерном изменении температуры секции следовало известному закону $\Delta f/f_0 \approx -\alpha \Delta T_0$ (рис. 4), где α - коэффициент линейного расширения меди.

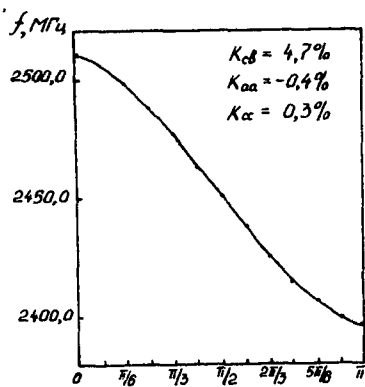
Охлаждение секции осуществляется 40 каналами $\varnothing 4$ мм каждый, просверленными на радиусе 50 мм (рис. 1). Применение каналов повышает эффективную поверхность теплообмена в 1,5 раза по сравнению с охлаждением водой, протекающей вдоль наружной поверхности по кожуху. Звод и вывод воды производится через торцевые фланцы из нержавеющей стали с обеих сторон секции.

Охлаждающие каналы объединены в 10 параллельных групп, каждая группа включает 8 последовательных каналов. Узел ввода мощности охлаждается отдельно. Измерения показали, что скорость воды в каналах 3 м/с, обеспечивающая необходимую турбулентность, достигается при перепаде давления на входе и выходе секции 2 атм и расходе воды 0,44 л/с.

Измеренный на высоком уровне ВЧ-мощности сдвиг резонансной частоты секции за счет тепловых деформаций составил - 500 кГц/кВт/ячейку, по сравнению с расчетным значением - 360 кГц/кВт/ячейку [6]. Отклонение от расчета вызвано наличием щели связи, ухудшающей теплообмен и облегчающей деформацию ячеек. Щель связи не могла быть учтена в расчете, поскольку расчет велся по двухмерной программе.

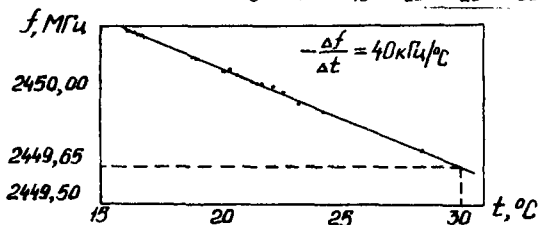
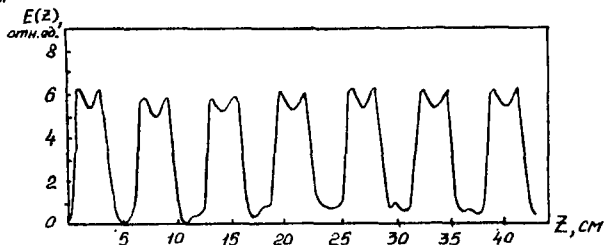


Р и с . 1. Чертеж полуячейки ускоряющей структуры.



Р и с . 2. Дисперсионная характеристика рабочего колебания.

Р и с . 3. Распределение электрического поля на оси секции ускорителя.



Р и с . 4. Температурная зависимость резонансной частоты секции.

Л и т е р а т у р а

1. Горбатов Ю.И. и др. Разрезной микротрон непрерывного действия НИИЯД МГУ (физическое обоснование). М.: изд. МГУ, 1984.
2. Schriber S.O. et al. Proc.1972 Proton Linear Acc.Conf., Los-Alamos, October 10-13, 1972.
3. Завадцев А.А., Зверев В.В. и др. Ускорители, вып. 17, М.: Атомиздат, 1979 г., с. 27.
4. Бухарин В.Л., Третьяков А.Г. Теория, расчет и экспериментальные работы по ускорителям заряженных частиц. М.: Энергоиздат, 1982, с. 96.
5. Абрамов А.Г., Дайковский А.Г. и др. Препринт ИФЭ 83-3, Серпухов, 1983.
6. Гришин В.К. и др. Препринт ИФЭ 84-II6, Серпухов, 1984.
7. Абрамов А.Г. и др. Препринт ИФЭ 85-26, Серпухов, 1985.

РЕЗУЛЬТАТЫ НАЛАДКИ МОЩНОЙ ВЧ-СИСТЕМЫ СТАНЦИИ ПЕРЕГРУППИРОВКИ ПУЧКА СИНХРОТРОНА У-70 НА ЧАСТОТУ УСКОРЯЮЩЕГО ПОЛЯ УНК

Э.Н.Бутряков, Г.Г.Гуров, В.В.Катаев, С.С.Ковалев, Б.В.Корзов,
В.Г.Кудрявцев, В.В.Поляков, И.В.Сергеев, И.И.Сулыгин, Б.К.Шембель

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Н.И.Балалыкин, В.В.Бекетов, Г.И.Сидоров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В соответствии с программой подготовки Серпуховского протонного синхротрона (У-70) к работе в качестве инжектора в УНК^{/1/} продолжаются работы по созданию станции перегруппировки пучка с частоты 6 МГц на частоту ускоряющего поля УНК - 200 МГц (СПП)^{/2/}. Станция создается в 2 очереди. Первая очередь обеспечивает перегруппировку пучка и отсеивание незахваченных частиц. Максимальная амплитуда ускоряющего напряжения в этом режиме составляет 1 МВ. Процесс перегруппировки занимает около 200 нс. Вторая очередь - импульсный канал с амплитудой напряжения 3 МВ и длительностью импульса около 150 нс - служит для согласования сгустков У-70 с сепаратрисами удерживающего ВЧ-поля первой ступени УНК.

ВЧ-система первой очереди СПП построена на базе передатчика типовой телевизионной станции ТВ-50/15-Ш^{/3/}. В оконечном каскаде ВЧ-генератора СПП используется 4 выходных каскада этой станции. Для сложения их мощностей разработана и изготовлена специальная система, состоящая из двух трехдецибелльных мостов на связанных линиях и волноводного моста с соединительными коаксиальными линиями и балластными нагрузками. Для возбуждения используется такой же каскад с мостовой системой деления его мощности на 4. Каждый каскад обеспечивает мощность 25 кВт и содержит 2 блока на тетрадах ГУ-36Б-I с мостовым сложением их мощностей. При поочередной наладке каскадов путем тщательной настройки контуров и их связи с нагрузкой удалось добиться хорошей балансировки, при которой мощность в балластной нагрузке каскада не превышает 1-2% от полезной мощности в эквиваленте нагрузки. Дополнительная подстройка требовалась только при смене ламп. В результате регулировки от ВЧ-генератора получена его номинальная мощность 100 кВт в непрерывном режиме.

В СПП применена резонаторная ускоряющая система с мостовым питанием резонаторов, аналогичная модулю ускоряющей системы УНК^{/4/}. Каждый из двух резонаторов снабжен зондовым узлом ввода мощности с изолятором из керамики 22ХС, узлом подстройки частоты с диапазоном 200 МГц, системой из трех демпферов высших типов колебаний, аналогичных примененным в модуле ускоряющей системы УНК^{/5/}, а также измерительной петлей.

Для исключения влияния на пучок в процессе его ускорения в У-70 резонаторы СПП снабжены специальным управляемым демпфером основного колебания^{/6/}. Он представляет собой (см.рис.1) полуволновый отрезок коаксиальной линии (1), которая на одном конце имеет зонд связи (2) с резонатором, а на другом - параллельно подключенные коммутатор (3) и низкодобротный коаксиальный шлейф (4) с поглотителем (5), настроенный на рабочую частоту 200 МГц с уче-

том емкости коммутатора. При разомкнутом коммутаторе устройство шунтирует резонатор в 200-1000 раз (в зависимости от размеров зонда и количества поглотителя). При этом пучок наводит на контактах коммутатора напряжение до 50 В. При замкнутом коммутаторе шунтирующее действие снимается, и при номинальном напряжении рабочей частоты на резонаторе ток через контакты коммутатора достигает 200 А, поэтому в нем применено 100 герконов типа МК-17, включенных параллельно. Быстродействие коммутатора с учетом дребезга контактов и разброса параметров герконов составляет 3 мс, что удовлетворяет требованиям СПП.

Для отработки режимов ввода мощности в резонатор и испытания его узлов в зале ВЧ-генератора был создан специальный стенд. ВЧ-возбуждение резонатора проводилось при вакууме $(1 \pm 5) \cdot 10^{-5}$ Па в импульсном режиме при различных длительностях импульса (от 10 мс до 1 с) и скважностях (от 30 до 1). Для подавления вторично-электронного резонансного разряда (ВЭР) на зонд ввода мощности подавалось смещение -2 кВ, а ВЧ-генератор был снабжен блокировкой, прекращающей подачу ВЧ-возбуждения при подсадке напряжения смещения на внутреннем сопротивлении источника из-за ВЭР. Такая блокировка оказалась значительно эффективнее стандартного блокировочного вакуумметра типа ВМВ-1/8, который имеет большую задержку (0,15-0,3 с) и не защищает изолятор ввода от напыления металлом при пробоях, вызываемых ВЭР. Для очистки поверхности резонатора он обрабатывался тлеющим разрядом в среде аргона при давлении около 3 Па. Разряд зажигался через зонд ввода мощности, время обработки ~2 часа при токе 50 мА. Благодаря такой обработке длительность процесса вывода резонатора в режим максимальной мощности сократилась до 20-30 минут. В резонатор устойчиво вводилась мощность 50 кВт, что соответствует напряжению на резонаторе 1 МВ. Это на 30% больше проектной величины.

С целью сокращения сроков монтажа и наладки ускоряющей системы СПП на действующем ускорителе У-70 она была предварительно смонтирована в I м от оси пучка. Произведена ее вакуумная откачка по временной схеме и запитка ВЧ-мощностью через волноводный фидер. Спробованы проектные режимы работы: $U_p = 700$ кВ, $T_k = 0,2 \pm 2$ с, период повторения около 9 с. При этом, в частности, были испытаны системы автоподстройки, обеспечивающие слежение частоты одного резонатора за частотой ВЧ-генератора и частоты другого резонатора за частотой первого с точностью 200-300 Гц. Уходы частоты в основном носили тепловой характер.

Поскольку в УНК для передачи ВЧ-мощности к ускоряющей системе предполагается использовать волноводный фидер, то в СПП принято аналогичное решение с целью получения практического опыта по изготовлению, монтажу и эксплуатации таких систем. Поперечные внутренние размеры волновода, выполненного из листового алюминия, составляют 860х300 мм. Фидер составлен из типовых прямолинейных секций длиной от 0,5 до 2 м, угловых поворотов в Е-и Н-плоскости и коротких (70 мм) гибких вставок. Полная длина фидера около 145 м, число элементов 110. На рис.2 показан общий вид ускоряющей и фидерной системы в зале У-70.

Проведенные радиотехнические измерения показали, что в полосе частот (200 ± 1) МГц коэффициент стоячей волны (КСВ) не превышает 1,9, что близко к расчетной величине $КСВ_{расч.} \leq 1,77$, полученной из экспериментальных данных о КСВ стыков и угловых поворотов, соответственно $\leq 1,02$ и $\leq 1,05$. В дальнейшем намечается поставить согласователь с целью уменьшения КСВ на рабочей частоте. Однако уже теперь ясно, что для УНК требуется повышать точность изготовления элементов фидера. Электрогерметичность фидера контролировалась с помощью

измерительного приемника, регистрирующего утечку ВЧ-энергии через стыки волноводов. После устранения дефектов напряженность электромагнитного поля вдоль всей трассы фидера не превышает 0,2 В/м при пропускании через него мощности 100 кВт. Это заметно ниже санитарных норм (5 В/м) и показывает, что нормы будут соблюдены и при проектной мощности в фидерах УНК (840 кВт).

После предварительных испытаний ускоряющая система СПП была установлена на ускорителе У-70 и проведены первые опыты по исследованию ее взаимодействия с пучком без включения ВЧ-напряжения рабочей частоты (200 МГц). Опыты проводились при интенсивности до $5 \cdot 10^{12}$ прот./цикл (ток пучка 160 мА).

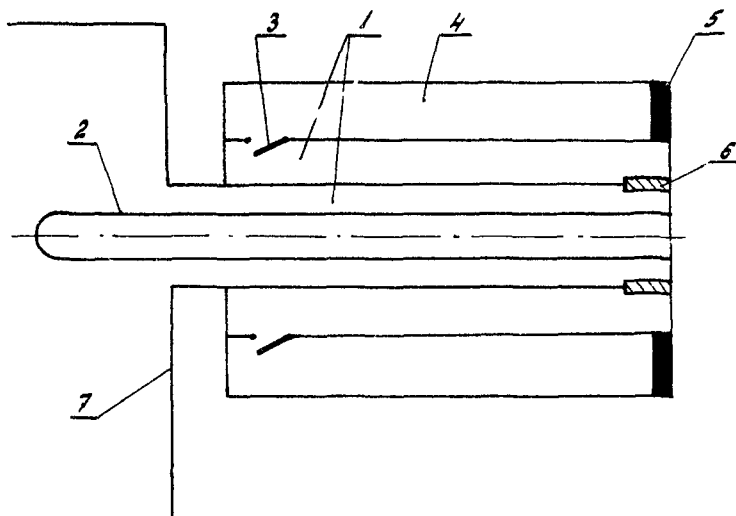


Рис. 1. Демпфер основного колебания. 1 - коаксиальная полуволновая линия, 2 - зонд связи с резонатором, 3 - коммутатор, 4 - коаксиальный шлейф, 5 - поглотитель, 6 - изолятор, 7 - стенка дна резонатора.

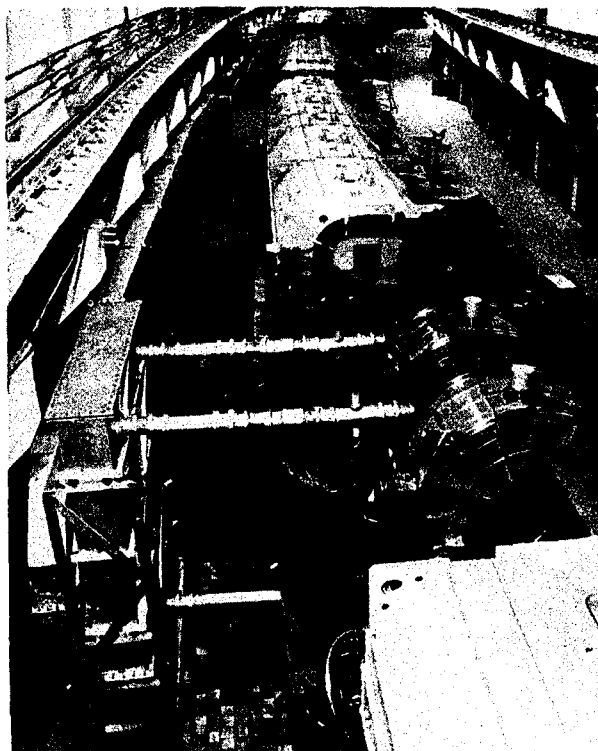


Рис. 2. Общий вид ускоряющей и фидерной системы СПП в зале У-70.

Продольный импеданс связи резонаторов с пучком на частоте 200 МГц с учетом их шунтирования балластной нагрузкой моста составляет 2,5 МОм/рез. При включенных демпферах основного колебания он снижается до 25 кОм/рез. (при специально уменьшенной для данных опытов длине зонда связи). Как следует из расчетов согласно ^{7/}, оба эти значения импеданса превышают допустимую величину лишь перед критической энергией на время 50 мс для зашунтированных резонаторов и 200 мс – для расшунтированных. Расчетная величина инкремента возможной мультипольной неустойчивости составляет соответственно 13 с^{-1} и 670 с^{-1} . В результате неустойчивость в первом случае просто не успевает развиться. В случае же расшунтированных резонаторов их полоса пропускания 8 кГц пересекается соответствующей гармоникой частоты обращения частиц примерно за 1 мс, что также препятствует развитию неустойчивости. Так что при данном уровне интенсивности сильной неустойчивости не ожидалось.

Эксперименты подтвердили эти предположения. Каких-либо заметных помех ускорению пучка в У-70 ускоряющая система СПГП не представляла, как при включенных, так и при выключенных демпферах основного колебания. Изменяющаяся в цикле ускорения частота соответствующей гармоники тока пучка периодически совпадает с неизменной частотой резонаторов. В эти моменты пучок наводил на расшунтированных резонаторах напряжение 10–15 кВ, что позволяет оценить амплитуду гармоники тока пучка в 3–4 мА. Такой ток наводил на зашунтированном резонаторе напряжение 100–150 В, которое оказалось за порогом чувствительности измерительной аппаратуры, подготовленной для наблюдения напряжений до 150–200 кВ.

В конце 1986 года будут продолжены опыты по более детальному исследованию процессов взаимодействия ускоряющей системы СПГП с пучком и начаты эксперименты по его перегруппировке.

Л и т е р а т у р а

1. Агеев А.И. и др. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1981, т. I, стр. 13.
2. Васильев В.А. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1985, т. II, стр. 384.
3. Степанов Н.В., Панченко М.М., Шурский В.Н. Радиопередающее оборудование телевизионной станции ТВ-50/15-Ш. В кн.: Оборудование радиопередающих телевизионных и УКВ ЧМ вещательных станций. "Связь". М. 1974.
4. Каталев В.В. и др. Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1983, т. I, стр. 138.
5. Каталев В.В. и др. Препринт ИФВЭ 86-97. Серпухов, 1986.
6. Кудрявцев В.Г., Сулыгин И.И., Шембель Б.К. Устройство для шунтирования ускоряющего резонатора. А.с. 1163796. ОИ 1986, №5, стр. 263.
7. Балбеков В.И., Иванов С.В. Препринт ИФВЭ 84-211. Серпухов, 1984.

КОМПЕНСАЦИЯ НАГРУЗКИ ПУЧКОМ В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ - ИНЖЕКТОРЕ В БУСТЕР ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИФВЭ

Е.В.Мазуров, И.Г.Мальцев, А.Б.Масаев, В.И.Нагаев

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Инжектором в бустер протонного синхротрона ИФВЭ является линейный ускоритель с квадрупольной ВЧ-фокусировкой с ускоряющей структурой на Н-волне ^{1/}. Для выравнивания энергии ускоренных частиц на выходе ускорителя установлен разгруппирователь, выполненный в виде двухзачорного коаксиального резонатора ^{2/}. Структурная схема ускорителя с разгруппирователем приведена на рис.1.

Для ввода ВЧ-мощности в начальную часть ускорителя (НЧУ) и секции основной части ускорителя (ОЧУ) выбрана схема распределенного по длине ускорителя возбуждения резонаторов с разветвлением ВЧ-тракта на высоком уровне мощности, ВЧ-питание осуществляется от усилителей мощности, работающих на триодах ГИ-27АМ.

Динамика частиц ограничивает допуски на нестабильность ускоряющих полей в НЧУ и ОЧУ в следующих пределах: по амплитуде - не более $\pm 2\%$, по фазе - не более $\pm 3^\circ$.

Для быстрой компенсации возмущений ВЧ-поля пучком применены: в НЧУ - система нелинейной стабилизации (СНС), осуществляющая нелинейное авторегулирование по сигналу ВЧ-напряжения в резонаторе; в каждой секции ОЧУ - система автокомпенсации (АК) с авторегулированием по сигналу отраженной волны от резонатора ^{3/}. Быстродействие систем составляет $0,2 + 0,6$ мкс.

В СНС для получения высокого динамического коэффициента стабилизации амплитуды ВЧ-поля в цепь обратной связи (ОС), охватывающей оконечный усилитель (ОУ), включен нелинейный четырехполосник, выполненный на основе двух нелинейных нагрузок, управляемых сигналом из резонатора. Каждая нагрузка построена на восьми триодах ГИ-39Б. При номинальном уровне поля в резонаторе нагрузки согласованы с плечами четырехполосника и сигнал на выходе ОС отсутствует. При отклонении амплитуды ВЧ-поля от номинального значения нагрузки рассогласовываются и в цепи ОС появляется сигнал, необходимый для управления ОУ.

Осциллограммы, характеризующие работу СНС, приведены на рис.2а. Выявлен "скок" тока пучка ($\sim 30\%$) в случае разомкнутой ОС. При замыкании цепи ОС скорость нарастания огибающей увеличивается примерно в 1,2 раза, что определяется статическим коэффициентом стабилизации СНС. С введением ОС спад амплитуды ВЧ-поля при токе пучка 170 мА уменьшается с 10% до 0,8%, а возмущения фазы ВЧ-поля с 4° до $2,5^\circ$. При ускорении в НЧУ пучков с токами $200 + 230$ мА возмущения ВЧ-поля не превышали допустимых.

Максимальный коэффициент стабилизации амплитуды ВЧ-поля определяется устойчивостью системы. Для выбранных параметров СНС он составляет не менее $20 + 25$. Коэффициент стабилизации фазы в СНС характеризуется статическими параметрами системы и не превышает 2. Для его увеличения предусмотрена возможность применения СНС в комбинации с методом подбора параметров и режима (ППР) в схеме ВЧ-питания ^{4/}.

С декабря 1985 года СНС находится в эксплуатации в канале возбуждения НЧУ. К середине июля 1986 года безотказная наработка системы составила более 3000 часов.

В секциях ОЧУ в течение нескольких лет эксплуатируются две автономные системы АК, позволяющие ускорять пучок с током 100 мА и более. Система АК представляет собой комбинацию пассивных элементов (направленных ответвителей,

ослабит (дл. фазовращателя и др.), установленных на входе и выходе ОУ, в цепи ОС, которые обеспечивают двухканальный симметричный ввод ВЧ-мощности в резонатор ускоряющей секции и отведение отраженной волны напряжения от входов резонатора при его нагрузке пучком для формирования управляющего сигнала ОС на входе ОУ с нужной амплитудой и фазой.

Характерные осциллограммы работы системы АК приведены на рис. 26.

При разомкнутой ОС возмущения амплитуды ВЧ-поля в ОЧУ при токе пучка $80 + 100$ мА достигают $I_4 + 16\%$ уже через $1 + 2$ мкс после включения пучка, что приводит к резкому падению ускоряемого тока.

В настоящее время система АК обеспечивает ускорение пучка с током до 100 мА с остаточными возмущениями ВЧ-поля: по амплитуде — $4 + 6\%$ и по фазе — $3 + 4^\circ$. Дальнейшее повышение точности компенсации ограничено нелинейностью амплитудных характеристик ОУ и асимметрией отраженных волн из резонатора. Для снятия указанных ограничений предполагается: увеличить установленную мощность ОУ, ввести систему быстрой коррекции коэффициента усиления ОУ по сигналу пучка, повысить качество отведения отраженных волн.

Компенсация медленных возмущений ВЧ-полей в ускорителе осуществляется за счет стабилизации питающих напряжений, термостатирования резонаторов и автоподстройки фазы в каналах ВЧ-системы /5/.

В разгруппирователе максимальные возмущения фазы ВЧ-поля пучком не должны превышать $\pm 2,5^\circ$. Это требование определяется допустимым отклонением центральной энергии в выходном энергетическом спектре относительно номинальной, которое должно быть не более $\pm 0,03\%$. При этом требуемая точность поддержания амплитуды поля примерно на порядок ниже, чем в ускорителе.

Для уменьшения нагрузки пучком здесь выбран метод ПШИР, как наиболее простой и легко реализуемый. Существо метода состоит в том, что при некоторых режимах ОУ и параметрах связи ОУ с резонатором усилитель автоматически добавляет мощность, корректирует фазу и изменяющуюся под действием пучка амплитуду поля в резонаторе.

Осциллограммы возмущения фазы ВЧ-поля в разгруппирователе приведены на рис. 3. Применение метода ПШИР позволило при токе пучка 100 мА уменьшить фазовую нестабильность ВЧ-поля в разгруппирователе с $3,8^\circ$ до $1,4^\circ$ и получить энергетический спектр на выходе, удовлетворяющий требованиям бустера ($\pm 0,3\%$). При этом нестабильность амплитуды ВЧ-поля снизилась с $7,0\%$ до $3,2\%$.

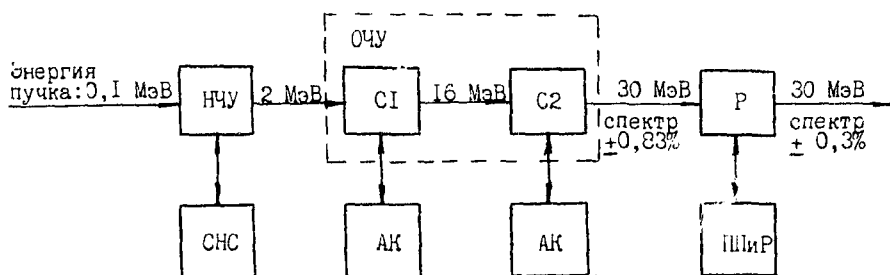


Рис. 1. Структурная схема ускорителя — инжектора в бустере: НЧУ — начальная часть ускорителя; С1, С2 — секции основной части ускорителя (ОЧУ); Р — разгруппирователь; СНС — система нелинейной стабилизации; АК — автокомпенсация; ПШИР — подбор параметров и режима.

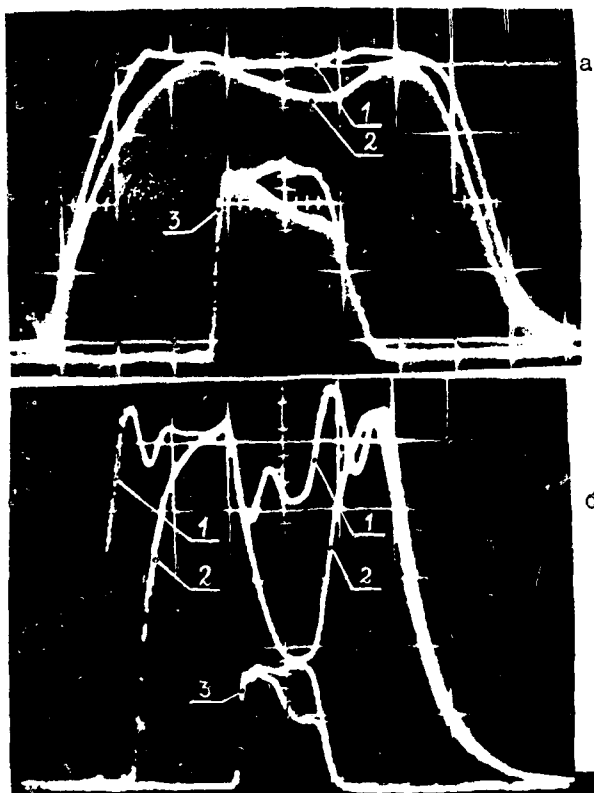


Рис.2. Огибающие амплитуды ВЧ-поля в НЧУ (а) и ОЧУ (б):
1 - ОС замкнута,
2 - ОС разомкнута,
3 - ток пучка.
Масштабы: по вертикали - 0,2 В/дел.;
по горизонтали - 5 мкс/дел. (а);
8 мкс/дел. (б).
Сигналы 1,2 ограничены снизу ("подрезаны") на уровне 60%.

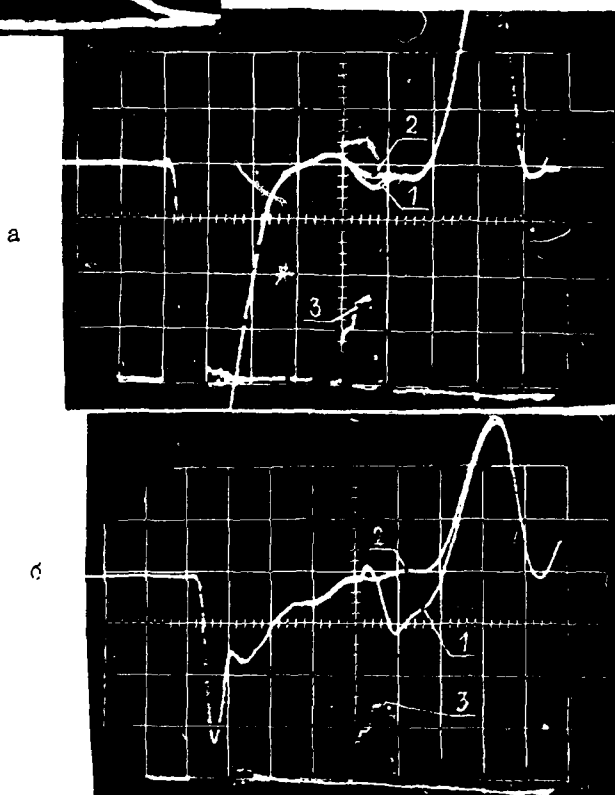


Рис. 3. Возмущения фазы ВЧ-поля в разгруппирователе: а - ШИР работает, б - ШИР не работает;
1 - пучок включен, 2 - пучок выключен, 3 - ток пучка. Масштабы: по вертикали - 3,1 град/дел.
по горизонтали - 10 мкс/дел.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Зенин, С.А.Ильевский, Н.Н.Куторга и др. в кн.: Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. - Дубна: Наука, т. II, 1983, с. 77.
2. И.Г.Мальцев, В.И.Нагаев. Препринт ИФВЭ 85-134, Серпухов, 1985.
3. И.Г.Мальцев. В кн.: Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. - Дубна: Наука, т. II, 1981, с. 30.
4. Б.П.Мурин. Стабилизация и регулирование ВЧ-полей в линейных ускорителях ионов. - М.: Атомиздат, 1971.
5. И.Г.Мальцев. Препринт ИФВЭ 80-4, Серпухов, 1980.

ЗАПУСК МАЛОГАБАРИТНОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ "УРАГАН-1"

Г.А.Баловнев, О.А.Вальднер, В.Ф.Гасс, А.А.Глазков, С.И.Губанов, В.В.Зверев, А.Д.Коляскин, А.И.Кривоносов, В.Н.Леонов, Н.Р.Лобанов, Д.А.Меньков, О.С.Милованов, А.И.Новожилов, Е.Г.Пятнов, В.В.Шуренков

Московский инженерно-физический институт

В феврале 1986 года в МИФИ успешно проведены первые рабочие испытания ускорителя "Ураган-1" для народного хозяйства [1,2,3,4].

Ускорительный тракт установки представлен на рис.1. Источником пучка протонов служит дуоплазматрон с прямонакальным катодом, находящийся под высоким напряжением. Ионно-оптическая система после инжектора протонов состоит из четырех последовательно расположенных электродов. Первые два электрода образуют иммерсионный объектив и предназначены для экстрагирования и согласования пучка с последующей линзой. Эта линза в свою очередь выполнена трех-электродной. Первый электрод линзы конструктивно сопряжен со вторым электродом иммерсионной системы.

Напряжения на электроды подаются через вакуумно-плотные высоковольтные вводы. Такое исполнение оптики позволяет подобрать оптимальное распределение потенциалов на электродах системы, соответствующее наилучшим условиям формирования пучка и захвата частиц в процесс ускорения.

Вытягивающее напряжение источника, определяющее энергию инжекции протонов, и напряжения формирования пучка подаются на элементы оптической системы с делителя напряжения, являющегося нагрузкой импульсного модулятора на основе формирующей линии с тиратронным коммутатором. Основные параметры инжектора протонов приведены в таблице 1.

На рис.2. показан ориентировочный спектр масс частиц в пучке, извлекаемом из инжектора протонов. В инжектируемом пучке помимо протонов и молекулярных ионов H_2^+ и H_3^+ содержится заметное количество ионов тяжелой компоненты, положение широкого пика которой примерно соответствует азоту с примесью кислорода.

Таблица 1

Параметры инжектора протонов			Между ионным инжектором и ускоряющей секцией установлена сильфонная развязка. Устройство крепления вакуумного кожуха с резонатором позволяет выставить ось резонатора строго по направлению инжектируемого пучка. На входе ускоряющей секции установ-
Параметр	Ед.изм.	Величина	
Энергия ионов	кэВ	60 + 140	
Максимальный импульсный ток сформированного пучка	мА	50	
Длительность импульса	мкс	120	
Ток накала катода	А	20	
Индукция магнитного поля в зазоре промежуточного электрода	Тл	0,1	
Ток разряда	А	6	
Напряжение разряда	В	150	
Расход газа	м ³ Па/с	5·10 ⁻⁵	

Продолжение таблицы I

I	2	3
Нормализованный эмиттанс	см.м рад	0,135
Содержание протонов в пучке	%	75-80

лены блок сменных осесимметричных диафрагм с отверстиями различных размеров и выдвижной цилиндр Фарадея.

Это позволяет измерять поперечный размер пучка перед ускоряющим резонатором и величину полного инжектируемого тока. На первом этапе испытаний ускорителя "Ураган-I" установлена и частично исследована первая часть ускоряющей системы на энергию протонов 1 МэВ. Параметры первой секции ускоряющего резонатора приведены в таблице 2.

Таблица 2
Параметры ускоряющей системы

Параметр	Ед. изм.	: Величина
Длина пролетного канала	м	0,480
Диаметр пролетного канала резонатора	м	0,014
Диаметр резонатора	м	0,284
Код-во пролетных трубок	шт	12
Резонансная частота	МГц	150,140
Шунтовой импеданс	МОм/м	62
Собственная добротность	-	2800

Соответствие распределения ускоряющего поля по длине резонатора заданному при проектировании достигалось с помощью специально разработанной процедуры целой коррекции поля. Неоднородность осевой компоненты электрического ВЧ-поля не превыша-

ет 3%. Контрольный пересчет динамики частиц по экспериментальным данным о распределении ускоряющего поля показал малое различие детальных характеристик ускоренного пучка с результатами основного исходного расчета.

Была разработана технология креплений пролетных трубок к продольным электродам и электродов к вибраторам, обеспечивающая сохранение заданных щелевых зазоров между деталями при заполнении их припоем в жидкой фазе. Этим достигается точность сборки пролетного канала не хуже 50 мкм.

При работе ускорителя с малой частотой повторения импульсов 1 ± 3 Гц температурный дрейф резонатора продолжался не более 30 мин. Распределение поля при этом практически не менялось. Ввод ВЧ-мощности в резонатор от возбуждающего генератора осуществляется через вакуумно-плотное керамическое окно. Согласование резонатора с кабелем до КСВН=1,2 сделано подбором размера и формы возбуждающей петли.

Ускоритель "Ураган-I" со всеми системами обеспечения размещен в пределах площади 3 x 4 м внутри двухэтажной эстакады. На нижнем этаже эстакады расположен шкаф ускорителя, на втором этаже находится шкаф генератора. Управление всеми системами ускорителя осуществляется с помощью автоматизированного дистанционного пульта управления, смонтированного в отдельном помещении. Рабочее давление в ускоряющей системе составляет $1 \cdot 10^{-4}$ Па. При повышении вводимой ВЧ-мощности до необходимого максимального уровня происходило незначительное повышение давления за счет стимулированного газовыделения, однако ускоритель устойчиво работает при давлениях до $1 \cdot 10^{-3}$ Па.

В относительно широких пределах энергии инжекции от 80 кэВ при номинальном уровне ВЧ-мощности на выходе ускорителя имеется ускоренный пучок низкой интенсивности порядка 0,1 мА в импульсе. В области захвата зависимость ускоренного тока от энергии инжекции имеет резко выраженный максимум (рис.3),

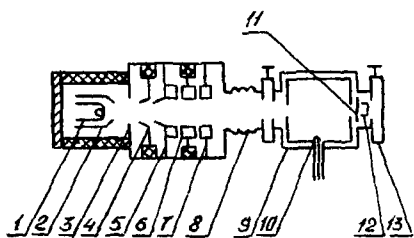


Рис.1. Ускоряющий тракт установки "Ураган-1": 1-катод ионного источника; 2-промежуточный электрод; 3-анод; 4-вытягивающий электрод; 5,7-электроды фокусирующей линзы с нулевым потенциалом; 6-высоковольтный электрод линзы; 8-сильфон; 9-ускоряющий резонатор; 10-узел ввода ВЧ-мощности; 11-металлическая фольга; 12-цилиндр Фарадея; 13-прямопролетный вакуумный затвор.

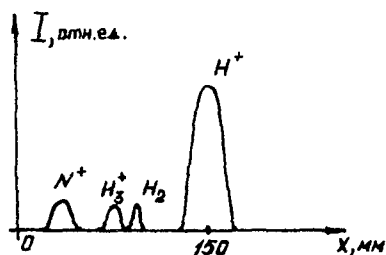


Рис.2. Спектр масс частиц в пучке на выходе ионного источника.

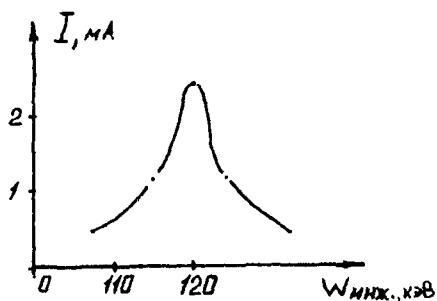


Рис.3. Зависимость тока ускоренного пучка протонов от их энергии инжекции.

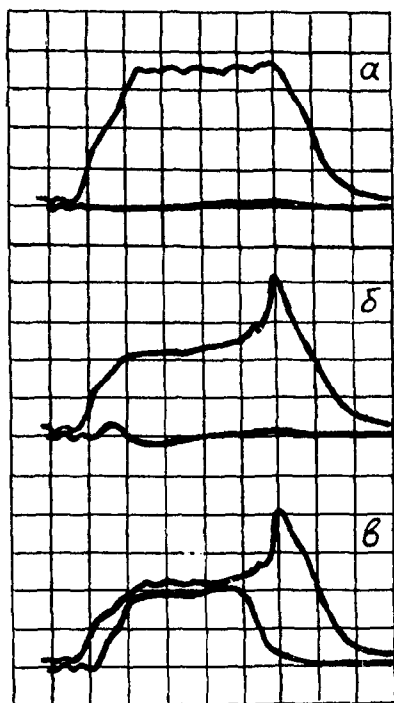


Рис.4. Осциллограммы токов пучка на выходе ускорителя. Нижний луч - ускоренные протоны, верхний луч - незахваченные прошедшие частицы: а, б, в - уровни ВЧ-мощности 0; 80; 105 кВт. По горизонтали в 1 клетке 20 нс.

ширина которого на уровне 0,5 составляет примерно 6 кВ. На этапе запуска задействована первая из трех ускоряющих секций, которая имеет небольшую длину 480 мм при апертуре от 14 до 22 мм. Такая секция не является фильтром для незахваченных частиц. До выхода ускорителя доходит заметное количество неускоренных частиц. Поэтому на выходе ускорителя была установлена фольга из алюминия толщиной 10 мкм.

Осциллограмма рис.4а соответствует отсутствию ВЧ-мощности в ускорителе, весь пучок перехватывается фольгой, горизонталь ускоренных протонов на нулевом уровне. На рис.4б показан момент начала захвата протонов в ускорение при уровне ВЧ-мощности 80 кВт. Импульс ВЧ-мощности (не показан) несколько короче импульса тока от ионного источника. Ускоренный ток, проходящий на цилиндр Фарадея, имеет форму малого пика импульса ВЧ-мощности. В свою очередь, импульс проходящего неускоренного тока получает почти по всей длине провал, соответствующий длительности ВЧ-импульса, что говорит о частичном разрушении незахваченного пучка ВЧ-полем. На рис.4в приведена осциллограмма токов при номинальном уровне ВЧ-мощности 105 кВт. С ростом инжектируемого тока на входе ускорителя ускоренный ток возрастал, но коэффициент захвата заметно снижался. При токе на входе 30 мА через диафрагму диаметром 10 мм. получен ускоренный ток протонов 3 мА. Выходной ток при этом еще вышел на плато. С перемещением кроссовера инжектируемого пучка внутрь ускоряющей секции и с уменьшением диаметра входной диафрагмы в некоторых режимах захват увеличивается в 1,5 раза и достигает расчетного значения 30%.

Ускоритель "Ураган-1" имеет очевидные резервы повышения параметров пучка. Путем последовательного наращивания числа секционных модулей можно увеличить энергию до более высоких уровней. Значительное повышение средней интенсивности пучка достижимо путем увеличения частоты следования импульсов. В перспективе возможно применение использованных ВЧ-структур для ускорения более тяжелых ионов, например бора, серы, фосфора.

Авторы благодарят Л.И.Иванова и Н.А.Махлина за поддержку работы и научное сотрудничество.

Л и т е р а т у р а

1. О.А.Вальднер и др. Линейные ускорители легких ионов прикладного назначения на основе структур со спиральными полуволновыми вибраторами. - В кн.: Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1984г.), т.П, Дубна, ОИЯИ, 1985, с.94-97.
2. О.А.Вальднер и др. Разработка проекта ионного ускорителя для народного хозяйства. - Вопросы атомной науки и техники, 1983, вып.3 (15), с.27-29.
3. В.Ф.Гасс и др. Спиральные ускоряющие системы с эквипотенциальными электродами. - В кн.: Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1984г.), т.1, Дубна, ОИЯИ, 1985, с.199-202.
4. С.И.Губанов, А.Д.Коляскин, В.Н.Леонов. Расчетные характеристики линейного резонансного ускорителя протонов на 3 МэВ "Ураган-1". - Теоретические и экспериментальные исследования ускорителей заряженных частиц. М: Энергоатомиздат, 1985, с.98-103.

МНОГОПУЧКОВЫЙ ЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ИОНОВ

Н.И.Абраменко, В.К.Баев, В.В.Белоусов, Н.М.Гаврилов, Е.В.Громов,
В.П.Зубовский, В.В.Капин, А.В.Нестерович, С.В.Остриков, В.В.Рассадин,
С.С.Степанов, А.В.Шальнов

Московский инженерно-физический институт

Б.П.Мурин

Московский радиотехнический институт АН СССР

Среди большого числа задач, решаемых в ходе развития ускорительной техники, следует отдельно выделить задачи, связанные с созданием ускорителей ионов на энергии нескольких десятков МэВ.

Разработка таких ускорителей представляет интерес и как определенный этап в развитии крупных ускорительных программ, где они могут быть использованы в качестве инжекторов, и как решение важной народнохозяйственной задачи — создание новых промышленных установок на базе линейных ускорителей ионов, позволяющих качественно улучшить ряд технологических процессов.

В настоящее время основными источниками ионов, используемыми для решения прикладных задач, являются циклотроны и электростатические ускорители. Однако более широкое их использование для решения народнохозяйственных задач, в частности, в технологических процессах, затруднено из-за больших весогабаритных характеристик установок и необходимости сооружения высоковольтной и радиационной защит.

Поскольку эти особенности являются принципиальными для указанных типов ускорителей, то представляется целесообразным проанализировать возможности использования для этих целей других видов ускорителей, в частности линейных резонансных ускорителей. Обращение к этим ускорителям предопределяется их следующими достоинствами [1]: отсутствие полного значения ускоряющего напряжения, размеры и вес, сравнительно невысокое значение напряжения инжекции

100 кВ, которое в отдельных случаях может быть понижено до 20-30 кВ, относительная радиационная чистота. Два последних фактора существенно снижают требования к высоковольтной и радиационной защитам.

Основные вопросы, которые необходимо решать при создании линейного резонансного ускорителя ионов, это выбор ускоряющей структуры и типа фокусировки. Одним из наиболее перспективных путей решения этой задачи является совмещение в одной структуре ускоряющих и фокусирующих функций.

Сравнение различных типов ускоряющих структур показывает, что в длинноволновом диапазоне и при напряжениях инжекции не выше 100 кВ наиболее предпочтительными являются структуры в виде двух- или многопроводных резонаторов. Эти структуры, обладая достаточно высоким значением шунтового импеданса, компактны благодаря отсутствию зависимости их поперечных размеров от рабочей длины волны, технологичности изготовления, конструктивное выполнение таких структур позволяет сравнительно просто реализовать в них наиболее эффективные, в этом диапазоне энергий, виды фокусировки ионов: пространственно-однородную ВЧ-фокусировку (ПОФ), асимметричную фазопеременную фокусировку (АФПФ), фокусировку полем быстрой волны [2].

В 1981 г. в МИФИ был создан линейный резонансный ускоритель протонов на энергию 1,3 МэВ с АФПФ, в котором ускоряющая структура была выполнена в виде двухпроводного резонатора с трубками дрейфа [3]. Опытная эксплуатация этого ускорителя подтвердила правильность перечисленных выше положений. Однако

при этом выяснилось, что использование АФЖ не всегда позволяет достичь значений интенсивностей ускоренных ионов, достаточных для решения ряда прикладных задач. Можно выделить три основных пути решения этой проблемы: использование более совершенных видов фокусировки; переход к непрерывному или квазинепрерывному режиму; переход к многопучковому режиму ускорения.

Третий путь представляет особый интерес еще и потому, что использование его в сочетании с двумя другими решениями позволяет повысить их эффективность.

Другим важным достоинством многопучкового режима ускорения является возможность путем сложения формировать пучки с очень высокими значениями яркости и фазовой плотности [4]. При этом чем больше пучков участвует в процессе ускорения и последующего сложения, тем большего относительного повышения яркости и фазовой плотности формируемого пучка можно достичь. Кроме того, то обстоятельство, что ускоренные в многоканальной ускоряющей структуре (МУС) пучки могут быть расположены близко друг к другу, делает возможным использование этих систем для формирования достаточно больших полей облучения без применения специальных систем развертки, что является удобным, например, при облучении больших площадей.

Ниже приводятся результаты теоретических и экспериментальных исследований, выполненных при создании многопучкового линейного резонансного ускорителя ионов.

Ускоритель построен по классической схеме: многопучковый источник, канал транспортировки и согласования, ускоряющая секция, соединенная ВЧ-трактом с генератором, и системы высоковольтного и высокочастотного питания.

Многопучковый инжектор ионов выполнен в виде высокочастотного источника, в котором разрядная камера располагается в высокочастотном коаксиальном спиральном резонаторе, находящемся под высоким напряжением, порядка 100 кВ. При этом возбуждение резонатора осуществляется с помощью петли связи от внешнего заземленного ВЧ-генератора. Такое конструктивное выполнение существенно облегчает эксплуатацию источника и позволяет использовать генераторы любой мощности. Последнее является достаточно важным, поскольку обычно ВЧ-генератор источника расположен под высоким потенциалом, что ограничивает его габариты и вес, а следовательно, и мощность, отбираемую в разряд. Это, в свою очередь, приводит к ограничению получаемых токов.

На рис. 1 и 2 приведены соответственно структурная схема инжектора и экспериментальные характеристики. Канал транспортировки и согласования, располагаемый между источником и ускоряющей секцией, обеспечивает, во-первых, фокусировку и транспортировку пучков от источника к структуре, а во-вторых, требуемый перепад давлений от 10^{-4} Тор в источнике до 10^{-6} Тор в ускоряющей секции.

Многоканальная ускоряющая структура представляет собой разновидность двухпроводного резонатора, выполненного в виде цилиндрического корпуса, в котором располагается сменный ускоряющий модуль. Поскольку ускорение ионов аргона должно осуществляться на достаточно низкой частоте, то при создании малогабаритного ускорителя не представляется возможным использовать чисто двухпроводную линию.

Результаты исследований, приведенные в работах [5], показали, что для этой цели наиболее целесообразно использовать гибридные структуры, т.е. структуры, в которых сочетаются элементы с распределенными и сосредоточенными параметрами. Ускоряющий модуль содержит переходной фланец, на котором укреплены четвертьволновые вибраторы с установленными на них трубками дрейфа, каждая из которых имеет семь соосных пролетных каналов. Секция настроена на рабочую частоту 50 МГц при длине 550 мм и снабжена специальными подстроечными элемен-

тами, позволяющими компенсировать изменение емкостной нагрузки (при смене модулей) в пределах $\pm 40\%$, что существенно упрощает настройку секции. Более подробно конструктивные особенности ускоряющей структуры описаны в [6].

Исходя из расчетов и моделирования на ЭВМ движения ускоряемых однозарядных ионов аргона, были выбраны размеры ускоряющих электродов и расстояния между ними (длины ускоряющих зазоров), при которых обеспечиваются приемлемые продольный и поперечный аксептансы и требуемая выходная энергия ускоренных ионов. Расчеты были выполнены с учетом реального распределения вдоль оси резонатора амплитуды ускоряющего поля, найденного экспериментально на макете резонатора.

В итоге были получены следующие основные результаты. На длине резонатора, равной 0,5 м, укладывается пять периодов фокусировки. При энергии инжекции 95 кэВ ($\beta = 0,00225$) выходная энергия 0,59 МэВ. Длина области фазовой устойчивости около 60° , допустимый разброс скоростей ионов на входе лежит в интервале $\pm 0,5\%$. Минимальный поперечный аксептанс, пересчитанный на протоны с энергией 100 кэВ, около 0,1 (мрад.см). Напряженность электрического поля на оси канала в центрах зазоров не превышает величину 72 кВ/см, а минимальная напряженность поля в I-м зазоре — 26 кВ/см.

Особенность расчетов состояла в сравнительно небольшой длине ускоряющей волны, равной 6 м. Если исходить из имеющегося в лаборатории опыта создания ускорителя с АФК, то минимальная длина ячейки должна быть около 3 см. При таком размере однозарядные ионы аргона должны ускоряться на длине волны 12 м. Выбранная длина волны в два раза меньше и, чтобы сохранить приемлемыми с технологической точки зрения минимальные размеры ячеек, пришлось перейти на отдельных начальных участках резонатора к кратности $K = 3/2$ вместо $K = 1/2$.

Система высокочастотного питания ускорителя включает два независимых ВЧ-генератора, первый предназначен для питания резонатора источника, представляет собой стандартный генератор. Второй — для питания ускоряющей секции представляет собой многокаскадный ламповый усилитель, возбуждаемый от задающего генератора. Питание каскадов усилителя осуществляется от импульсного модулятора с формирующей линией и тиратронным коммутатором. Основной особенностью генератора является

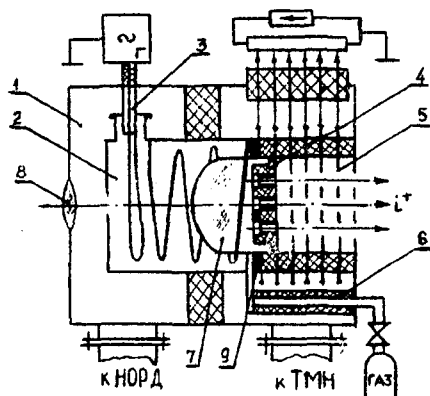


Рис. 1. Схема 7-пучкового ВЧ-инжектора: 1 — вакуумная камера; 2 — резонатор со спиралью; 3 — ввод ВЧ-мощности; 4 — извлекающий электрод с кольцевыми магнитными концентраторами; 5 — система транспортировки пучков; 6 — трубка подачи газа; 7 — кварцевая разрядная камера; 8 — смотровое окно; 9 — постоянный магнит.

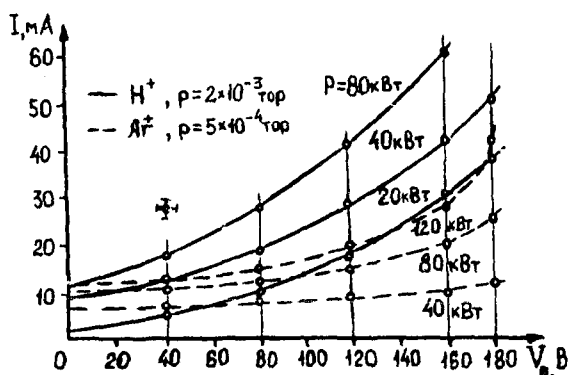


Рис.2. Зависимости тока ионов аргона и водорода в каждом из пучков от вытягивающего напряжения при различных уровнях вводимой в резонатор ВЧ-мощности.

выполнение контуров оконечных каскадов в виде отрезков коаксиальных линий со спиральным центральным проводником. Это позволило в 3-5 раз сократить их размеры. Проведенное экспериментальное исследование полномасштабных макетов каскадов дало обнадеживающие результаты, и в настоящее время каскады второго генератора находятся в стадии изготовления. Вакуумные и высоковольтные системы выполнены по традиционным схемам. Предварительное макетирование отдельных узлов и результаты исследования их характеристик позволяют надеяться на успешное завершение работ по запуску многопучкового линейного резонансного ускорителя ионов.

Литература

1. О возможности создания линейного резонансного ускорителя для ионной имплантации / А.Н.Антропов, В.К.Баев, Н.М.Гаврилов и др. — В кн.: Разработка линейных ускорителей и их применение в радиационном эксперименте. М.: Энергоатомиздат, 1986, с.3.
2. Шальнов А.В., Баев В.К., Гаврилов Н.М. Малогабаритные линейные резонансные ускорители ионов на малые энергии с фокусировкой ускоряющим полем. — Вопросы атомной науки и техники. Техника физического эксперимента. Москва, 1985, вып.2(23), стр.28-37.
3. Линейный ускоритель протонов с фазопеременной фокусировкой на энергию 1 МэВ / Абраменко Н.И., Антропов А.Н., Баев В.К. и др. — ЖТФ, 1983, т.53, в.5, с.858-864.
4. Громов Е.В., Кушин В.В., Степанов С.С. Ускорение ионов в многоканальных ускоряющих структурах. — В кн. Разработка, эксплуатация и применение линейных ускорителей. М.: Энергоатомиздат, 1984, с.21.
5. Громов Е.В., Степанов С.С. Многоканальные ускоряющие структуры. — В кн.: Радиационно-физические комплексы на базе ускорителей. М.: Энергоатомиздат, 1983, с.35.
6. Результаты экспериментальных исследований многоканальной ускоряющей структуры / Р.К.Гаврилова, Е.В.Громов, В.П.Зубовский, С.С.Степанов — В кн.: Разработка линейных ускорителей и их применение в радиационном эксперименте, М.: Энергоатомиздат, 1986, с.3.

NEW TRENDS IN RFQ-DEVELOPMENT

A. Schempp

Institut für Angewandte Physik, Universität Frankfurt am Main,
Postfach 111 932, D-6000 Frankfurt am Main, FRG

Introduction

The concept of spatial homogeneous focusing¹ has closed the low velocity gap of high frequency ion accelerators. The work has ignited numerous activities starting with the thoroughly work in Los Alamos². While firstly the aim was improving high energy proton accelerators, possible applications for heavier ions were seen very early and research started early too^{3,4}. Since numerous RFQs have been built and many new applications have been proposed, some of which are impossible and unrealistic with classical rf structures like decelerating with RFQs⁵ and funneling^{6,7}.

Beam Dynamics

The basic structure of an RFQ can be developed going from a chain of static and electric quadrupoles to a system of four long electrodes supplied with rf. There is no acceleration in such a high frequency quadrupole, but a mechanical modulation of the electrodes can now introduce an accelerating field component E_z . The quadrupole of the accelerating field is approximately proportional to the electrode modulation factor m . On the other hand the focusing strength becomes smaller with increasing m resp. E_z . The modulation m can be varied from cell to cell. The flight time per cell is half the high frequency period: $T_c = 1/2\nu$. Depending on the design goals like particle energy, beam current, beam emittance, the charge state of the ions, frequency, electrode aperture and voltage will be chosen and the variation of m can be shaped resulting in various functions of m , E_z , particle energy, stable phase and focusing strength along the structure.

All schemes are more or less based on the work of Kapchinskiy¹ at ITEP Moscow and Stokes et al.² at LANL.

Each design procedure has some special features to optimize the structure to the specific needs and to apply ideas which have been investigated since, especially in the field of space charge dominated beams. We have made designs for heavy ion RFQs and for highly charged light ions from an EBIS source. There are some really new applications like the use of the RFQ to decelerate beams⁵, to accelerate very heavy clusters⁸, and a procedure to funnel beams with RFQs^{6,7}.

A new design to produce "single bunches" has been made for the specific needs of neutron time of flight experiments⁹. The neutron bunches in this case will be produced by short bursts of protons (6 - 30 MeV) on a target.

Another interesting applications are the separated bunch schemes for EHF, the high current injector for the European Hadron Facility¹⁰. The 2/6 system planned means that two 400 MHz buckets are injected with a repetition rate of 50 MHz respectively 25 nsec between the microbunches. This is proposed with a jump in frequency by a factor of 8 and then by forming of two 400 MHz bunches out of one 50 MHz bunch.

For neutron sources the pulse pauses must be even longer, so for a bunch to pause ratio of 1/100 a frequency jump in the normal way is not possible.

A high energy buncher for 1 MHz at 2 MeV beam energy, which should focus several microbunches into one longitudinal spot, would need a voltage of approximately 7 MV and a drift length of 20 m. A main problem would be the transport of this beam to that focal point.

Buncher and chopper schemes are hard to realize for high current beams, because the second important boundary condition of these systems asks for a clean beam pause and good emittance. This is difficult also in the EHF case, in which the reforming of two bunches gives an increase in longitudinal emittance and single particle calculations show that with space charge the adjacent buckets are not totally empty. In addition the low frequency of the first stage is far from optimum, so only 15 mA can be accelerated.

In the following a scheme is presented, which can shape the pulses and pauses with help of asynchronous acceleration with RFQs. The idea uses the well known properties of the RFQ like high beam transport capability and adiabatic bunching as well as the selectivity of the fixed velocity profile to filter the proper beam microstructure.

a) Basic Single Bunch System

An accelerator system would consist of an ion source, matching lenses and two RFQs with matching elements in between, as sketched in fig. 2.

At the end of the first RFQ the beam is bunched and has a size, which can be expressed in phase width $\Delta\phi$ of approximately $3\phi_s$ (ϕ_s synchronous phase). Beam dynamics then shows that a stable region exists (bucket fig. 1), which size depends on particle energy, frequency, accelerating field, specific charge and synchronous phase. The beam pulse now must be matched to the bucket of the second RFQ, which width is different according to the frequency change. Asynchronous acceleration now takes the train of bunches and only those, which fit into a bucket for the new frequency, which is not a multiple of f_1 , are accelerated stable. After a few accelerating cells all buckets in between will be empty. Fig. 2 illustrates this principle for a frequency ratio of 1.25.

Fig. 3 shows single particle calculations for $f_1/f_2 = 90/100$ MHz resulting in a bunch repetition rate of 10 MHz. The properties of the synchronous bunch could be calculated with a normal particle code, too. The missing space charge of the neighbouring bunches has to be taken into account in this case.

In the usual design a 10 MHz preaccelerator would have to compress a bunch such that it fits into the approximately 10 times narrower one at the higher frequency. The problems involved in such a system are obvious.

A first attempt to get a lower bunch repetition rate ν_r for a neutron source injector would apply two RFQs with 98 and 100 MHz resonance frequencies ($\nu_r = 2$ MHz). Unfortunately the pulse pause would be not empty, because the neighbouring bunch centers are shifted by only 3.6° per bucket. This is illustrated in fig. 4, which shows the beam current as function of time. The centers of the neighbouring bunches oscillate around the stable phase ϕ , which deteriorates the beam. To provide a phase shift for the adjacent bunches to be outside of the separatrix the minimum frequency ratio must be $f_2/f_1 > 2\pi/(2\pi - \phi)$. A 90/100 MHz system, as illustrated in fig. 3 gives a 10 MHz repetition rate, when a bunch width of 10° is achieved in the first stage ($\phi_s = 10^\circ$, $\Delta\phi = 36^\circ$).

In a next step to reduce ν_r a 1 MHz prebuncher could be applied, but which would partly fill all buckets and would need a long drift length, which is not favourable with high current beams. Another RFQ stage is a better solution. The second stage cleans the neighbouring buckets, the third can use a small frequency ratio like 99/100 to give 1 MHz for ν_r .

A higher average beam current requires higher values of ϕ_s . The problem can be solved with choice of a subharmonic for RFQ1, which increases the charge per bunch additionally. Fig. 5 shows phase widths along the RFQ system. The injected proton beam current was 25 mA, the output beam ($\nu_r = 5$ MHz) is $I_{av} = 2.2$ mA at 1 MeV.

Realization of such a system suggests transition energies as low as possible to minimize power losses in the structures. Frequency tuning of RFQ1, which is possible in a wide range using the four-rod-RFQ structure allows a change of the repetition rate. Beam losses in the structure have shown no influence on sparking as long as a good cooling of the electrodes can be preserved, which has been tested with the four-rod-structure, too.

Because only the ratio of frequency detuning determines the repetition rate ν_r , results are valid for applications for 200, 400, 800 and 1200 MHz, too. Even for electron beams in high gradient structures or wake field accelerators asynchronous acceleration can be used to isolate single bunches.

b) Applications

The starting point was the search for a design giving a 1 nsec pulse with 1 μ sec pause (1 MHz repetition rate ν_r), as would be necessary for a neutron source injector.

The 45/100 MHz system as a starting point, the bunch repetition rate ν_r has to be further reduced. The logical solution is another frequency transition: 45/99/100 MHz would give a clean $\nu_r = 1$ MHz. Fig. 6 shows the longitudinal output emittance for an injected beam of 25 mA at 20 keV and an output beam of $I = 1.1$ mA. This was achieved by adding another prebuncher with 20 MHz in front of RFQ1.

Tuning the RFQ1 to 47.5 MHz would give a $\nu_r = 0.5$ MHz. Now, manipulating the rf pulse of RFQ1 such that the accelerating field amplitude E_0 stays smaller than $E_0 \cos \phi_s$ and then a small spike of less than 1 μ sec length is added with a fast regulation system, pulse repetition rates of arbitrary low frequency can be produced. The advantage of this system would be less beam losses in RFQ2. Applying a fast chopper with p.e. 1 MHz (or an asynchronous one with a higher frequency, too) the two stage system 45/100 MHz could be used as well.

As shown in table 1 the 50 MHz repetition rate for the EHF injector can be done with a 50 MHz RFQ1 injecting in a 400 MHz RFQ2 forming two bunches out of a single 50 MHz bunch by a second adiabatic buncher system.

The use of 150 MHz RFQ1 enables a higher bunch current so that the second asynchronous RFQ2 (400 MHz) can further accelerate this single bunch to get the high average design current of 100 μ A.

In this case asynchronous acceleration shapes beams to produce empty buckets that an effective high frequency can be used to get low bunch frequencies.

RFQ Structures

We are working on the realization of these schemes, which made use of RFQ structures, which are accepted as unique solution for the low energy part of ion accelerators.

Criteria for RFQ structures are firstly to provide beam dynamics requirements like sufficient acceptance, current limits, small emittance growth, possibly high fields and small quadrupole

multipole components. With higher fields the structure gets shorter and the currents accelerated can be higher.

The rf structure must supply the quadrupole voltage on the electrodes. The efficiency described by the shuntimpedance is as important as a high group velocity that means good tolerances, good coupling between different parts resulting in a flat field distribution without dipole components like taken in the beam dynamic designs. Like the shuntimpedance the tolerances are going directly into costs of the system. Simplicity and reliability mostly come together and are most important criteria for RFQs for injectors in accelerator complexes like HERA at DESY in Hamburg.

The RFQ for HERA, which is being built in Frankfurt, will be taken as example of new developments in RFQ design^{11,12}.

a) HERA-RFQ

For the HERA project at DESY an RFQ is being built as injector for the 50 MeV Alvarez linac. Fig. 7 shows the RFQ preaccelerator layout using a FNAL H^- ion source and two CERN type solenoids for beam matching into the RFQ. The application of the H^- injection allows for a design current of only 20 mA. Beam dynamic calculations show that a short RFQ with an injection energy of only 18 keV (final energy 750 keV) and a modest electrode voltage of 70 kV can be chosen. This has advantages for the mechanical design, the RF properties and the operation reliability.

The beam dynamics design has been done using mostly the standard approach developed in Los Alamos resulting in a high current transmission and a good beam emittance. Table 2 gives some parameters of the HERA-RFQ. Because of the experience with operating RFQs at high energy machines a four-vane-structure has been chosen as rf resonator. It consists of a cylinder, in which four electrodes are mounted symmetrically. In order to provide a proper axial field distribution, the manufacturing of the electrodes and the adjustment has to be done with high precision. In addition the RF properties of this type of resonator requires a highly symmetrical structure to avoid dipole components in the axial field, which lead to beam quality deterioration. The mechanical design differs from other 4-vane RFQs. We tried to make a separated function structure. Mechanical adjustment, rf contacts, rf tuning, stabilization, and vacuum cooling can be done independently resp. changed independently.

The mechanical adjustment is done with two 3D-positioners per vane, rf contacting between vane and tank is done with a contact bar on each side of the vane, rf tuning and stabilizing are done in the end cell. Only the outer cylinder is cooled and vacuum can be applied from the outside at the very last.

Fig. 8 shows a cross section of the RFQ, fig. 9 shows a vane positioner.

The vanes as the main part are made out of CuCr alloy, which has favourable mechanical properties but still very good electrical and heat conductivity. The vanes have been machined out of a solid, forged block, which has been annealed at high temperature, in order to avoid bending by residual internal stresses after milling. An inherent part of the design is the independent control of the critical parts and the mechanical alignment with the help of a computerized 3D measuring machine with very good accuracy, $\pm 5 \mu\text{m}$ seem possible.

Careful machining has been done at Pfeiffer (Balzers) at Asslar. The vane tip dimensions and the modulation proved to have deviations below $10 \mu\text{m}$ from the theoretical values for two test vanes and two final vanes. This was measured independently from the production by Komet (Zeiss). Measurement was done comparing 2,300 points along the vane with theoretical values and the straightness of the reference edges. Two vanes showed deviations up to $20 \mu\text{m}$. A "banana" like

bending along the axis of highest momentum indicated residual stresses. After remachining these vanes had the same precision as the other ones.

Fig. 10 shows plots for the mechanical measurements along the vanes. The deviations are enlarged by a factor of 150. The maximum deviation occurs at the low energy end at the transition from the radial matching section to the shaper. There the theoretical set of values had not been smoothed out as had been done for the milling machine values. The wheel milling tool ($\phi_{\min} = 12 \text{ mm}$) cuts with an angle of 15° giving a very clean cut and resembles 150° of a circular arc.

After machining the tank ($\phi 320 \text{ mm} \pm 0.01$) was copper plated at GSI and then the vanes have been installed and adjusted with the help of the Zeiss-3D-machine.

A basic problem for four-vane-structures is the balancing of the four quadrants, which is one reason for the required precision of the manufacturing and tuning. The four quadrants are very weakly coupled with the result that the frequencies of two dipole modes, which have unwanted polarity of the electrode voltages, are approximately 0.5 MHz aside the quadrupole modes. This gives rise to mode mixing, which makes the voltage distribution in the resonator "unflat". The next longitudinal mode will be approximately 15 MHz higher, because the length L of the structure is smaller than the free space wavelength λ_0 . The frequency of ν_1 and the perturbation of the Qmode is proportional to $(L/\lambda_0)^2$. In general, the flatness is proportional to the mode separation.

We will apply our resonant rings^{13,14} to stabilize the HERA-RFQ. There will be one loop ring coupler (RLC) at each end plate of the RFQ. Fig. 11 shows a scheme of the coupling ring together with two vanes, the end cells of which are tied together. The dipole modes are symmetrically shifted away by the rings, because the stored energy of the RLC is added resp. subtracted to that of the dipole modes. The RLC concept allows for the use of only one slow-tuner for thermal frequency shift and an adjustable single drive loop to match four different beam currents, because the induced imbalance does not tilt the field distribution.

Fig. 12 shows the end tuner for frequency tuning together with the RLC in the vane cut back area. Fig. 13 shows a drawing of the rf part of the adjustable drive loop featuring a phase shifter near the fixed end, a movement of the total loop and vacuum window.

There is a tuning insert for balancing the perturbation by the loop.

The first measurements showed that the precision of manufacturing has resulted in a field, which is azimuthally and longitudinally within 10 % flat. Without end plates the resonance frequency was 195 MHz that means 7.5 MHz too low. Adding the endplates the azimuthal symmetry gets worse and the frequency increases to 197 MHz. With additional tuning of the end cells we will be able to get the proper frequency, tune the RLC rings and operate the structure with high-power rf in November.

b) 4-Rod- $\lambda/2$ -RFQ

The need for high mechanical precision for a 4-vane-structure is mainly due to rf problems. Balancing the accelerating and focussing fields during tuning is the main problem, because the operating mode is a very sensitive cut-off TE_{210} -like mode. Especially for longer structures (longer than the vacuum wavelength) and high average power operation the technical problems become prohibitive.

From the beginning of our work on RFQ-structures we looked for alternative solutions to bypass these problems, which are still more stringended for the heavy ion structures envisaged (in this time).

For heavy ion fusion ions with low e/m , low velocity, and high beam current are accelerated in a tree-like accelerator system. For the first branches RFQ structures will be used, starting as low as 1.0 keV/N.

For protons and light ions the 4-vane-RFQ is the structure mostly used; frequencies as low as 80 - 100 MHz as chosen in FMIT and TALL seem to be the lower limit, however. For low charged heavy ions a frequency of 10 - 30 MHz must be chosen, which results in an inhibitory diameter for the 4-vane-resonator. Therefore at GSI a split coaxial heavy ion RFQ is being built for U ions^{16,17}.

We developed the four-rod-structure, which is a simple alternative to the four-vane-structure for protons and light ions and can be applied for low charged heavy ions as well^{5,18,19}. The resonator's basic cell consists of two $\lambda/2$ oscillators excited in transversal π -mode to give the proper quadrupole field distribution between the electrodes. The accelerating structure consists of a chain of these cells operating in longitudinal 0-mode as indicated in fig. 14. The difference to the 4-vane-structure is clear: There are only four rods or tubes as electrodes machinable on a turning lathe and there is only one resonator instead of four weakly coupled ones azimuthally. Tests with such an accelerator structure have been made²⁰. With a very small electrode voltage of 28 kV a 1 mA cw proton beam has been accelerated from 100 to 300 keV.

Fig. 14 shows two cells of a linear version of this structure. Optimizing this structure in respect to shunt impedance results in equi-distant arrangement of the stems. The shunt-impedance r_1 of the four-rod-RFQ is astonishingly high and especially favourable for high frequencies. Fig. 15 shows the optimal r_1 as a function of the operating frequency. For comparison the values of existing 4-vane RFQs are added.

A prototype for light ions has already been built recently. The beam dynamic parameters of the 4-vane RFQ for HERA¹¹ had been taken for this four-rod structure too, which enables a simple comparison of the structure's characteristics and the beam behaviour. Table 3 shows the general parameters of this prototype RFQ, which has been built at our institute in Frankfurt (fig. 16). The rf-structure consists of a massive water cooled ground bar with fourteen specially shaped stems to carry the quadrupole electrodes. The copper plated vacuum tank is provided with a precise steel base plate with again fourteen bores so that the structure can be mounted easily from the outside. Cooling water is supplied through two of the screwbolts at both ends. Frequency and longitudinal flatness-tuning can be achieved in one operation by varying the inductance of the end cells with adjustable tuning bars between the stems. Fig. 17 shows the effect, which has been measured with unmodulated electrodes. In fig. 18 a scheme of the modulated electrodes is shown; the sinusoidal shape was approximated by trapezoidal segments, which can be realized on a lathe relatively easily.

In rf tests with 25 kW (500 dc) rf power no problems occurred. The power was limited by our transmitter. We plan to start with beam tests in december and there are plans to install it at the HERA beam-line in Hamburg for some time.

Another high power test cavity with a four-rod-structure has been built by the Chalk River National Laboratory, Canada. Because of the direct cooling of the electrodes and stems the four-rod structure is a promising candidate for the breeder cw accelerator programme²¹. The resonator, which has been assembled in Canada was sent to Frankfurt recently. Preparations for the forthcoming high power tests with our 108 MHz power-transmitter up to 200 kW are almost finished (parameters see table 4).

In a first step we will examine properties of cw operation. With a shorter version we might be able to increase the field strength far over two times the Kilpatrick limit to study sparking in this configuration.

A spiral loaded four-rod structure with a frequency of 17 MHz is used in our beam transport experiment^{2,2} and it is in discussion now to employ such a structure (27 MHz) as a second stage after the first stripper in the planned high current injector system at GSI^{2,3}. The four-rod is the only RFQ structure, which can accelerate several beams in parallel in one tank by combining e.g. two identical resonators to provide two or four beamlines (fig. 19) and make a direct use of funneling^{6,7}. Since it has certain advantages like good efficiency, compact dimensions, flexible rf design, relatively simple manufacture and easy high duty factor operation, this new structure offers a wide range of possible application.

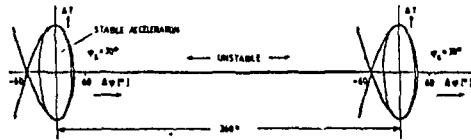


Fig. 1. Buckets for a synchronous phase of $\phi_s = 30^\circ$.

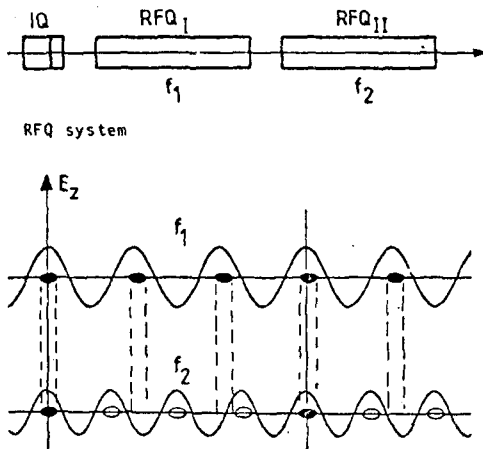


Fig. 2. Scheme of asynchronous acceleration.

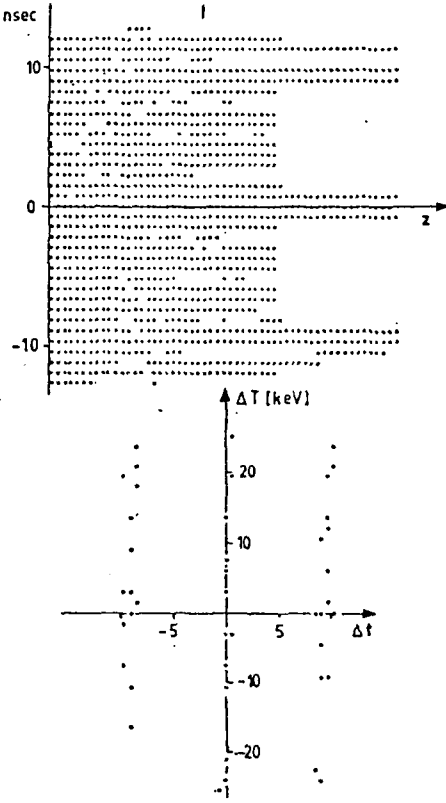


Fig. 3. Single particle calculation for $f_1/f_2 = 90/100$ MHz RFQ system.

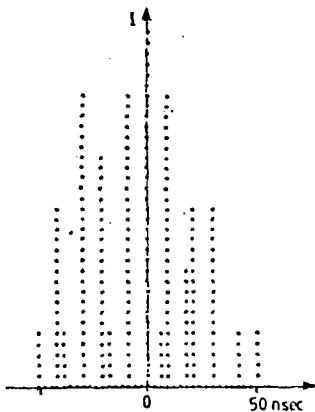


Fig. 4. Beam as function of time for a 98/100 MHz RFQ system.

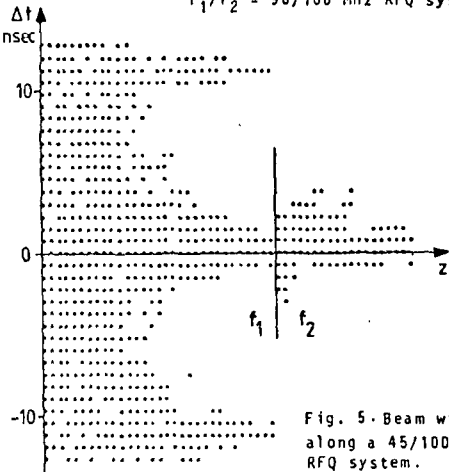


Fig. 5. Beam width along a 45/100 MHz RFQ system.

Table 1
150/400 MHz EHF injector ($v_r = 50$ MHz)

	RFQ1	RFQ2
T_i [keV]	50	300
T_f [MeV]	0.3	2.0
f [MHz]	150	400
I_{lim} [mA]	100	200
ϕ_s [°]	70 - 30	30
cell number	50	~ 52
length [m]	1.0	2.5
aperture [mm]	2.5	0.8
voltage [kV]	120	150
α_0 [°]	90	60

Table 2
RFQ parameters

Input energy W_{in}	18	keV
Output energy W_{out}	750	keV
Radio frequency f	202.56	MHz
Beam current I	20	mA
Total length L_{tot}	117.7	cm
Total cell number N_0	135	
Intervane voltage V_0	70.5	kV
Maximum electric field E_{max}	21.9	MV/m
Vane modulation m	1 to 1.88	
Minimum aperture radius	3.5	mm
Average radius r_0	5.0 - 5.2	mm

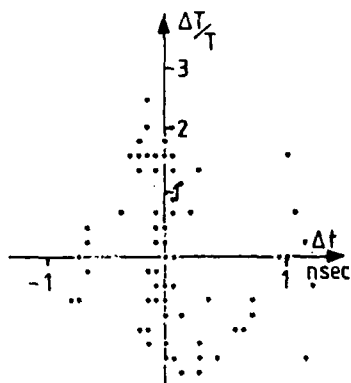


Fig. 6.

Output longitudinal emittance for a 45/99/100 MHz system with average current of $I = 1$ mA.

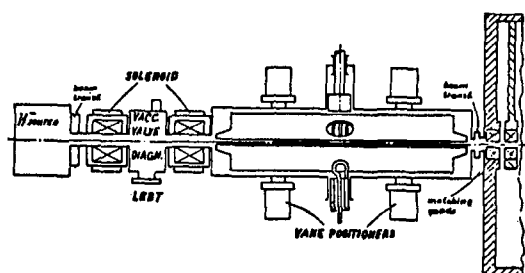


Fig. 7.

Layout of RFQ preaccelerator.

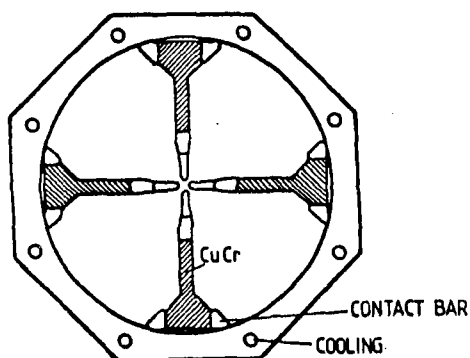


Fig. 8. Cross section of the RFQ.

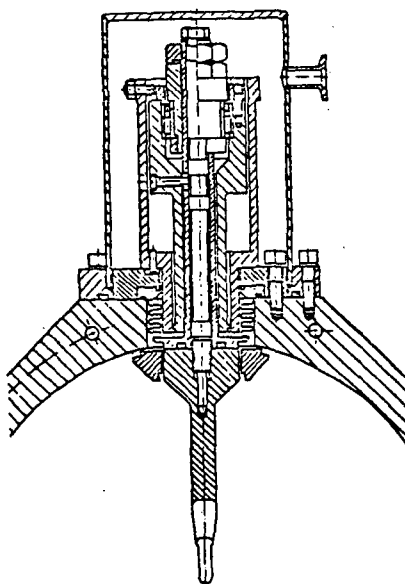


Fig. 9. Vane positioner. ▶

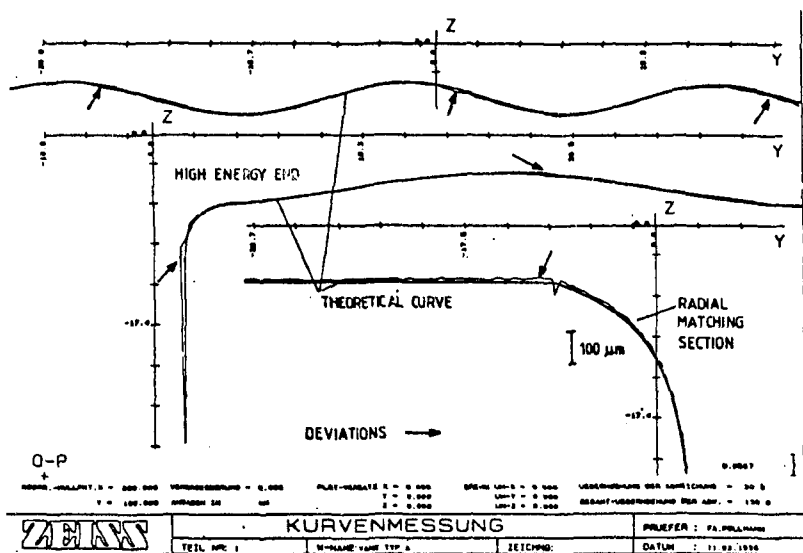
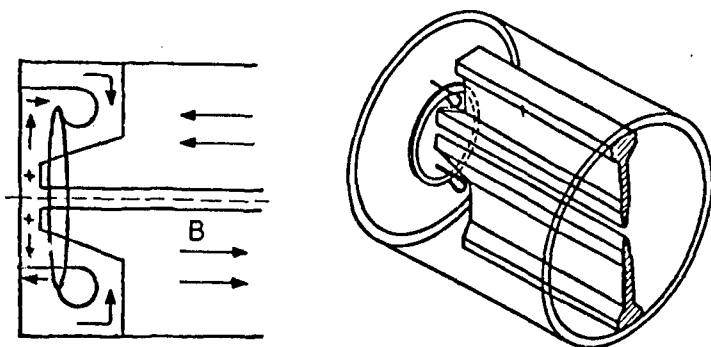


Fig. 10. Measurement of vane tip modulation.



End cell resonant coupler

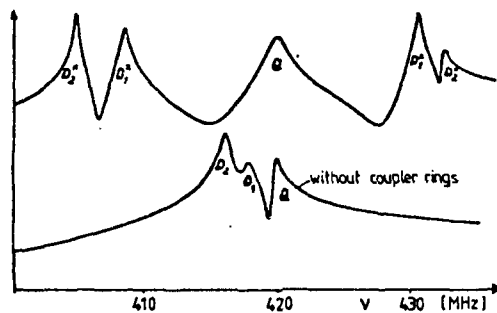


Fig. 11. Mode spectra of RLC coupled RFQ model.

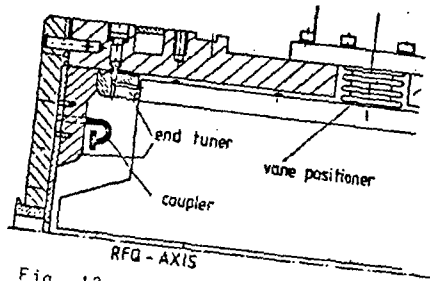


Fig. 12. End tuner and RLC in the vane cut-back.

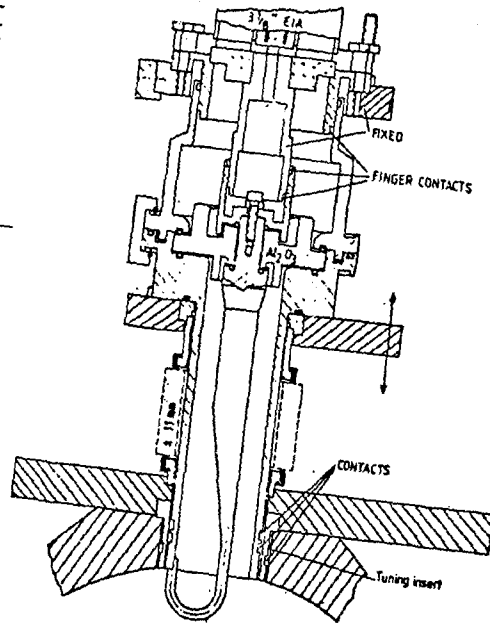


Fig. 13. Adjustable RF drive loop.

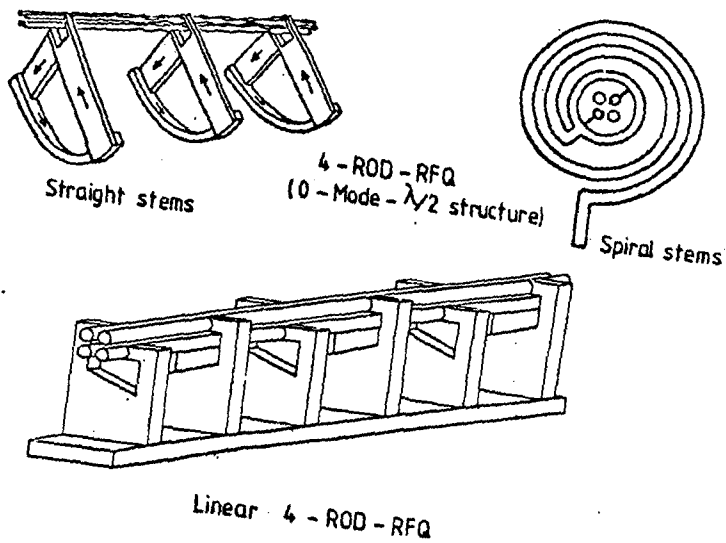


Fig. 14. Scheme of RFQ-resonators.

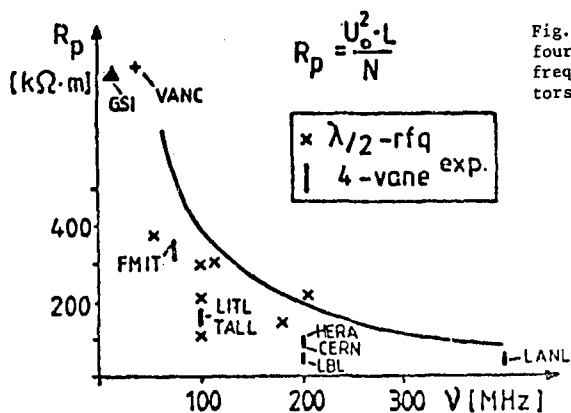


Fig.15. Optimal shuntimpedance of the four-rod RFQ as a function of operating frequency compared with four-vane resonators.

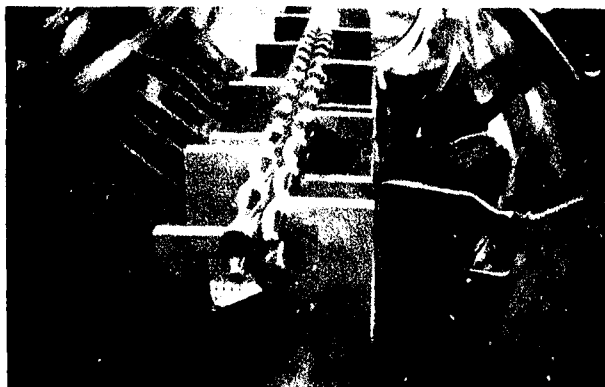


Fig.16. High power prototype four-rod mounted in the vacuum tank.

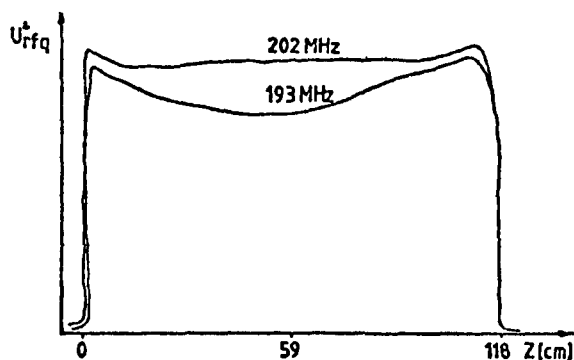


Fig.17. Effect of the end-cell tuners on longitudinal flatness and resonance frequency.

Table 3. Parameters of the four-rod RFQ prototype.

resonance frequency	202.56 MHz
beam energy	18 - 750 keV
rod to rod voltage	70.5 kV
rf power	25 kW
R_p -value	180 kΩ
quality factor	3600
duty factor	$2.5 \cdot 10^{-4}$
repetition frequency	1 Hz
tank diameter	25 cm
structure length	117.7 cm

Table 4. Parameters of the CRNL four-rod RFQ.

resonance frequency	108.56 MHz
R_p -value	250 kΩ
quality factor	6000
tank diameter	50 cm
length	94 cm
aperture radius	8.5 mm
rod radius	6.4 mm

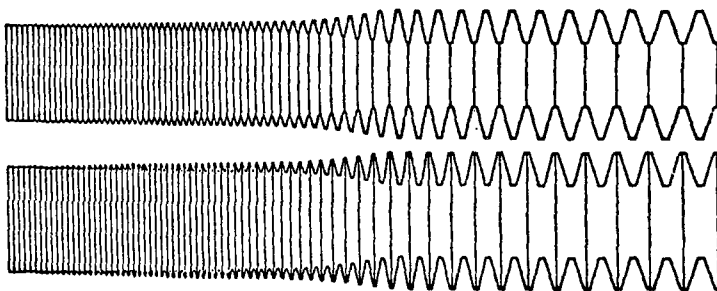
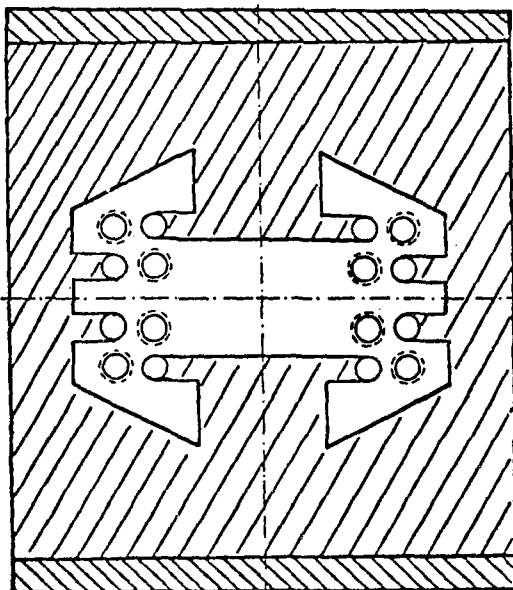


Fig.18. Trapezoidally modulated electrodes of the four-rod light ion prototype RFQ.

Fig.19. Possible arrangement of a multi-beam accelerator using four-rod resonators.



References

- ¹ I.M. Kapchinskiy, V.A. Teplyakov, *Prib. Tekh. Eksp.*, No. 4(1970)p. 19 and No. 4 (1970) p. 17
- ² K.R. Crandall, R.H. Stokes, T.P. Wangler, Brookhaven Nat. Lab., BNL-51143(1980)p.20
- ³ R.W. Müller, GSI Darmstadt, GSI-Report 79-7 (1979)
- ⁴ J. Müller, A. Schempp, Univ. Frankfurt/M., IAP, Int. Rep. 79-1 (1979); Engl. Transl.: LA-TR-82-28 (1982)
- ⁵ A. Schempp et al., Proc. 1984 Lin. Acc. Conf., Seeheim, GSI-84-11 (1984) p. 100
- ⁶ R.H. Stokes, G.N. Minerbo, *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-32, No. 5 (1985) p. 2593
- ⁷ A. Schempp, Univ. Frankfurt/M., IAP, Int. Rep. 85-6 (1985), Engl. Transl.: LA-TR-85-21
- ⁸ H.O. Moser, A. Schempp, KFK Karlsruhe, KFK 4090 (1986)
- ⁹ A. Crametz et al., *Nucl. Instr. Meth.*, 242 (1986) p. 179
- ¹⁰ P. Blüm, A. Citron, Proc. 3rd EHF-Workshop, Karlsruhe 1986
- ¹¹ A. Schempp et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-32, No. 5 (1985) p. 3252
- ¹² H. Klein et al., Proc. IX All-Union Acc. Conf., Dubna, USSR, 16-18 Oct. 1984, p. 117
- ¹³ A. Schempp, Proc. 1984 Lin. Acc. Conf., Seeheim, GSI-84-11 (1984) p. 339
- ¹⁴ A. Schempp, Proc. 1986 Lin. Acc. Conf., Stanford, 1986, to be published
- ¹⁵ Y. Hirao, Proc. 1984 Lin. Acc. Conf., Seeheim, GSI 84-11 (1984) p. 490
- ¹⁶ R.W. Müller et al., Proc. 1984 Lin. Acc. Conf., Seeheim, GSI 84-11 (1984) p. 77
- ¹⁷ W. Neumann et al., Proc. 1984 Lin. Acc. Conf. Seeheim, GSI 84-11 (1984) p. 80
- ¹⁸ A. Schempp et al., *Nucl. Instr. Meth.*, Vol. 10/11 (1985) p. 831
- ¹⁹ A. Schempp et al., Proc. HIF Symposium, Washington, 1986, to be published
- ²⁰ A. Schempp et al., *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, NS-30 (1983) p. 3536
- ²¹ S.O. Schriber, Proc. 1984 Lin. Acc. Conf., Seeheim, GSI 84-11 (1984) p. 501
- ²² N. Zoubek et al., Proc. HIF Symposium, Washington, 1986, to be published
- ²³ J. Klabunde et al., Proc. 1986 Lin. Acc. Conf. Stanford, to be published

РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ МОДУЛЯ ОСНОВНОЙ ЧАСТИ ЛУМФ НА ВЫСОКОМ УРОВНЕ МОЩНОСТИ

С.К.Есин, И.В.Киселев, А.С.Ковалишин, Л.В.Кравчук,
В.В.Леонтьев, В.Н.Леонтьев, В.В.Пеплов, О.Д.Пронин,
Г.В.Романов, В.Л.Серов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Для проведения комплексных испытаний функциональных систем линейного ускорителя Московской мезонной фабрики в Институте ядерных исследований АН СССР был создан экспериментальный стенд-модуль основной части линейного ускорителя мезонной фабрики (ЛУМФ) в следующем составе:

- 4-секционный резонатор;
- система вакуумной откачки резонатора;
- канал ВЧ-питания основной части ускорителя с волноводным трактом ввода мощности в резонатор и системой автоматического регулирования фазы и амплитуды (АРФА);
- система авторегулирования собственной частоты резонатора (АРЧТ).

Структурная схема стенда-модуля представлена на рис.1.

Исследования проводились на первом ускоряющем резонаторе основной части (свыше 100 МэВ) ЛУМФ. Резонатор состоит из четырех ускоряющих секций на основе структуры с проводящими шайбами и диафрагмами, связанных в единую колебательную систему тремя резонансными мостовыми устройствами в виде отрезков прямоугольного волновода с Е-уголками^{/1/}.

К ускоряющему резонатору, смонтированному на опорной балке, подсоединены коллекторы водяного контура системы АРЧТ, высоковакуумные магниторазрядные насосы НМД и пост предварительной откачки НВР + ДВН вакуумной системы резонатора. ВЧ-мощность поступает в резонатор по волноводному тракту от канала ВЧ-питания, состоящего из задающего генератора, предварительного усилителя, мощного усилителя на клистроне КИУ-40^{/2/}, высоковольтного импульсного модулятора, системы авторегулирования фазы и амплитуды, шкафов контроля и управления работой канала и связи с автоматической системой управления от ЭВМ. В состав волноводного тракта входят: клистронное гермоокно ГО1, ферритовый вентиль ФВ, направленные ответвители НО1... НО3, резонаторное гермоокно ГО2 и согласующая диафрагма, установленная на входе в средний мост резонатора.

До начала комплексных испытаний каждая из функциональных систем стенда-модуля прошла этапы монтажа и наладки.

Радиотехническая настройка резонатора, проведенная по разработанной в Институте ядерных исследований методике^{/1/}, обеспечила получение собственной частоты резонатора в атмосфере и при низком уровне мощности $f_p = 990, 805$ МГц при разнице уровней ускоряющего поля в соседних секциях резонатора не более $\delta E = 0,44\%$.

Канал усиления ВЧ-мощности был испытан под нагрузкой на высокочастотный эквивалент при импульсной мощности $P_n = 4,75$ МВт (длительность импульса $\tau = 150$ мкс, частота следования импульсов $F = 1... 100$ Гц).

Путем последовательного измерения КСВН входа резонаторного моста были определены оптимальные размеры окна согласующей диафрагмы 127×66 мм при КСВН, равном 1,08 /2/.

Система АРФА обеспечивала стабильность амплитуды ВЧ-поля на входе ускоряющего резонатора не хуже 0,2%.

Система АРЧТ работала в режиме прогрева резонатора до рабочей температуры $t = 25^\circ\text{C}$ и его термостабилизации с погрешностью не более $\pm 0,1^\circ\text{C}$.

До начала вакуумной тренировки резонатора был выполнен большой объем работ по поиску и устранению течей при откачке вакуумной системы постом предварительной откачки АРР-50 на базе вакуумных насосов 2НВР-5Д и ДЭН-50 с сорбционной ловушкой ЛЦ-60 при давлении остаточных газов 10^{-2} Па.

Для ускорения процесса обезгаживания внутренних поверхностей резонатора был проведен прогрев резонатора горячей водой с температурой $t = 50^\circ\text{C}$ в течение 7 часов, а также аргонная обработка насосов НМД-0,4 для очистки их внутренней поверхности и поверхностей соединительных патрубков, при давлении агрегата 4 Па в течение 1 часа. Дополнительная проверка наличия микронеплотностей и устранение их позволили к моменту ввода ВЧ-мощности в резонатор получить вакуум в объеме резонатора $P = 2 \cdot 10^{-5}$ Па при удельном натекании $1,2 \cdot 10^{-6}$ Па/с. Парциальный состав остаточного газа был следующий: 45% водорода, 18% азота, 11% воды, 7% аргона, 29% окиси и двуокиси углерода и метана. Результаты проверки работоспособности и параметров функциональных систем позволили приступить к завершающему этапу работ – вакуумной тренировке резонатора на высоком уровне ВЧ-мощности и комплексным испытаниям экспериментального стенда-модуля основной части ЛУМФ.

Ввод ВЧ-мощности в резонатор осуществляется при работе всех систем стенда-модуля при постоянном контроле вакуума в секциях резонатора. Предварительно было определено требование повышения давления остаточных газов в резонаторе не более чем $2,5 \cdot 10^{-3}$ Па при вводе ВЧ-мощности /3/.

Первоначальный ввод ВЧ-мощности в резонатор осуществлялся путем постепенного повышения импульсной мощности при частоте повторения $F = 25$ имп/с.

Номинальная импульсная мощность $P_{\text{ном}} = 2,25$ МВт была введена в резонатор через 14 часов после начала работы (рис.2).

При вводе ВЧ-мощности наблюдалось возникновение мультипакторных разрядов в секциях резонатора, как при малых, так и при номинальном уровнях мощности, что проявлялось в искажении ВЧ-импульса, снимаемого с петли резонатора, и резком ухудшении вакуума. После 10–15 мин работы на данном уровне разряды прекращались и осуществлялся дальнейший подъем уровня мощности.

Начиная с уровня мощности $P_{\text{и}} = 0,3$ МВт наблюдались мощные высоковольтные разряды, вызывающие срабатывание блокировок по давлению и отключение высокого напряжения модулятора системы ВЧ-питания.

Были отмечены две труднопроходимые зоны с уровнем $P_{\text{и1}} = 60$ –100 кВт и $P_{\text{и2}} = 0,6$ –0,8 МВт, при которых количество разрядов в течение продолжительного периода времени уменьшалось незначительно при поддержании постоянного уровня ВЧ-мощности. Увеличение же уровня ВЧ-мощности на 50–60 кВт приводило к прекращению разрядов.

При увеличении уровня высокочастотной мощности от 0 до 2,5 МВт собственная частота резонатора понижается приблизительно на 100 кГц (при стабилизации температуры воды на выходе секций резонатора, обеспечиваемой системой АРЧТ). Это обстоятельство требовало постоянного контроля оператором стенда-модуля соответствия между частотой задающего генератора и собственной частотой резонатора, что осуществлялось путем изменения частоты задающего гене-

ратора до момента получения минимума сигнала отраженной мощности $P_{отр}$ с выхода направленного ответвителя НО2 волноводного тракта /4/.

Ввод ВЧ-мощности в ускоряющий резонатор сопровождался возникновением рентгеновского излучения. На расстоянии 70 см от торца первой секции резонатора снималась зависимость мощности экспозиционной дозы рентгеновского излучения от импульсной ВЧ-мощности для различной частоты следования импульсов. Мощность дозы излучения при $P_{и} = 2,5$ МВт ($F = 100$ Гц, $\tau_{и} = 150$ мкс) составила 35 мкР/с.

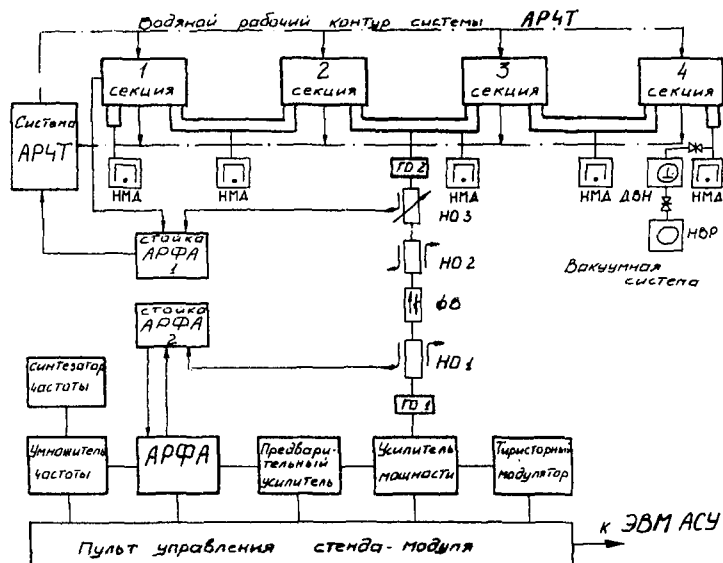


Рис.1. Структурная схема стенда-модуля основной части ЛУМФ.

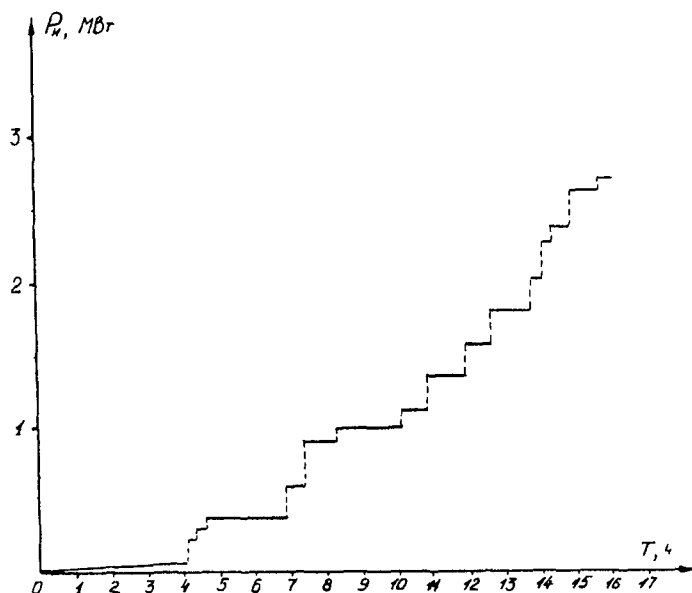


Рис.2. График процесса тренировки ускоряющего резонатора во времени.

При возникновении высоковольтных разрядов в резонаторе уровень излучения значительно возрастает. Это обстоятельство можно использовать для обнаружения и локализации конкретных мест возникновения разрядов с точностью до ячейки ускоряющей секции резонатора.

В период тренировки резонатора на высоком уровне мощности проводилась проверка работоспособности системы автоматического регулирования амплитуды поля в резонаторе. Результаты испытаний показали, что при включении системы АРА количество разрядов (в единицу времени) в резонаторе сокращается в 2-3 раза. Это объясняется высокой стабильностью поддержания уровня ВЧ-мощности на входе резонатора, как за время действия одного импульса, так и за более длительный период.

С целью определения запаса электрической прочности резонатор был испытан при повышенном уровне ВЧ-мощности. При подъеме ВЧ-мощности до 2,8 МВт вначале наблюдались высоковольтные разряды, которые прекратились через 10-15 мин. За последующие 45 минут было зарегистрировано всего 2 разряда, что свидетельствует об имеющемся запасе электрической прочности резонатора на основе структуры с проводящими шайбами и диафрагмами.

В результате вакуумной тренировки резонатора при повышении ВЧ-мощности до $P_{\text{и}} = 2,5 \text{ МВт}$ в резонаторе получен предельный вакуум ниже $1 \cdot 10^{-5} \text{ Па}$ при натекании $6 \cdot 10^{-7} \text{ Па/с}$ и отсутствии высоковольтных разрядов.

Комплексные испытания, проведенные на стенде-модуле Института ядерных исследований, подтвердили требуемое качество изготовления как отдельных узлов, так и в целом 4-секционного ускоряющего резонатора; возможность его радиотехнической настройки по разработанной методике; выполнение условий согласования резонатора с подводным волноводным трактом; работоспособность систем автоматического регулирования амплитуды ВЧ-поля в резонаторе, канала усиления ВЧ-мощности и тиристорного модулятора, систем вакуумной откачки и термостабилизации резонатора.

В процессе проведения комплексных испытаний были обеспечены стабильность режимов работы резонатора и измерение параметров функциональных систем экспериментального стенда-модуля основной части линейного ускорителя мезонной фабрики на высоком уровне ВЧ-мощности.

Л и т е р а т у р а

1. Исаенко С.В., Кравчук Л.В., Романов Г.В., Тарасов С.Г. "Методика настройки резонаторов основной части ускорителя мезонной фабрики". Препринт ИЯИ АН СССР, П-0332, М., 1984.
2. Линейные ускорители ионов. (Под ред. Б.П.Мурина). М.: Атомиздат, 1978, т.2.
3. Бацких Г.И., Гуслицков И.К. Исследование парциального состава газов в ускоряющей структуре второй части ускорителя мезонной фабрики. В кн.: Труды Радиотехнического института АН СССР, М., РТИ АН СССР, 1976, вып.25, с.141.
4. В.Г.Андреев и др. Предварительные результаты комплексных испытаний экспериментального стенда-модуля второй части ускорителя мезонной фабрики. В кн.: Труды Радиотехнического института АН СССР, М., РТИ АН СССР, 1976, вып.25, с.123.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЧИСЛЕННАЯ ОПТИМИЗАЦИЯ РЕЗОНАТОРОВ И РЕЗОНАНСНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМ

В.Л.Бухарин, И.Э.Качинский, Н.П.Соболев, В.В.Янченко

Московский инженерно-физический институт

Задачи совершенствования ускорительной техники, желание использовать в ускоряющих системах все более сложные физические процессы неизбежно приводят к необходимости тщательной теоретической проработки всех элементов создаваемых электродинамических систем. Мощным и все более универсальным инструментом таких теоретических исследований становится численное моделирование, которое в ряде случаев значительно дешевле натурального эксперимента, не требует больших материальных затрат, позволяет набрать необходимую статистику в короткие сроки и в сочетании с натуральным экспериментом помогает существенно ускорить разработку новых установок и приборов.

Тенденция к увеличению токов заряженных частиц и мощности установок в целом выдвинула новые требования к численному моделированию электродинамических процессов. Одним из наиболее существенных требований является многомодовость модели, т.е. возможность анализировать взаимодействие пучков заряженных частиц с комплексом электромагнитных колебаний, которые возбуждаются в рабочих объемах установок, и изучать дисперсионные свойства структур в высших полосах пропускания.

Наиболее перспективной в свете этих требований является электродинамическая модель, позволяющая получить довольно полную картину электродинамических процессов в ускоряющих системах. В основу электродинамической модели положено разложение искомым электромагнитных полей по системам собственных векторных функций резонаторов /1/. В этом случае вся проблема разделяется на две относительно самостоятельные задачи: построение систем собственных векторных функций резонаторов и определение неизвестных коэффициентов разложения.

Большинство используемых на практике резонаторов имеют сложную форму, и для нахождения их собственных векторных функций необходимо привлекать численные методы. Этот фактор до недавнего времени существенно тормозил развитие и ограничивал применение электродинамической модели. Однако за последние годы в области расчета резонаторов достигнут значительный успех /2/. Авторами доклада разработаны методики и создан комплекс программы для численного построения систем собственных векторных ортонормированных функций в осесимметричных резонаторах. Основу разработанного комплекса составляют программы, предназначенные для расчета резонансных частот и электромагнитных полей как азимутально-однородных ($VOLNA$, $C-NOM$ /3/), так и азимутально-неоднородных ($VIKING$ /4/, $SUPERGNOM$) видов колебаний в резонаторах сложной формы. Типичная относительная погрешность расчета резонансных частот высших видов колебаний составляет $(1+5) \cdot 10^{-3}$. Расчет одного вида колебаний в Ω - образном резонаторе занимает 20+100 с на ЭВМ ЕС-1060. Использование численных методов

для определения собственных векторных функций резонаторов, естественно, не дает возможности построить бесконечную систему собственных функций, а заставляет ограничиться лишь наиболее значимыми для данной задачи членами, что усложняет использование электродинамической модели, но не снижает ее конечной эффективности.

Второй задачей при разработке электродинамической модели является, как отмечалось выше, определение коэффициентов разложения электромагнитных полей, возбуждаемых в резонаторах. Для получения системы уравнений относительно коэффициентов разложения целесообразно использовать метод Галеркина /5/. На основе этого метода в рамках самосогласованной постановки разработаны методики для определения коэффициентов разложения полей, возбуждаемых в резонаторах потоками заряженных частиц в стационарном и переходном режимах /6,7/. Разработанные методики реализованы в программе *KRAV* для расчета амплитуд и фаз электрических полей азимутально-однородных колебаний, генерируемых в осесимметричных резонаторах модулированной и немодулированной последовательностью сгустков заряженных частиц, и в программном комплексе *DE DAL*, предназначенном для расчета генерации в стационарном режиме СВЧ-колебаний в осесимметричных резонаторах комплексом пучков заряженных частиц, параллельных оси резонатора /8/. Для моделирования динамики пучков используется метод крупных частиц /9/ в двумерном приближении с учетом кулоновского взаимодействия. На основе методики расчета полей в переходном режиме в приближении заданного тока изучен процесс заполнения электромагнитным полем цилиндрического резонатора при возбуждении его одиночным сгустком заряженных частиц.

Важным этапом разработки ускоряющих систем является их оптимизация с целью улучшения рабочих характеристик установки. В связи с этим на базе программы *SPRAY*, предназначенной для расчета азимутально-однородных видов колебаний с использованием методики последовательного приближения границы, был разработан программный комплекс *OPTIM* для оптимизации электродинамических характеристик и проектирования осесимметричных резонаторов. В качестве метода поиска, работающего на негладкой поверхности отклика, используется один из прямых методов - метод конфигураций, в котором направление поиска полностью определяется на основании последовательных вычислений целевой функции для рассматриваемых геометрий резонатора. Критерием качества в программном комплексе *OPTIM* может являться любая комбинация электродинамических характеристик резонатора. В комплексе реализована возможность оптимизации с сохранением резонансной частоты заданного вида колебаний в пределах $\pm 5\%$ от точного значения за счет изменения радиальных размеров резонатора.

Наиболее сложными объектами для численного моделирования, где максимально используются достоинства электродинамической модели, являются генераторно-ускорительные системы. При моделировании таких систем из-за присутствия сильноточного генераторного пучка и нерабочих резонансных связей необходим учет высших видов колебаний. В то же время задача, как правило, должна решаться в рамках самосогласованной постановки, в связи с чем она становится существенно нелинейной. Все это нашло свое отражение в методике, разработанной для численного исследования многосвязных резонаторных генераторно-ускорительных систем с учетом нелинейной нагрузки током и реализованной в программах *SPRUT* и *BUYN* /10/. Разработанные методики и программы позволяют исследовать электродинамические характеристики генераторно-ускорительных систем, учитывать влияние пучков на резонансные частоты систем, определять коэффициент передачи энергии от генераторного пучка к ускоряемому, а также проводить оптимизацию систем по геометрии структур и параметрам генераторного и ускоряемого пучков.

Л и т е р а т у р а

1. Слэтер Дж. Электроника сверхвысоких частот. М.: Сов.радио, 1948, 191с.
2. Григорьев А.Д., Янкевич В.Б. Резонаторы и резонаторные замедляющие системы СВЧ. М.: Радио и связь, 1984, 248 с.
3. Бухарин В.Л., Третьяков А.Г. Определение электродинамических характеристик аксиально-симметричных видов колебаний в осесимметричных резонаторах. - В кн.: Теория, расчет и экспериментальные работы по ускорителям заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1982, с.96-100.
4. Бухарин В.Л. Расчет резонансных частот и электромагнитных полей колебаний высших видов в резонаторах сложной формы. - В кн.: Ускорители заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1983, с.63-68.
5. Никольский В.В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. М.: Наука, 1967, 460 с.
6. Бухарин В.Л., Собенин Н.П., Третьяков А.Г. Численный анализ потерь пучка на возбуждение электромагнитных полей в рабочих объемах ускорителей. - В кн.: Теоретические и экспериментальные исследования ускорителей заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат. 1984, с.76-81.
7. Бухарин В.Л., Зверев Б.В., Собенин Н.П., Третьяков А.Г. Исследование спектра электромагнитных колебаний в резонаторах, возбуждаемых пучком заряженных частиц. - В кн.: Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, 1984. т.1, с.226.
8. Бухарин В.Л., Качинский И.Э., Собенин Н.П. Численная программная реализация электродинамической модели процесса генерации СВЧ-колебаний в многопучковом резонаторе. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента, вып.1 (27), 1986, с.64-66.
9. Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. М.: Атомиздат, 1979, 224с.
10. Бухарин В.Л., Собенин Н.П., Янченко В.В. Расчет электродинамических характеристик многосвязных резонаторных систем. - В кн.: Физика и техника линейных ускорителей. М.: Энергоатомиздат, 1985, с.77-80.

К РЕШЕНИЮ ТРЕХМЕРНОЙ ЗАДАЧИ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ АЗИМУТАЛЬНО - НЕСИММЕТРИЧНЫХ УСКОРЯЮЩИХ СТРУКТУР С ВНУТРЕННИМИ ЯЧЕЙКАМИ СВЯЗИ

А.Л.Мирошниченко, А.К.Орлов

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.В.Ефремова, Ленинград

Для расчета азимутально-симметричных ускоряющих структур разработан ряд эффективных программ, например *LALA* [1], *SUPERFISH* [2], *PRUDE* [3], решающих численными методами двумерные задачи. Вместе с тем в некоторых ускорителях используются ускоряющие системы с азимутальной асимметрией. В таком случае необходимы программы решения трехмерных задач электродинамики. В частности, в печати [4] сообщается о разработке трехмерной версии кода *URMEL* и о проверке её на простейших моделях. Однако считается, что для окончательной отладки программы потребуется еще несколько лет. Определенные трудности, связанные с необходимым объемом памяти ЭВМ, временем счета, а также и с проблемами математического плана, возникают и у других разработчиков трехмерных программ [5].

В подобной ситуации могут оказаться полезными результаты аналитического расчета некоторых азимутально-несимметричных структур, во-первых, для тестирования численных кодов и, во вторых, для некоторых практических приложений.

В докладе проанализирован частный случай бипериодических систем с внутренними ячейками связи. Рассмотрены цилиндрические ускоряющие ячейки и более кратко ячейки тороидальной формы, а также близкие к омегаобразным. Электромагнитная связь между резонаторами осуществляется посредством азимутальных щелей.

Расчет проведен на основании стандартного метода частичных областей. Основные особенности вычислений изложим на примере рис.1. Элемент периодичности структуры разобьем на 5 областей. Считаем, что $h \gg \Delta$, $t \gg \Delta$, и что радиус кривизны щели значительно превышает её поперечные размеры. В таком случае в щелях возбуждается единственная компонента поля $E_r(\varphi)$, соответствующая совокупности волн типа H_{0n0} . Согласно [6] эта компонента удовлетворяет уравнению

$$\frac{d^2 E_r^p}{R^2 d\varphi^2} + k^2 E_r^p = \frac{i\omega\kappa_0}{t} \delta H^p,$$

где $\delta H^p = \frac{1}{\Delta} \int_{R-\frac{\Delta}{2}}^{R+\frac{\Delta}{2}} (H_p^+ - H_p^-) dr$ - разность усредненных значений тангенциальной составляющей магнитного поля H_φ слева и справа от щели.

Согласно теореме Элоке $E_r^3 = e^{i\theta} E_r^1$, где θ - сдвиг фазы поля на период. Решение предыдущего уравнения выражается в форме:

$$E_r^p = -\frac{i\rho_0 h}{\pi \epsilon \sin kh} \left[\sin kh \left(1 - \frac{\varphi'}{\pi} \int_0^{\varphi'} \delta H^p \sin \frac{kh \tau'}{\pi} d\tau' - \right. \right. \\ \left. \left. - \sin \frac{kh \varphi'}{\pi} \int_{\varphi'}^{\pi} \delta H^p \sin \frac{kh (\tau' - \pi)}{\pi} d\tau' \right) \right] \quad \varphi' = \frac{\pi}{\Phi} (\varphi - \varphi_0); \\ , \text{ где } \tau' = \frac{\pi}{\Phi} (\tau - \varphi_0).$$

Представив поле δH^p в виде ряда по азимутальным гармоникам $\delta H^p = \sum_m e^{im\varphi} H_{pm}$, перейдем к аналогичному представлению и для E_r^p .

Получаем

$$2\pi E_n^p = -\frac{i\rho_0 h}{\pi \epsilon \sin kh} M_{mn} H_{pm}, \quad (1) \\ \text{где } M_{mn} = e^{i(m-n)\varphi_0} \frac{2\pi kR}{\Phi((kR)^2 - m^2)} \left\{ \frac{kR}{(kR)^2 - n^2} \left[\cos \frac{m+n}{2} \phi - \right. \right. \\ \left. \left. - \cos kh \cos \frac{m-n}{2} \phi + \frac{n}{kR} \sin kh \sin \frac{m-n}{2} \phi \right] - \sin kh \frac{\sin \frac{m-n}{2} \phi}{m-n} \right\}.$$

В цилиндрических областях используем для разложения полей полные системы функций поперечных операторов, т.е. ТЭ-и ТН-волны. В таком случае

$$\frac{H_\varphi}{i\omega} = \sum_{\sigma, \lambda} e^{im\varphi} \left[i\epsilon \frac{im}{r} g_{me} J\left(\frac{\mu_{me} r}{b}\right) - W_\lambda(z) f_{me} \cdot \frac{\gamma_{me}}{b} J'_m\left(\frac{\gamma_{me} r}{b}\right) \right]; \quad (2)$$

$$\vec{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \sum_{\sigma, \lambda} (\kappa^2 W_\lambda \psi_\lambda \vec{e}_3 + \text{grad } W_\lambda \psi_\lambda + \kappa^2 \text{rot } u_\sigma \psi_\sigma \vec{e}_3).$$

Обозначения соответствуют принятым в работах [7, 8]. Очевидно, что для каждой из областей I и II надо подставлять свои размеры. Сшивая тангенциальные составляющие электрического поля в сечения Z_1, Z_2, Z_3, Z_4 , получаем две системы однородных уравнений для азимутальных гармоник электрического поля в щелях

$$E_{n1} = B \sum_{m=-\infty}^{\infty} M_{mn} [\tilde{E}_{2m} (p_m + i d_m) - h_m E_{1m}]; \quad (3) \\ E_{n2} = B \sum_{m=-\infty}^{\infty} M_{mn} [-\tilde{E}_{2m} h_m + E_{1m} (p_m - i d_m)];$$

где $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

$$p_m = \cos \frac{\theta}{2} \sum_{\ell=1}^{\infty} [\tilde{g}'_{me} + \tilde{f}'_{me} + \tilde{g}_{me}^2 + \tilde{f}_{me}^2];$$

$$d_m = \sin \frac{\theta}{2} \sum_{\ell=1}^{\infty} [\tilde{g}'_{me} + \tilde{f}'_{me} - \tilde{g}_{me}^2 - \tilde{f}_{me}^2];$$

$$h_m = \sum_{\ell=1}^{\infty} (\cos \beta'_{me} d' \tilde{g}'_{me} + \cos \beta_{me}^2 d' \tilde{g}_{me}^2 + \cos \gamma'_{me} d' \tilde{f}'_{me} + \cos \gamma_{me}^2 d' \tilde{f}_{me}^2)$$

$$\begin{aligned}\tilde{g}'_{me} &= -\omega m g'_{me} \tilde{I}'_{me} E'_{me} \frac{B'_{me}}{\sin \beta'_{me} d}; \\ \tilde{f}'_{me} &= i \omega f'_{me} \frac{V_{me}}{B} \tilde{I}'_{me} \frac{\rho'_{me}}{g'_{me} \sin \beta'_{me} d}; \\ \rho'_{ne} &= \epsilon_0 f'_{ne} \Delta \frac{V_{ne}}{B} \tilde{I}'_{ne}; \\ \epsilon'_{ne} &= \rho'_{ne} \frac{n}{i k^2} \frac{I'_{ne}}{\tilde{I}'_{ne}} \frac{J_{n+1}(V_{ne})}{\sqrt{1 - \frac{n^2}{\mu_{ne}^2}} J_n(\mu_{ne})} \frac{B}{\mu_{ne}^2} \frac{V_{ne}}{B}; \\ B &= -\frac{i \rho_0 h}{\pi t \sin kh}; \quad \tilde{E}_{2m} = e^{-i \frac{\theta}{2}} E_{2m}\end{aligned}$$

(см. также обозначения работы [7,8]).

Символы 1,2 означают, что выражение определяется через геометрию первой или второй ячейки.

При одинаковых размерах резонаторов, когда $d_m = 0$, приходим к выведенному ранее уравнению [8]:

$$E_n = \frac{(kR)^2 4 \rho \Delta R}{\pi B t \sin kh} \sum_{m=-\infty}^{\infty} M_{nm} \rho_m E_m, \quad (4)$$

$$n=0; \pm 1; \pm 2.$$

Сходимость расчетных данных для kv при сдвиге колебаний на период $\theta = \frac{\pi}{2}$ представлены на рис.2. Геометрия ячеек и экспериментальные значения взяты из работы [9]: $\rho = 3$, $h = 8,824$; $R = 4,539$; $d = 1,53$; $B = 4,781$; $\Delta = 0,4845$; $t = 0,0765$ (см).

Расчет цепочек с ускоряющими резонаторами тороидальной формы (рис.1б) связан с увеличением количества частичных областей и усложнением формул. Поэтому ограничимся кратким описанием решения. В области щелей используются выражения для поля в виде (1). В областях I-IV также применяются разложения по собственным функциям поперечных операторов. Сшивающие поля приводит к системе однородных уравнений для амплитуд гармоник, а из условия обращения определителя в нуль находится, как обычно, частота колебаний. Подобный расчет можно обобщить на случай ускоряющих ячеек омегаобразной формы, если использовать эквивалентный по критерию совпадения основных частот тороидальный резонатор. В настоящее время описанный алгоритм находится в стадии отладки. Добавим, что частота омегаобразной ячейки должна рассчитываться численными методами.

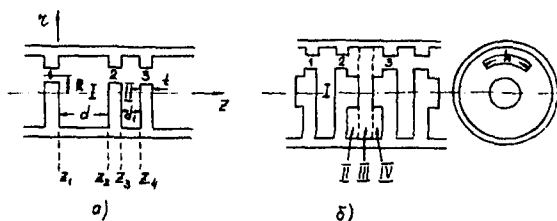


Рис. 1. Геометрии ускоряющей структуры.

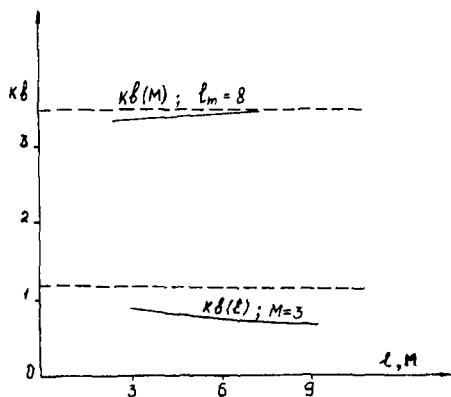


Рис. 2. Сходимость решения
дисперсионного уравнения
при $\theta = \frac{\pi}{2}$.

Л и т е р а т у р а

1. Hoyt H.C., Simmonds P.D., Rich W.F. - RSI, 1966, 37, p.755.
2. Halbach K., Holsinger R.F. - Part.Acc., 1976, I, p.213.
3. Daikovskii et al. - Part.Acc., 1982, 12, p.59.
4. Weiland T. - IEEE Trans.on N.S., 1985, NS-32, No.5, part II, p.2738.
5. Chin Y. KEK 83-19, Nov. 1983.
6. Орлов А.К., Смирнов В.И. - В сб.: Электрофизическая аппаратура. Вып.10.-М.: Атомиздат, 1973.с. 46.
7. Орлов А.К. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1985 г., т.1, с.203.
8. Орлов А.К. Препринт НИИФАН-Л-В-0691, М.:ЦНИИатоминформ, 1985 г.
9. Allen M.A., Kino G.S. - IRE Trans.on MTT, 1960, MTT-8, No.3, p.362-372.

ОСОБЕННОСТИ УСКОРЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ В МНОГОРЕЗОНАТОРНЫХ СТРУКТУРАХ

М.Ф.Ворогушин

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.В.Виремова, Ленинград

В.Н.Малышев

Ленинградский электротехнический институт им. В.И.Ульянова (Ленина)

При разработке линейных ускорителей электронов на стоячей волне весьма важными являются вопросы анализа переходных и установившихся процессов в системах ВЧ-питания при нестационарной нагрузке ускоряющих структур пучком заряженных частиц. Особый интерес представляет исследование динамического режима многорезонаторных ускоряющих структур (УС) при ускорении интенсивных пучков.

Модель многорезонаторной ускоряющей структуры (рис.1) представим в виде отрезка линии длиной ℓ , закороченного на правом конце и присоединенного к элементу связи на левом $/1,2/$. Составим уравнение рассеяния волн на реактивном элементе связи, имеющем симметричную S -матрицу ($S_{11} = S_{22} = -\rho$, $S_{21} = S_{12} = i\sqrt{1-\rho^2}$, ρ - параметр связи):

$$\begin{cases} B_1(t) = S_{11} a_1(t) + S_{12} a_2(t), & B_2(t) = S_{21} a_1(t) + S_{22} a_2(t), \\ a_2(t) = a_n(t) - B_2(t-\tau) \exp(-2\alpha\ell), \end{cases} \quad (1)$$

где $a_1(t)$, $B_1(t)$, $a_2(t)$, $B_2(t)$ - комплексные огибающие падающих и отраженных волн в отсчетных сечениях элемента связи; $a_n(t)$ - комплексная огибающая волны, наведенной пучком в структуре (сечение 2-2), без учета перестраиваний на элементе связи; τ - групповое время запаздывания на удвоенной длине структуры; α - постоянная затухания; ℓ - длина структуры.

В приближении заданного движения

$$a_n(t) = \begin{cases} -1/2 \bar{I}_1 \sqrt{P_{пад}/2\alpha\ell} \{1 - \exp[-2\alpha\ell(t-t_0)/\tau]\} \exp[i\psi(t)], & 0 < t - t_0 < \tau, \\ -1/2 \bar{I}_1 \sqrt{P_{пад}/2\alpha\ell} [1 - \exp(-2\alpha\ell)] \exp[i\psi(t)], & t > t_0 + \tau, \end{cases} \quad (2)$$

где $\bar{I}_1$ - нормированная амплитуда первой гармоники тока пучка, $\bar{I}_1 = I_1 \sqrt{2R_{ш} T^2 / P_{пад}}$; $R_{ш}$ - шунтовое сопротивление; T - пролетный фактор; $P_{пад}$ - мощность падающей от генератора волны; t_0 - момент начала инжекции; $\psi(t)$ - фаза огибающей, в общем случае зависящая от времени.

Соотношения (1) и (2) определяют переходные процессы в многорезонаторной ускоряющей структуре при воздействии ВЧ-импульса с произвольной огибающей и нестационарной нагрузке пучком частиц. Для решения уравнений (1) и (2) в общем случае может быть использован рекуррентный алгоритм, легко реализуемый на ЭВМ. Если же в структуру поступает предварительно сгруппированный пучок, то для описания переходных процессов можно получить аналитические соотношения $/1,3/$.

Согласование нагруженной пучком структуры в установившемся режиме достигается при условии

$$\rho_o = [\bar{e}^{-2\alpha\ell} - \sqrt{A^2(A^2 + 1 - \bar{e}^{-4\alpha\ell})}] / (1 + A^2), \quad (3)$$

где $A = \bar{I}_1 [1 - \exp(-2\alpha\ell)] / 4\sqrt{\alpha\ell}$ характеризует относительную интенсивность токовой нагрузки. На рис.2 приведен пример расчетов по формулам (1,2). Видно, что переходный процесс, вызванный воздействием ВЧ-импульса генератора,

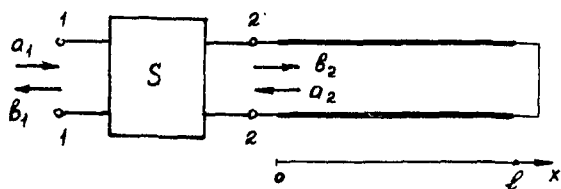


Рис.1. Эквивалентная схема многорезонаторной ускоряющей структуры.

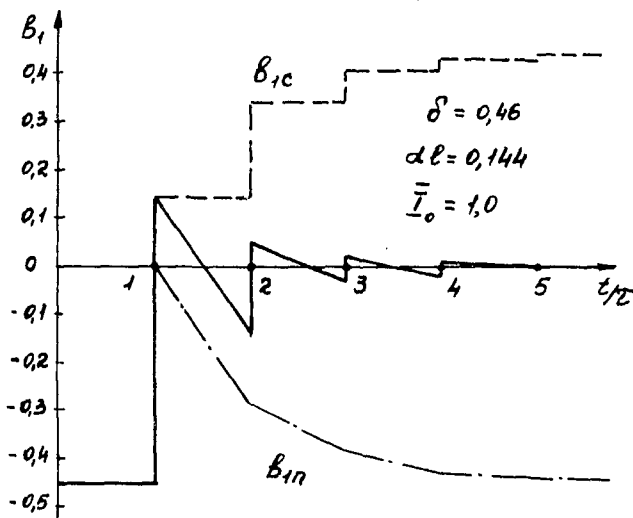


Рис.2. Временная зависимость отраженной волны на входе нагруженной пучком ускоряющей структуры.

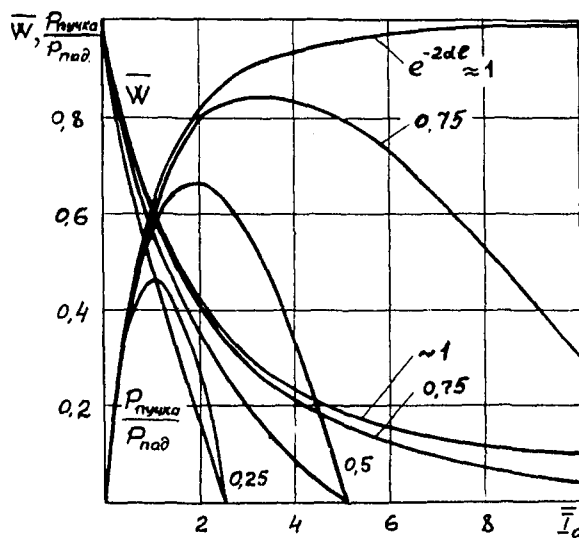


Рис.3. Зависимость нормированной энергии и относительной мощности пучка от нормированного среднего тока пучка.

имеет ступенчатый характер, а процесс установления наведенной пучком волны ближе к экспоненциальному из-за распределенного возбуждения.

Пользуясь развитой выше методикой, можно получить выражения для амплитуд волн, возбужденных генератором и пучком в произвольном сечении структуры. Прирост энергии частиц, движущихся синхронно с волнами в структуре, определен интегрированием по длине структуры:

$$\Delta \bar{W} = \Delta W / \sqrt{2 R_{\text{ш}} T^2 \ell P_{\text{ноэ}}} = \frac{\sqrt{1 - \beta^2} (1 - e^{-2\alpha \ell})}{\sqrt{\alpha \ell} (1 - \beta e^{-2\alpha \ell})} - \frac{\bar{I}_p}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{2\alpha \ell} \frac{(1 - \beta)(1 - e^{-2\alpha \ell})}{1 - \beta e^{-2\alpha \ell}} \right\}. \quad (4)$$

Мощность пучка можно рассчитать по формуле $P_{\text{пучка}} = P_{\text{ноэ}} \bar{I}_p \Delta \bar{W} / 2$. (5) Графики на рис.3 иллюстрируют результаты расчета по формулам (4) и (5). Из анализа этих графиков можно сделать следующие выводы.

При малом затухании на длине структуры ($\alpha \ell \ll 1$) токовые зависимости $\Delta \bar{W}$ и $P_{\text{пучка}} / P_{\text{ноэ}}$ совпадают с аналогичными для одиночного резонатора. Это трудно показать и аналитически. При значительном затухании на длине структуры зависимость относительной мощности пучка от тока пучка имеет максимум. При дальнейшем росте нормированного тока энергия и мощность пучка быстро падают до нуля. Существует предельное значение нормированного тока пучка, при превышении которого прирост энергии отрицателен даже при оптимальном согласовании нагруженной пучком структуры. В этих условиях и генератор, и пучок расходуют мощность на потери в стенках УС.

Критическое значение тока, при котором относительная мощность пучка имеет максимум, и предельное значение тока, при котором прирост энергии частиц обращается в ноль, падают с ростом затухания в структуре. Отмеченные особенности, из которых главной является существование предельного значения нормированного тока пучка для структур с конечным значением затухания, коренным образом отличают многорезонаторные ускоряющие структуры от одиночных резонаторов, выбором согласования которых можно – по крайней мере теоретически – добиться положительного прироста энергии при любом токе пучка.

Рассмотрим роль коэффициента связи $K_{св}$ между ячейками при нагрузке пучком. Групповая скорость волн в многорезонаторной структуре пропорциональна $K_{св}$. Например, в цепочке связанных резонаторов $V_{гp} = \omega_0 K_{св} D / 4$, $Q_0 = \omega_0 / (2\alpha V_{гp})$ и поэтому $\alpha \ell = 2N / (K_{св} Q_0)$, где D – период структуры, N – число ячеек, Q_0 – собственная добротность. Выше установлено, что затухание на длине структуры определяет предельное значение нормированного тока пучка, который может быть ею ускорен. Добротность многорезонаторных ускоряющих структур различных типов находится в пределах $10^4 - 3 \cdot 10^4$ и во всяком случае с ростом $K_{св}$ не снижается. Поэтому для ускорения интенсивных пучков целесообразно использовать структуры с сильной межячеечной связью – в частности, структуру с шайбами и диафрагмами.

Литература

1. Ворогушин М.Ф., Малышев В.Н. Переходный процесс в многорезонаторной ускоряющей структуре. – ВАНТ. Сер.: Электрофизическая аппаратура, 1985, вып.22, с.52-56.
2. Ворогушин М.Ф., Малышев В.Н. Нестационарные процессы в многорезонаторной ускоряющей структуре при нагрузке пучком. – Препринт В-0709. – М.: ЦНИИ-атоминформ, 1985, 23 с.
3. Малышев В.Н. Динамические характеристики цепей с распределенными параметрами. – Радиотехника, 1984, № 9, с.25-29.

АКУСТИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИМПУЛЬСНОГО СВЧ-ПОЛЯ В ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СТРУКТУРАХ УСКОРИТЕЛЕЙ И КОНТРОЛЬ РЕЖИМА УСКОРЕНИЯ ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Ю.В.Капырин, В.И.Моисеев, В.В.Петренко

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва

Пондеромоторное поверхностное действие высокочастотного электромагнитного поля на протяжении уже длительного периода времени является предметом исследований в качестве механизма, позволяющего с хорошей достоверностью определять параметры высокочастотного поля /1/. Наиболее развитые в этом направлении методы основаны на измерении статических деформаций твердых тел. Достижение заметных регистрируемых статических деформаций сопряжено с необходимостью использовать суммарный эффект от давления поля на достаточно большие поверхности, с одной стороны, и увеличивать чувствительность упругих элементов пондеромоторных датчиков, с другой стороны. Вместе с тем, как это показано в настоящей работе, импульсному СВЧ-полю в электродинамических структурах ускорителя сопутствует акустический эффект в металлических конструкциях, регистрация которого благодаря высокой чувствительности ультразвуковых пьезоэлектрических датчиков для случая достаточно мощного ускорителя не составляет особой технической проблемы. Приведенные в работе результаты экспериментальных исследований, выполненных на линейном ускорителе электронов "Факел" /2/, позволяют заключить, что характер и интенсивность наблюдаемых ультразвуковых сигналов определяющим образом зависят от режима работы ВЧ-системы и от условий резонансного обмена энергией между ускоряющим электромагнитным полем в диафрагмированном волноводе и интенсивным пучком ускоряемых электронов. В работе рассмотрено экспериментально обоснованное одно из возможных практических использований этих зависимостей - выбор оптимальной фазы СВЧ-поля в ускоряющем волноводе при помощи системы акустической диагностики.

Механическое действие быстропеременного электромагнитного поля на тело из однородного хорошо проводящего металла с относительной магнитной проницаемостью, равной единице, определяется, как и в общем случае, тензором Максвелла и сводится к нормальному поверхностному давлению

$$p = \frac{1}{2} (\mu_0 H_t^2 - \epsilon_0 E_n^2), \quad (1)$$

где H_t и E_n - значения касательной магнитной и, соответственно, нормальной электрической компонент поля на поверхности металла /3/. Приближение (1) справедливо, если при постановке физической задачи все характерные геометрические параметры рассматриваемых процессов, например длины волн возбуждаемого ультразвука, существенно превышают глубину проникновения поля в металл.

Часть давления (1), обусловленная наличием на поверхности металла касательной составляющей магнитного поля H_t , в случае монохроматической частоты Ω поля может быть однозначно выражена через поверхностную плотность мощности потока электромагнитной энергии в металл. Для импульсного СВЧ-поля, когда длительность T импульса поля достаточно велика и на естественной полуширине линии $\Delta\Omega \approx 2\pi/T$ можно пренебречь зависимостью толщины скин-слоя $d(\Omega) \sim \Omega^{-1/2}$ от частоты, соотношение для импульсного давления $p_n(t)$ можно представить в аналогичном виде:

$$p_n(t) = \sqrt{\frac{\sigma \mu_0}{2\Omega}} w(t) [1 + \cos 2(\Omega t + \alpha)], \quad (2)$$

где $w(t)$ - импульсная поверхностная плотность мощности потока энергии в металл и σ - проводимость металла.

В периферийной области ячейки круглого диафрагмированного волновода электромагнитное поле с достаточной для оценок точностью может быть представлено двумя компонентами: азимутальной H_θ магнитного и продольной E_z электрического /4/.

Таким образом, на внутренней цилиндрической поверхности ячейки нормальная компонента электрического поля отсутствует, и, следовательно, давление здесь полностью определяется потоком электромагнитной энергии в металл. Вводя зависящий от геометрии безразмерный коэффициент η , который характеризует распределение тепловых потерь в стенках ячейки, получим соотношение для импульсного давления на внутренние цилиндрические поверхности:

$$P_c = \sqrt{\frac{\sigma \mu_0}{2\Omega}} \frac{P(t)}{(1+\eta)2\pi bD} \left[1 + \cos 2(\Omega t + \alpha) \right] \equiv \hat{P}_c \left[1 + \cos 2(\Omega t + \alpha) \right]. \quad (3)$$

Здесь $P(t)$ — суммарная мощность СВЧ-потерь в ячейке, b и D — внутренний радиус и, соответственно, продольный размер ячейки.

Быстроосциллирующее слагаемое в правой части (3) определяет в спектре поверхностного давления наличие линии вблизи удвоенной рабочей частоты ускорителя, равной приблизительно 1,8 ГГц. Пренебрегая эффектами, связанными с возбуждением и регистрацией акустических колебаний столь высоких частот, ограничимся вкладом первого слагаемого, спектральная плотность которого определяется формой огибающей высокочастотного импульса и, следовательно, заметно отлична от нуля лишь в диапазоне частот, не превышающих по порядку величины значения $1/T$.

Оценку величины акустического эффекта, обусловленного электромагнитным давлением на внутренние стенки металлической ускоряющей структуры линейного ускорителя, можно выполнить в рамках упрощенной геометрической модели, представляющей собой цилиндр кругового сечения с внутренним радиусом b и конечной толщиной стенок, много большей толщины скин-слоя. Полагая плотность потока мощности электромагнитной энергии в металл одинаковой по всей внутренней поверхности цилиндра, для единственной в данном случае отличной от нуля радиальной компоненты $u(r,t)$ смещения запишем волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = c_l^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial (ru)}{\partial r} \right) \quad (4)$$

с начальными условиями $u|_{t=0} = 0$, $\frac{\partial u}{\partial t}|_{t=0} = 0$ и граничным условием на внутренней поверхности цилиндра

$$\left[\lambda \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r} u \right) + 2\mu \frac{\partial u}{\partial r} \right]_{r=b} = -P_c(t). \quad (5)$$

Здесь λ , μ — коэффициенты Ламе и c_l — скорость продольных звуковых волн в металле. На достаточно коротком после начала импульса давления (3) отрезке времени $t > 0$ передний фронт акустического возмущения, распространяющийся со скоростью c_l , не успевает достичь внешней поверхности цилиндра, и, следовательно, наличием последней можно пренебречь, формально решая краевую задачу для неограниченного пространства $r > b$. Единственность решения обеспечивается в данном случае вытекающим из физического смысла требованием распространения возмущения в направлении от источника.

Подробное исследование решения поставленной краевой задачи (4,5) в рассматриваемом цилиндрическом случае даже при достаточно простой форме огибающей $P(t)$ высокочастотной мощности сводится к результату, неудобному для аналитических оценок. Вместе с тем некоторые важные характеристики решения можно легко получить непосредственно из вида уравнения (4). Так, в результате двукратного почленного интегрирования этого уравнения по координате r с учетом (5) и свойства $u \approx 0$ при $r > c_l t$ определим усредненное по объему проникновения в металл радиальное акустическое смещение

$$\bar{u}_c(T) = \frac{\hat{P}_c}{\rho} \frac{T}{2c_l}, \quad (6)$$

возникающее в результате действия прямоугольного импульса СВЧ-поля длительностью T . Это соотношение справедливо для достаточно коротких импульсов, когда

за время действия поля T передний фронт акустического возмущения, распространяющийся со скоростью C_s , не достигает внешней поверхности волновода.

Рассмотрим численный пример, характерный для ускоряющей волноводной секции ЛУЭ "Факел". Задавая значения геометрических размеров структуры $a = 0,019\text{м}$, $b = 0,065\text{м}$, $D = 0,055\text{м}$ ($\eta = 1,1$), проводимости меди $\sigma = 5,6 \cdot 10^7 \text{Ом}^{-1}\text{м}^{-1}$, а также усредненного по ячейкам структуры импульсного уровня рассеиваемой в стенках высокочастотной мощности $P = 0,2\text{МВт}$, получим величину импульсного давления (3) $\hat{p}_i = 234,2\text{Па}$. Далее, при $\rho = 8,96 \cdot 10^3 \text{кг/м}^3$, $C_s = 5 \cdot 10^3 \text{м/с}$ и длительности импульса $T = 2 \cdot 10^{-6}\text{с}$ усредненное акустическое смещение (6) составляет $\bar{u}_c = 5,2 \cdot 10^{-12}\text{м}$. При этом глубина проникновения смещения в металл составляет $0,01\text{м}$, следовательно, импульс поля такой длительности возбуждает практически всю металлическую конструкцию ускоряющей секции.

Для сопоставления теоретических результатов с экспериментальными данными была рассчитана чувствительность пьезоэлектрического датчика (таблетка из пьезокерамики ЦТС-19) к механическим давлениям p :

$$V_{oc} = 100 \gamma p, \quad \gamma = 11,6 \cdot 10^{-6} \text{ В/Па}. \quad (7)$$

В соотношение (7) для наблюдаемого на осциллографе напряжения V_{oc} входит коэффициент усиления усилителя 100. Определенное экспериментально датчиком (7) давление $p = 172,4 \pm 17,2\text{Па}$ отличается от расчетного значения на относительную величину, меньшую, чем 30%.

Типичные спектры наблюдаемых в металлической конструкции диафрагмированного волновода ультразвуковых сигналов при различных длительностях импульса T представлены на рис.1. Видно, что с увеличением длительности импульса в спектрах увеличивается относительный вклад низких частот.

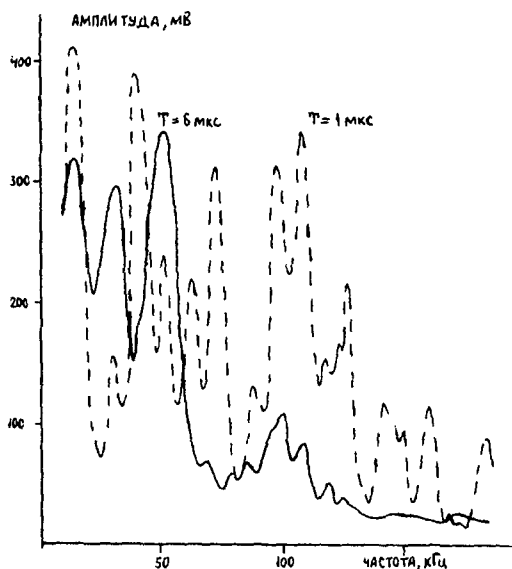
Рассмотренный механизм возбуждения ультразвука импульсным СВЧ-полем может быть использован для диагностики и настройки режима работы ускорителя.

Одним из существенных моментов для достижения оптимального режима ускорения в многосекционном линейном ускорителе является правильный выбор фаз ускоряющих электромагнитных волн в отдельных ускоряющих волноводах относительно фазы группирователя пучка.

На ускорителе "Факел" разработан и внедрен способ оценки и контроля режима ускорения пучка, заключающийся в измерении мощности, эффективно отбираемой пучком в процессе его ускорения. Принцип контроля основан на пондеромоторном действии импульсного ускоряющего СВЧ-поля в элементах многосекционного ускорителя и заключается в измерении интенсивности ультразвуковых колебаний этих элементов, которая обратно пропорциональна мощности, отбираемой пучком.

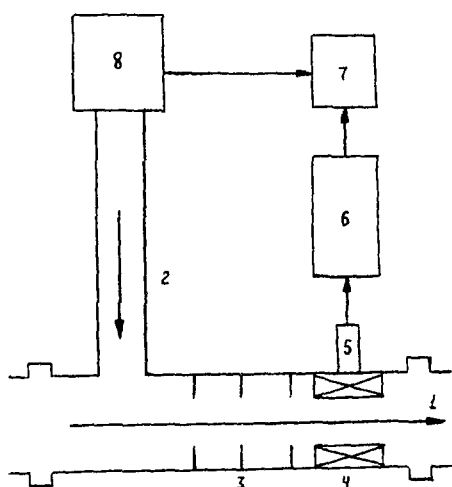
На ускорителе "Факел" разработан и внедрен способ оценки и контроля режима ускорения пучка, заключающийся в измерении мощности, эффективно отбираемой пучком в процессе его ускорения. Принцип контроля основан на пондеромоторном действии импульсного ускоряющего СВЧ-поля в элементах многосекционного ускорителя и заключается в измерении интенсивности ультразвуковых колебаний этих элементов, которая обратно пропорциональна мощности, отбираемой пучком.

Р и с. 1. Спектры акустического сигнала в диафрагмированном волноводе.

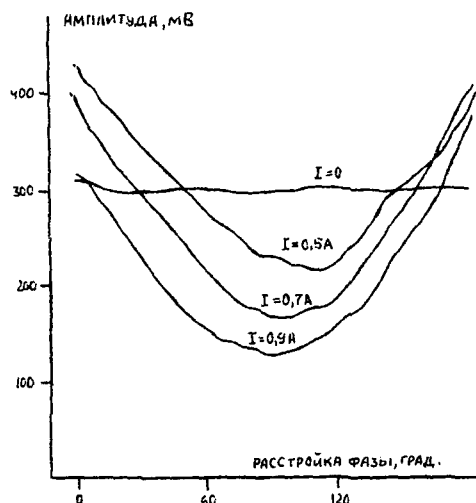


ном действии импульсного ускоряющего СВЧ-поля в элементах многосекционного ускорителя и заключается в измерении интенсивности ультразвуковых колебаний этих элементов, которая обратно пропорциональна мощности, отбираемой пучком.

Структурная схема системы приведена на рис.2. Ускоряющая пучок 1 электромагнитная волна 2 в одном из ускоряющих волноводов 3 ускорителя рассеивается после



Р и с. 2. Структурная схема системы контроля режима ускорения.



Р и с. 3. Зависимости выходного сигнала системы контроля от угла фазовой расстройки ускоряющей секции.

передачи части своей энергии пучку в элементах этого волновода (в основном в его поглощающей нагрузке 4), вызывая в последних акустические колебания. С целью измерения амплитуды этих колебаний снаружи поглощающих элементов волновода устанавливается пьезоэлектрический преобразователь 5, сигнал от которого после преобразования схемой 6 подается на регистратор, например на двухкоординатный потенциометр 7, второй вход которого соединен с цепью управления фазовращателем 8 данного ускоряющего волновода. Минимум сигнала на регистраторе свидетельствует о минимуме неиспользованной для ускорения пучка части СВЧ-энергии, а значит, и об оптимальном режиме ускорения пучка в данном ускоряющем волноводе. Типичные зависимости сигнала на регистраторе при значительных углах фазовой расстройки ускоряющего волновода приведены на рис.3 – отчетливо видны изменения оптимального значения фазы СВЧ-поля в ускоряющем волноводе при изменении тока ускоряемого интенсивного пучка.

Помимо указанной цели настройки и контроля оптимального режима ускорения описываемый здесь способ позволяет оперативно оценивать и контролировать качество элементов ускоряющего волновода, поскольку при прочих равных условиях ускорения значительное увеличение амплитуды акустических колебаний элементов волновода свидетельствует об ухудшении ускоряющих свойств последних (режим работы ускоряющего волновода, предшествующий СВЧ-пробоям и т.п.).

Применяемая на ускорителе "Факел" система, реализующая указанный способ, обладает двумя важными достоинствами – ее использование, во-первых, не нарушает сильноточный режим работы ускорителя, поскольку датчики системы расположены снаружи элементов ускоряющих волноводов, и, во-вторых, система является помехозащищенной за счет разной скорости распространения электромагнитных и звуковых волн, что очень важно в условиях мощной импульсной СВЧ-установки.

Л и т е р а т у р а

1. Валитов Р.А., Хижняк Н.А., Еилков В.С. и др. Пондеромоторное действие электромагнитного поля. –М: Советское радио, 1975.
2. Воронков Р.М., Бойко В.А., Шмыгов А.М., Филиппова М.В. Проект сильноточного линейного ускорителя электронов. –АЭ, 1969, т.26, вып.4, с.348-352.
3. Тамм И.Е. Основы теории электричества. –М.: Наука, 1976.
4. Власов А.Д. Теория линейных ускорителей. –М.: Атомиздат, 1965.

К РАСЧЕТУ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ НА Н-ВОЛНЕ С ТОРЦЕВОЙ ОБЛАСТЬЮ

А.Г. Абрамов, А.Б. Барсуков, О.К. Беляев, А.Г. Дайковский,
С.Ю. Ершов, В.Б. Игошин, А.Д. Рябов, В.Б. Степанов, В.А. Тепляков
Институт физики высоких энергий, Серпухов

В линейных ускорителях ионов на низкие энергии нашли широкое применение ускоряющие структуры на Н-волне [1-4]. Они обладают малыми размерами поперечного сечения, по сравнению с длиной волны рабочего колебания, высоким эффективным пунтовым сопротивлением для относительных скоростей вплоть до 0,15. Для исследования электродинамики этих структур использовались плоскопараллельные [5], аксиально симметричные [6] и экспериментальные модели [6-8], позволяющие оценить ряд параметров, но имеющие очевидные ограничения. За рубежом до сих пор пользуются методом эквивалентных схем [9]. Сложность задачи в её трёхмерности. В настоящей работе с помощью модификации метода частичных областей, в которой для определения нормальных волн в каждой подобласти используется метод конечных элементов [10], строится решение трехмерной задачи. Затем проводится сравнение с экспериментальными результатами. Для структур с пространственно однородной квадрупольной ВЧ-фокусировкой методика позволяет снять ограничения на форму поперечного сечения и учесть торцевую область - принципиальный элемент в структуре с продольным магнитным полем.

1. Пусть резонатор состоит из нескольких частей волноводных фрагментов, каждая из которых представляет отрезок продольно однородного волновода, и пусть для определенности это двойной Н-резонатор, рис.1. Каждый i -й волноводный фрагмент характеризуется геометрическими параметрами L^i , D^i , M^i - соответственно длиной, сечением, связностью сечения. А электромагнитное поле $(\vec{E}^i, \vec{H}^i)$ выражается в виде суперпозиции TE-, TM-, TEM-волн (индекс i опущен)

$$\begin{vmatrix} \vec{E} \\ \vec{H} \end{vmatrix} = \sum_{j=1}^{\infty} \begin{vmatrix} \vec{E}_j^H \\ \vec{H}_j^H \end{vmatrix} + \sum_{j=1}^{\infty} \begin{vmatrix} \vec{E}_j^E \\ \vec{H}_j^E \end{vmatrix} + \sum_{j=1}^{M-1} \begin{vmatrix} \vec{E}_j^{\Phi} \\ \vec{H}_j^{\Phi} \end{vmatrix}. \quad (1)$$

Обозначая $\vec{a}_j = [\nabla \chi_j \times \vec{z}_0]$, $\vec{b}_j = \nabla \varepsilon_j$, $\vec{c}_j = \nabla \Phi_j$, где ε_j, χ_j -
 $j=1, \dots, \infty$ $j=1, \dots, \infty$ $j=1, \dots, M-1$

собственные функции поперечных спектральных задач для оператора Лапласа в D^i с однородными граничными условиями I и II рода на ∂D^i [10], а Φ_j - независимые решения неоднородной краевой задачи I рода в случае неограниченной области D^i , запишем выражения для тангенциальных компонент поля в сечении $z = \text{const}$

$$\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right)$$

$$\vec{E}_\tau = \kappa \sum_{j=1}^{\infty} \vec{a}_j f_j^H + \sum_{j=1}^{\infty} \vec{b}_j f_j^E + \sum_{j=1}^{M-1} \vec{c}_j f_j^{\Phi}, \quad (2)$$

$$\vec{H}_\tau \times \vec{z}_0 = \sum_{j=1}^{\infty} \vec{a}_j f_j^{H'} - \kappa \sum_{j=1}^{\infty} \vec{b}_j f_j^E - \kappa \sum_{j=1}^{M-1} \vec{c}_j f_j^{\Phi}.$$

Здесь f — решение уравнения $f_{zz}'' + (\kappa^2 - \chi)f = 0$, χ — квадрат поперечного волнового числа, которое определяется вместе с ε или $\mathcal{H}$. Перепишем более компактно (2)

$$\begin{aligned}\vec{E}_\tau &= \Gamma X, \quad \vec{H}_\tau \times \vec{z}_0 = \Gamma \bar{X}, \\ X &= (\kappa f_d^H, f_d^E, f_d^{Q'})^T, \quad \bar{X} = (f_j^{H'}, -\kappa f_j^E, -\kappa f_j^{Q'})^T, \\ \Gamma &= (\vec{a}_j, \vec{b}_j, \vec{c}_j).\end{aligned}\quad (3)$$

Запишем условие непрерывности тангенциальных компонент в плоскости сопряжения торцевой области и регулярной части, рис.1,

$$\begin{aligned}\Gamma^1 X_+^1 &= \begin{cases} \Gamma^2 X_-^2 & \text{в } D^2 \\ 0 & \text{в } D^1 \setminus D^2 \end{cases} \quad \text{для } E_\tau \\ \Gamma^1 \bar{X}_+^1 &= \begin{cases} \Gamma^2 \bar{X}_-^2 & \text{в } D^2 \\ ? & \text{в } D^1 \setminus D^2 \end{cases} \quad \text{для } H_\tau.\end{aligned}\quad (4)$$

Умножив соотношение для $\vec{E}_\tau$ на $(\Gamma^1)^T$, интегрируем по D^1 , а соотношение для $\vec{H}_\tau$ на $(\Gamma^2)^T$ и интегрируем по D^2 . В качестве символа интегрирования используем $[]_{D^1}$. Тогда получим

$$\begin{aligned}[(\Gamma^1)^T \Gamma^1]_{D^1} X_+^1 &= X_+^1 = [(\Gamma^1)^T \Gamma^2]_{D^2} X_-^2 \\ \bar{X}_-^2 &= [(\Gamma^2)^T \Gamma^1]_{D^1} X_+^1.\end{aligned}\quad (5)$$

В (4), (5) символы "+", "-" — это значения соответствующих векторов на правом и левом конце волноводного фрагмента, использованы также нормировки типа $[(\Gamma^1)^T \Gamma^1]_{D^1} = 1$. В (5) присутствуют четыре вектора $X_+^1, \bar{X}_+^1, X_-^2, \bar{X}_-^2$, которые не являются независимыми, поскольку выражаются через решения уравнения второго порядка для f . Заметим, что если область I слева оканчивается металлической поверхностью, то $X_+^1 = 0$, точно так же $X_-^2 = 0$, либо $\bar{X}_+^1 = 0$ в зависимости от симметрии нескольких мод относительно середины резонатора. Выбрав в качестве независимых переменных в (5) $\bar{X}_+^1$ и X_-^2 и выразив X_+^1 через $(X_+^1 = 0, \bar{X}_+^1)$, а $\bar{X}_-^2$ через $(X_-^2 = 0, \bar{X}_-^2)$ (или $\bar{X}_+^1 = 0, X_-^2$) с помощью фундаментальных матриц решений уравнений для f , получим окончательную систему уравнений относительно $(\bar{X}_+^1, X_-^2)$. Нули детерминанта этой системы, с трансцендентной зависимостью от спектрального параметра κ , определяют собственные частоты резонатора.

2. Экспериментальные исследования параметров двойного H-резонатора проводились на стенде, рис.1, в котором предусматривалось увеличение регулярной части ℓ_p с помощью удлиняющих накладок того же сечения, что позволяло варьировать исследуемые параметры. Измерялись зависимости частоты, собственной добротности и относительных потерь на фланцах для рабочего колебания от длины торцевой области. Частота определялась по максимуму модуля коэффициента передачи, собственная добротность находилась через нагруженную добротность и коэффициенты связи резонатора с измерительной схемой. Относительная величина потерь по фланцам определялась вариацией поверхностного сопротивления фланцев по формуле

$$P_\Phi / P = (Q_0 / Q_0' - 1) / (R_s' / R_s - 1), \quad (6)$$

где Q_0, Q_0' — собственные добротности с соответствующими поверхностными сопротивлениями фланцев R_s, R_s' . При определении спектра в качестве измерительной аппаратуры использовался универсальный измеритель комплексных коэффициентов передачи, позволяющий проводить измерения в широком диапазоне частот.

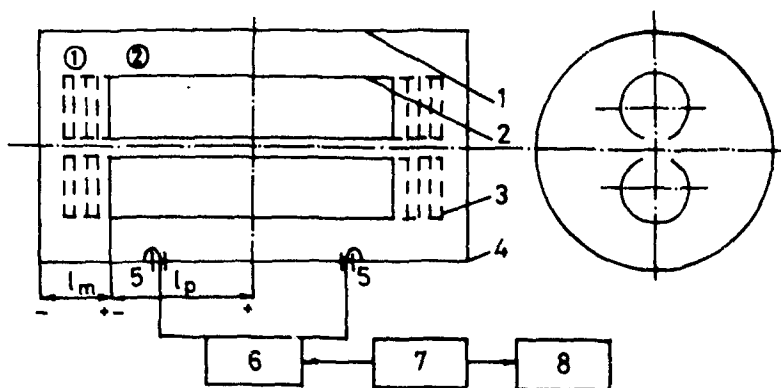


Рис.1. Стенд для исследования 2Н-резонатора, 1-контейнер, 2-2Н-резонатор, 3-удлиняющие накладки, 4-сменные фланцы, 5-петли связи, 6-измеритель коэфф. передачи, 7-генератор, 8-частотомер.

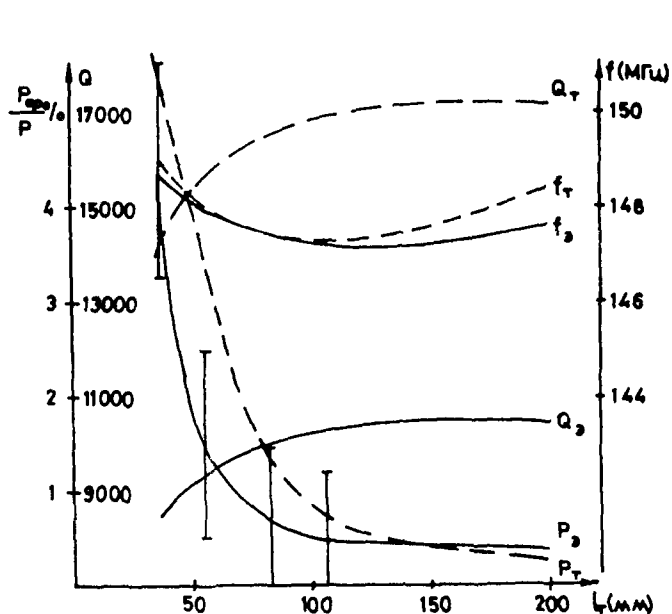
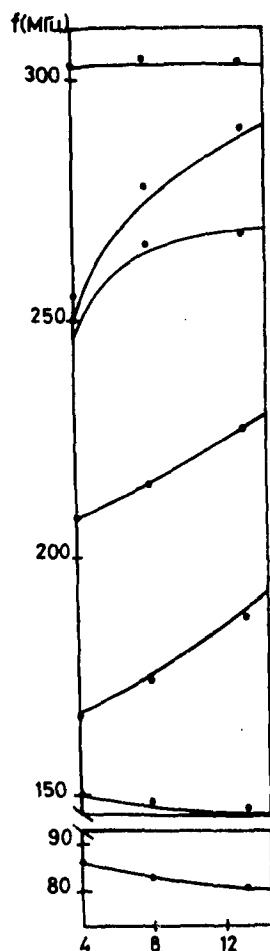


Рис.2. Теоретические и экспериментальные зависимости параметров 2Н-резонатора от длины торцевой области.

Рис.3. Спектральные характеристики 2Н-резонатора в зависимости от длины торцевой области; сплошная линия - расчет, кружки - эксперимент.



На рис.2 представлены расчетные и измеренные зависимости: частоты рабочего колебания, потерь во фланцах и добротности. Несмотря на то, что измеренная добротность составляет ~ 65% расчетной (эта характерная цифра отмечается многими авторами для подобных структур), характер кривых один и тот же. Измеренные потери во фланцах при $l_f = 37$ мм составляют ~ 4,3%, калориметрический метод (измерения проводились по скорости нарастания температуры поверхности структуры при введении в резонатор большой импульсной мощности) даёт усредненный результат ~ 4,8%, расчетное значение ~ 6,7%. Калориметрически измеренные потери во внутренней части резонатора составляют ~ 80,8%, а в контейнере без фланцев ~ 13,3%. Соответствующие расчетные значения равны ~ 80,5%, ~ 12,1%.

На рис.3 показаны расчетные и измеренные спектры частот (вторая снизу кривая - рабочая) всех низших колебаний в зависимости от длины торцевой области. Хотелось бы отметить: полную идентичность теоретических и экспериментальных данных; нет ни одного не опознанного или недостающего колебания, имеет место хорошее количественное совпадение.

3. Разработанные методики теоретического и экспериментального исследования структур с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой дают согласующиеся результаты и могут быть рекомендованы для использования в конкретных приложениях.

Литература

1. В.А. Тепляков. Исследование ускорителя с высокочастотной фокусировкой. - Труды У Всесоюз. сов. по ускор. заряж. частиц. М.: Наука, 1977, т. I, с. 288.
2. И.М. Калпчинский. Интенсивные линейные ускорители для материаловедческих исследований. Труды VI Всесоюз. сов. по ускор. заряж. частиц. ОИЯИ, Дубна, 1979, т. I, с. 229.
3. H.Klein. Development of the different RFQ accelerating structures and Operation Experience. - IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1983, NS-30, p. 3313.
4. S.O.Schriber. Present status of RFQs. - IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1985, NS-32, p. 3134.
5. А.Б. Барсуков, А.Г. Дайковский, В.Б. Игошин и др. Расчет параметров ускоряющих структур линейных ускорителей ионов на Н-волне. - Препринт ИФВЭ, 82-178, Серпухов, 1982, с. 15.
6. А.Б. Барсуков. Математическая модель электромагнитного поля в ускоряющей структуре линейного ускорителя-инжектора в бустер в аксиально-симметричном приближении. - Препринт ИФВЭ, 81-167, Серпухов, 1981, с. 16.
7. В.А. Тепляков, В.Б. Степанов. Исследование Н-резонатора. - Радиотехника и электроника, 1968, т. 13, № II, 1965.
8. В.Б. Степанов, В.А. Тепляков. Методика экспериментального изучения Н-резонатора. - Препринт ИФВЭ, 74-130, Серпухов, с. 16.
9. R.M.Hutcheon. An equivalent circuit model of general 3-dimensional RFQ. - IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1983, NS-30, p. 3524.
10. А.Г. Абрамов, А.Г. Дайковский, С.Ю. Ершов и др. Пакет программ PRUD-0 для расчета ускоряющих структур. - Препринт ИФВЭ, 83-3, Серпухов, 1983, с. 21.

УСКОРЯЮЩАЯ СТРУКТУРА ДЛЯ ЛИНЕЙНОГО РЕЗОНАНСНОГО УСКОРИТЕЛЯ ПРОТОНОВ С НИЗКОЙ ЭНЕРГИЕЙ ИНЪЕКЦИИ

П.В.Бондаренко, В.Д.Данилов, А.А.Ильин, А.Н.Пронин, Н.П.Собенин
Московский инженерно-физический институт

Совершенствование технологии производства электронной техники ставит задачу получения пучков ионов в диапазоне энергий 0,1–1 МэВ. Используемые в настоящее время для этих целей ускорители прямого действия позволяют получать ионы с энергией до 300 кэВ, дальнейшее увеличение энергии сопряжено с неоправданным ростом габаритов установок и необходимостью создания радиационной защиты, что делает эти ускорители малоприменимыми для использования в производственных условиях.

Перспективным видом ускорителя для электронной промышленности является линейный резонансный ускоритель с низкой энергией инжекции и фокусировкой ускоряющим полем.

В МИФИ в настоящее время разрабатывается малогабаритный ускоритель протонов на энергию 500 кэВ с энергией инжекции 30 кэВ. В качестве ускоряющей структуры выбран резонатор с встречными штырями, возбуждаемый на π - виде колебаний. Экспериментальный макет резонатора изображен на рис.1.

В результате экспериментальных макетных исследований была выбрана система подстроечных элементов, подробно описанная в [1]. Для увеличения амплитуды поля на конце резонатора использовался четвертьволновый отрезок (1); токонесущие настроечные штанги, расположенные под углом относительно установочной подвески, обеспечивали подстройку поля в зазорах (2) и подстройку частоты резонатора (3); закорачивающие пластины (4) необходимы для выравнивания разности потенциалов на зазорах по длине резонатора.

Определены радиотехнические параметры структуры:

$$\frac{R_w}{Q} = 24 \frac{\text{кОм}}{\text{М}}; \quad Q = 4000, \quad f_0 = 143,83 \text{ МГц}.$$

Выбор параметров ускоряющей структуры с фокусировкой ВЧ-полем проводился с использованием методики, основанной на гармоническом представлении ВЧ-поля в области взаимодействия [2]. При расчетах рассматривалась модель двух гармоник, одна из которых синхронна с пучком и обеспечивает ускорение протонов, а вторая является несинхронной и служит для фокусировки пучка.

С целью повышения тока пучка было решено отказаться от группировки в начальной части структуры, характерной для ускорителей с $\Phi\Pi\Phi$, осуществив плавное уменьшение фазовой протяженности сгустка с ростом энергии частиц (рис.2). На рис.2 приведена также соответствующая зависимость амплитуды синхронной гармоники от энергии, гарантирующая сохранение адиабатического инварианта продольного движения при ускорении пучка. Используя указанные зависимости и уравнения усредненного движения частицы в ускорителе с ВЧ-фокусировкой [3], нетрудно выбрать законы изменения амплитуды и скорости несинхронной гармоники, обеспечивающие требуемые условия фокусировки. При расчетах предполагалось, что минимальная (по всем частицам сгустка) величина набега фазы поперечных колебаний на длине $\beta\lambda$ остается неизменной вдоль всей структуры и равна 20° . Далее, по выбранным законам изменения амплитуд и скоростей

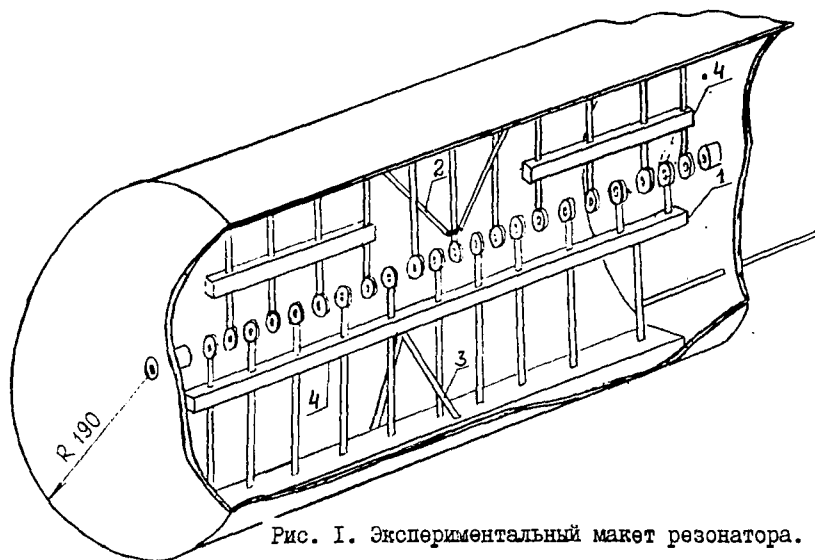


Рис. 1. Экспериментальный макет резонатора.

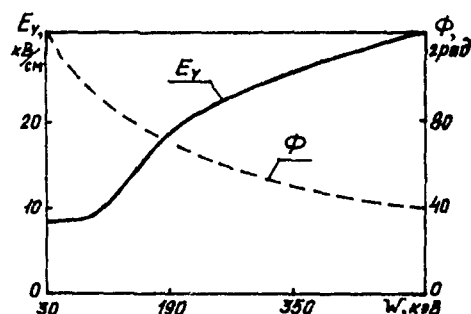


Рис. 2. Зависимость амплитуды ускоряющей гармоники и усредненной фазовой протяженности сгустка от энергии.

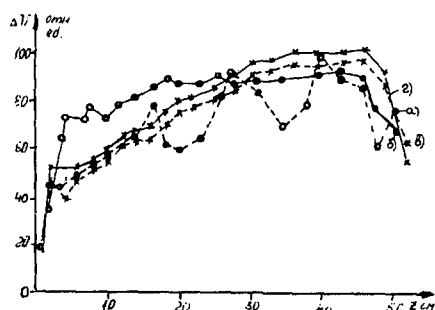


Рис. 3. Распределение разности потенциалов по зазорам ускоряющей структуры.

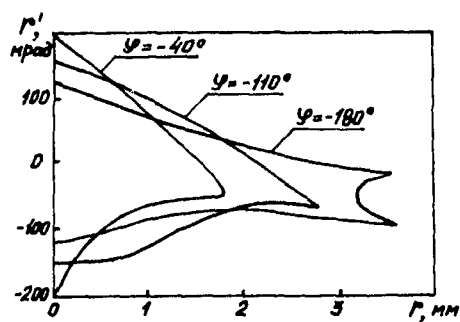
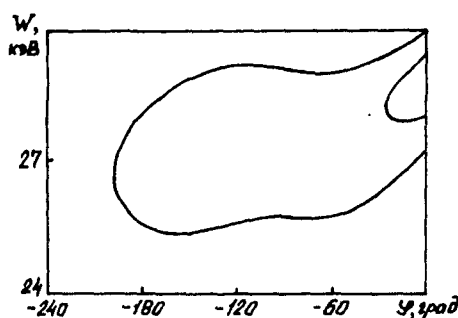


Рис. 4. Продольный и локальные поперечные аксептансы структуры.

гармоник определялось распределение поля на полупериодах ВЧ-структуры, состоящих из двух полутрубок и ускоряющего зазора, после чего с помощью ППП ЭФЕС / 4 / рассчитывались размеры дрейфовых трубок.

Необходимо заметить, что выбор законов изменения амплитуды и скорости несинхронной гармоники неоднозначен и лимитируется рядом условий, среди которых особо следует выделить обеспечение требуемой зависимости разности по-

тенциалов на зазорах по длине ускорителя, определяемой выбором ускоряющей структуры и возможностями настроечных элементов.

В первоначальном варианте теоретическая кривая зависимости разности потенциалов на зазорах от продольной координаты имела вид неравномерной нарастающей функции (рис.3 а). В процессе настройки ВЧ-структуры выяснилось, что реализовать данный закон распределения не представляется возможным. В условиях сильной связи между отдельными штырями трудно получить требуемую неравномерность разности потенциалов по длине: максимально приближенная к теоретической экспериментальная кривая распределения разности потенциалов по длине представлена на рис.3б.

В дальнейшем была рассчитана структура со "сглаженной" зависимостью разности потенциалов по длине (рис.3 в), что соответствует возможностям экспериментальной настройки секции (рис.3 г).

Параметры первого зазора ускорителя были выбраны таким образом, чтобы улучшить динамическое согласование фазового объема пучка с высокочастотным ускоряюще-фокусирующим каналом / 5 /.

Численное моделирование динамики пучка в выбранной структуре показало хорошее соответствие аналитических и численных расчетов.

Ниже приведены основные расчетные параметры ускорителя:

- Энергия инжекции, кэВ 27,5
- Выходная энергия, кэВ 500
- Длина структуры, мм 600
- Количество ускоряющих зазоров 23
- Диаметр апертуры трубок дрейфа, мм 10
- Максимальная напряженность поля в центре зазора, кВ/см 80
- Максимальная напряженность поля на поверхности трубок дрейфа, кВ/см 200
- Коэффициент захвата 0,4

Продольный и поперечный аксептансы ускоряющего канала представлены на рис.4.

Л и т е р а т у р а

1. Бомко В.А., Дьяченко А.Ф., Пипа А.В., Хижняк Н.А. Разработка и изучение электродинамических характеристик ускоряющей структуры линейного ускорителя тяжелых ионов. Препринт ХФТИ АН УССР, ХФТИ 22-10, Харьков, 1982 г.
2. Батыгин Ю.К., Данилов В.Д., Ильин А.А. Повышение коэффициента захвата в линейном ускорителе ионов с фокусировкой аксиально-симметричным высокочастотным полем. Девятое Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Аннотации докладов. ОИЯИ Р9-84-641, Дубна, 1984, с.42.
3. Данилов В.Д., Ильин А.А. Метод усреднения в задачах о динамике ионов в линейных ускорителях с фокусировкой аксиально-симметричным высокочастотным полем. - В кн.: Теоретические и экспериментальные исследования ускорителей заряженных частиц. М.: Энергоатомиздат, 1985 г.
4. Горбенко Н.И., Катешов В.А., Майоров Ю.К. ППП ЭФЕС (Автоматизация решения краевых задач для уравнения Пуассона на ЭВМ ЕС). Препринт ВЦ СОАН СССР, 552, Новосибирск, 1985 г.
5. Батыгин Ю.К., Данилов В.Д., Ильин А.А. Динамическое согласование фазового объема пучка с высокочастотным ускоряюще-фокусирующим каналом. Аннотации докладов 9-го Всесоюзного семинара по ускорителям заряженных частиц, ХФТИ АН УССР, Харьков, 1985 г.

НАСТРОЙКА УСКОРЯЮЩЕГО РЕЗОНАТОРА С ТРУБКАМИ ДРЕЙФА

Ю.В.Былинский, С.К.Есин, И.С.Жаринов, П.Н.Остроумов,
В.В.Парамонов, А.В.Фещенко, С.И.Шараментов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Ускоряющая система начальной части (0,75 + 100 МэВ) линейного ускорителя мезонной фабрики ИЯИ АН СССР состоит из пяти резонаторов с трубками дрейфа /1/. Настройка ускоряющей системы была начата с пятого резонатора и заключалась в установке требуемой частоты, выравнивании распределения поля и согласовании с фидером. Пятый резонатор, схематически изображенный на рис.1, характеризуется следующими основными параметрами: рабочая частота 196,2 МГц, длина 6,4 м, количество ускоряющих периодов 10, диаметр 897 мм, количество элементов настройки ручных 3, комбинированных 3, стационарных 5.

Целью выравнивания поля является получение одинаковой величины средней по ускоряющему периоду напряженности электрического поля на оси по всей длине резонатора. Отклонение среднего по периоду поля $\frac{\Delta E}{E}(z)$ от среднего по резонатору можно представить в виде ряда /2/:

$$\frac{\Delta E}{E} = \sum_{i=1}^{\infty} \varepsilon_i \cos \frac{i\pi z}{L} \quad (i = 1, 2, 3 \dots), \quad (I)$$

где L - длина резонатора.

Неравномерность поля (I) обусловлена изменением "местной" частоты резонатора $\frac{\Delta f}{f_0}(z)$, где f_0 - резонансная частота, по его длине:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \sum_{i=1}^{\infty} p_i \cos \frac{i\pi z}{L} \quad (i = 1, 2, 3 \dots), \quad (2)$$

где $p_i = \varepsilon_i \frac{f_0^2 - f_i^2}{2 f_0^2}$, f_i - частота $E_{0,i}$ типа колебаний. Выравнивание поля заключается в уменьшении амплитуд гармоник ε_i . Для этого с помощью элементов настройки вводится такое изменение "местной" частоты, чтобы гармоники его пространственного распределения компенсировали соответствующие гармоники p_i . В резонаторах начальной части предусмотрено три типа элементов настройки. Стационарные элементы 1 (рис.1) представляют собой прямоугольные коробки размером 200 мм x 700 мм. Их высота может изменяться от 20 до 70 мм и определяется в процессе настройки. Ручные 2 и комбинированные 3 элементы представляют собой цилиндрические поршни диаметром 200 мм, глубина погружения которых регулируется в пределах от 0 до 160 мм.

Измерение распределения поля проводилось методом возмущающего тела с помощью автоматизированного измерительного комплекса, включающего стойку измерения параметров резонаторов, устройство протяжки возмущающего тела и ЭВМ СМ-4. Стойка измерения параметров резонаторов /3/ включает перестраиваемый генератор, частота которого отслеживает изменение резонансной частоты резонатора при протяжке возмущающего тела. Частота, измеряемая цифровым частотомером, поступает в ЭВМ. Для нахождения среднего по периоду ускоряющего поля значение поля в центре зазора, найденное экспериментально, умножается на соответствующий коэффициент, предварительно вычисленный по программе **MULTIMODE**. В результате обработки данных рассчитываются значения перемещений элементов настройки, приводящие к компенсации задаваемых гармоник и сдвигу частоты резонатора на требуемую величину.

Одним из вопросов, решаемых при настройке резонатора, является согласование с фидером. Возбуждение резонатора осуществляется по коаксиальному фидеру с волновым сопротивлением 50 Ом через узел ввода мощности (рис.1). Узел ввода включает участок заперделного волновода 4, петлю связи в виде сектора 5, четвертьволновой трансформатор сопротивлений 6 и участок 7 коаксиальной линии длиной менее $\lambda/4$, служащий для компенсации собственной индуктивности петли. Регулировка связи осуществляется изменением расстояния ℓ и волнового сопротивления четвертьволнового трансформатора (изменение d_T). В случае согласования эквивалентное сопротивление резонатора, трансформированное в фидер, равно волновому сопротивлению фидера. Если при этом генератор согласован с фидером, то нагруженная добротность резонатора Q_H оказывается равной половине его собственной добротности Q_0 . Это условие использовалось в качестве критерия согласования. При проведении измерений в фидер со стороны генератора включалась согласованная нагрузка. На рис.2 (кривая 1) показана зависимость нагруженной добротности от положения петли при величине волнового сопротивления трансформатора $g_T = 110$ Ом ($d_T = 48$ мм). Видно, что при данном трансформаторе согласование не обеспечивается, однако полученные результаты позволяют определить требуемую величину d_T . Поскольку наличие ускоряемого пучка приведет к необходимости увеличения связи, согласование фидера с холостым резонатором должно достигаться на достаточном удалении петли от обечайки резонатора, например, для $\ell = 18$ см. Для увеличения нагруженной добротности при таком расположении петли следует увеличить сопротивление фидера, вносимое в резонатор. Как показал расчет, условие $Q_H = \frac{Q_0}{2}$ достигается при $d_T = 139$ мм. На рис.2 (кривая 2) показана зависимость $Q_H(\ell)$ для $d_T = 139$ мм. На этом же рисунке (кривая 3) приведена зависимость резонансной частоты от положения петли. Видно, что согласование при больших ℓ обеспечивает малую чувствительность резонансной частоты при регулировке связи. Величина регулировки зависит от величины тока ускоряемого пучка. По-видимому, диапазон регулировки связи будет ограничен величинами, обеспечивающими согласование фидера с холостым резонатором и с резонатором, нагруженным пучком. Оценка величины перемещения петли, сделанная в пренебрежении реактивностью пучка, показала, что для тока пучка 50 мА диапазон регулировки ℓ не превысит 20 мм. Вырачивание распределения поля проводилось после согласования резонатора с фидером. Среднеквадратичная неравномерность поля $\bar{b}_E$ составляет 1,2%, а резонансная частота ниже рабочей на 598 кГц. Установка ручных и комбинированных элементов позволяет получить $\bar{b}_E < 1\%$, однако диапазон их регулировки недостаточен для выхода на рабочую частоту. Установка стационарных элементов существенно повышает частоту, однако, вследствие их сильного влияния на частоту, оказалось невозможным использование всех пяти элементов, предусмотренных конструкцией резонатора. Установка только части стационарных элементов приводит к сильному искажению распределения поля (кривая 1 на рис.3). Были опробованы различные сочетания элементов настройки. В результате рабочая частота и наименьшая неравномерность поля $\bar{b}_E = 1,1\%$ получены при установке 1,3 и 5 стационарных элементов минимально возможной высоты и 1,3,4,6 – ручных и комбинированных элементов (нумерация элементов настройки по ходу пучка). Необходимость отказа от 2 и 5 ручных элементов возникла в процессе настройки: неравномерность поля уменьшалась при максимальном удалении этих элементов из объема резонатора. Распределение поля после окончательной настройки показано на рис.3 (кривая 2). Ниже приведены основные радиотехнические параметры резонатора: резонансные частоты в вакууме типов колебаний: $E_{010} - 198,200$ МГц; $E_{011} - 199,328$ МГц; $E_{012} - 202,729$ МГц; $E_{013} - 208,399$ МГц; $E_{014} - 216,100$ МГц; $E_{015} - 226,264$ МГц.

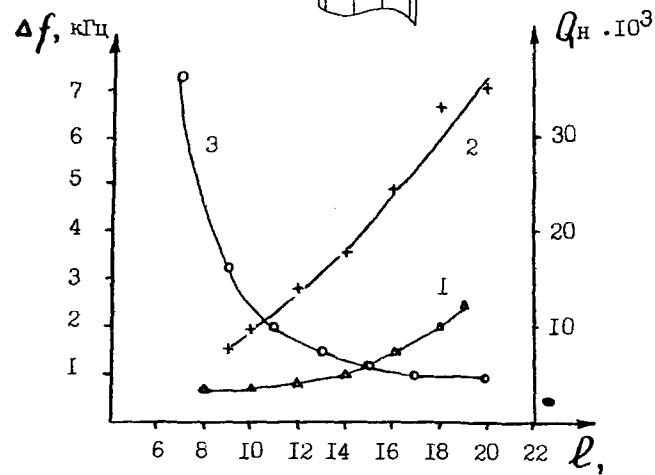
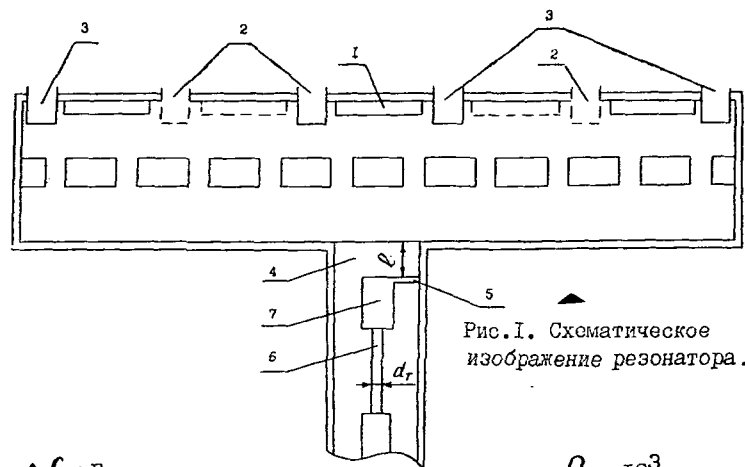


Рис.2. Влияние положения петли ввода мощности на нагруженную добротность и частоту резонатора.

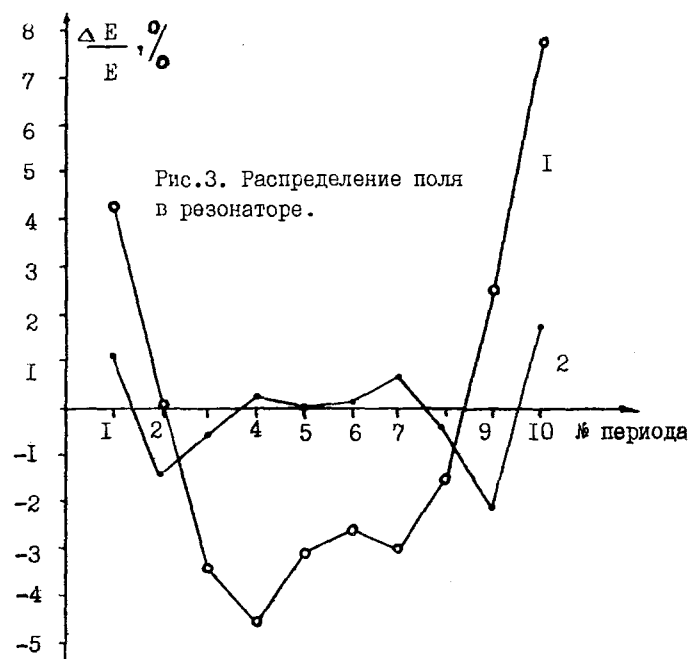


Рис.3. Распределение поля в резонаторе.

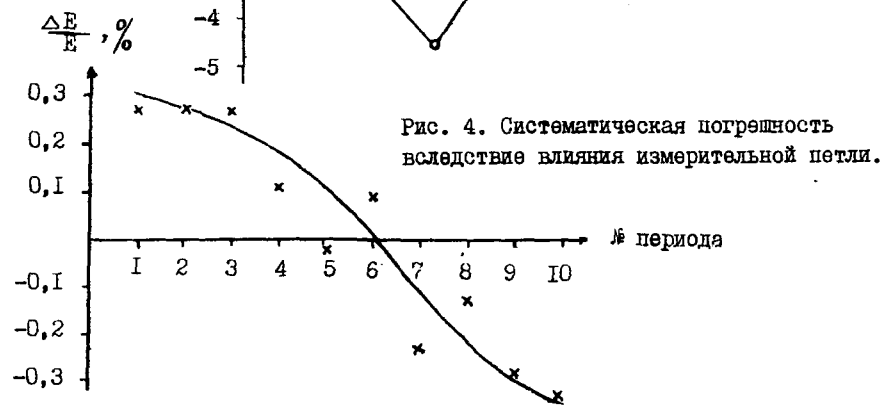


Рис.4. Систематическая погрешность вследствие влияния измерительной петли.

Добротность на типе колебаний E_{010} - 55000, среднеквадратичная неравномерность поля - 1,1%. Амплитуды гармоник пространственного распределения поля на рабочем типе колебаний $\varepsilon_1 = 0,08\%$; $\varepsilon_2 = 0,04\%$; $\varepsilon_3 = 0,02\%$; $\varepsilon_4 = 0,76\%$; $\varepsilon_5 = 0,22\%$; $\varepsilon_6 = 0,97\%$; $\varepsilon_7 = 0,13\%$; $\varepsilon_8 = 0,29\%$; $\varepsilon_9 = 0,16\%$; $\varepsilon_{10} = 0,01\%$.

Частоты ближайших Н-типов колебаний 193,887 МГц, 199,545 МГц. Как видно из приведенных данных, хорошо скомпенсировать удалось лишь первые три гармоники. Что касается более высоких гармоник, то при заданном количестве элементов настройки и диапазоне их регулировки существенно скомпенсировать эти гармоники не удалось. Также видно, что частотное удаление ближайших Н-типов колебаний от рабочего превышает удаление типа E_{011} . По этой причине мы отказались от использования боковых стержней, предусмотренных в конструкции резонатора для подавления и смещения частот Н-типов колебаний.

В заключение рассмотрим погрешности измерений распределения поля.

Случайные погрешности измерений зависят от размера возмущающего тела, стабильности частоты резонатора и точности ее измерения. Величина случайной погрешности находилась по результатам 20 измерений распределения поля, и при диаметре возмущающего тела 16 мм ее среднеквадратичное значение составило 0,2%.

Систематические погрешности возникают вследствие неравномерности распределения поля в зазоре, перераспределения поля во всем резонаторе при введении шарика в зазор, а также вследствие влияния измерительной петли связи.

Для выяснения наличия погрешности вследствие неоднородности поля в зазоре измерялось распределение поля с помощью шариков диаметром 8 мм, 10 мм, 13 мм, 16 мм и 18 мм. Различия в форме распределения не обнаружено по всему зазору. Тем более такого различия нет для центра зазора. Этот вывод также подтверждает результаты расчетов по программе *MULTIMODE*, согласно которым для диаметров шариков до 28 мм погрешность в центре зазора не превышает 0,05%. Погрешность вследствие перераспределения поля возникает из-за расстройки "местной" частоты в том месте, где находится возмущающее тело. Расстройке "местной" частоты, которую можно представить в виде (2), соответствует искажение поля (1). Зная расстройку резонатора при нахождении шарика в зазоре и используя (1) и (2), можно найти рассматриваемую погрешность. Ее величина максимальна в крайних зазорах и для шарика диаметром 16 мм достигает 0,6%. Эта погрешность учитывается при обработке результатов измерений.

Погрешность вследствие влияния измерительной петли определялась экспериментально. Для этого резонатор возбуждался через дополнительную петлю и измерялись два распределения поля. В первом случае рабочая петля нагружалась на эквивалент выходного сопротивления генератора, во втором - измерения проводились без этой петли. Разность распределений, показанная на рис.4, представляет погрешность вследствие влияния измерительной петли. Она также учитывалась при обработке результатов.

Л и т е р а т у р а

1. Ускорительный комплекс для физики средних энергий (мезонная фабрика). Под редакцией Б.П.Мурина. Труды Радиотехнического института АН СССР, № 16, М., 1974.
2. Линейные ускорителя ионов. Под редакцией Б.П.Мурина, т.2, М., Атомиздат, 1978.

ПРОДОЛЬНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ ПУЧКА В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ ИОНОВ
ПРИ КРАТНОМ ИЗМЕНЕНИИ ЧАСТОТЫ ВЧ-ПОЛЯ

А.С.Пашеньков, Ю.В.Сеничев

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В линейных ускорителях протонов (ЛУ) ускорение пучка до энергий, больших 100–200 МэВ, вынуждает использовать другую ускоряющую структуру. Соответствующее изменению частоты ускоряющего поля уменьшение фазовой протяженности области захвата 2-й части ЛУ в масштабе фаз 1-й части ($K_f = f_2/f_1 = \omega_2/\omega_1$) накладывает особые требования на параметры пучка на участке перехода. Это приводит в ряде случаев [1] к необходимости специальных мер по формировании пучка с низкой плотностью периферийных частиц, которые под действием погрешностей ускоряющего канала могут быть потеряны на участке перехода.

Сгусток в процессе ускорения адиабатически изменяет свои параметры, при этом его центральная часть (линейная область продольного акцептанта) изменяется на продольной фазовой плоскости по следующему закону: $\Phi \sim (\beta\gamma)^{-3/4}$, $\Delta P/P \sim \gamma^{-1/4} \beta^{5/4}$; $\Phi = \varphi - \varphi_0$, ΔP – полуширина по фазам и импульсам соответственно, γ – фактор Лоренца, β – относительная скорость частицы. В ускоряющем канале ЛУ для ускоренных от энергии $W_0 \approx 750$ кэВ до энергии $W_k \approx 100$ МэВ частиц амплитуда фазовых колебаний уменьшается в $\sim 6,4$ раза, а амплитуда колебаний относительной разности импульсов в ~ 20 раз. Обычно применяемые группирователи обеспечивают на входе ЛУ фазовую протяженность сгустка $\Delta\Phi \approx 40^\circ$ и импульсный разброс частиц $\Delta P/P \approx 0,2\%$. Следовательно, на выходе 1-й части ЛУ ожидаемые параметры ускоренных в идеальном (без погрешностей) канале ЛУ сгустков составят: $\Delta\Phi \approx 7^\circ$, $\Delta P/P \approx 0,025\%$. Сгустки с такой фазовой протяженностью могут быть захвачены в режим ускорения 2-й частью ЛУ при всех используемых в настоящее время кратностях частот K_f ускоряющего поля ($K_f = 3, 4, 5$).

Однако в реальном ускорителе всегда существуют отклонения геометрических и электрических параметров от их номинальных (расчетных) значений. Изменение этих параметров приводит к возрастанию эффективных фазовых и энергетических характеристик пучка на выходе ЛУ. На рис.1 представлены зависимости фазового и энергетического разбросов центров сгустков от величины нестабильности амплитуды и фазы ВЧ-поля в резонаторах ЛУ. Из этих данных следует, что при нестабильности амплитуды и фазы ВЧ-поля $\langle I \rangle$ и $\langle \Gamma \rangle$ соответственно разброс центров сгустков по фазам может составить $\Delta\Phi \sim 16^\circ$, а по энергии $\Delta W/W \sim 0,45\%$. Сгусток с такой эффективной фазовой шириной не может быть без потерь вписан в продольную область захвата 2-й части ЛУ при кратностях $K_f = 4, 5$, а при $K_f = 3$ остается проблематичной попытка совмещения центра сгустка с синхронной фазой 2-й части ЛУ (в противном случае когерентные колебания сгустка приводят к существенному ухудшению параметров пучка на выходе ускорителя). Простое ужесточение допусков на стабильность амплитуды и фазы ВЧ-поля связано с большими техническими трудностями и не всегда реализуемо на практике.

Для согласования пучка со 2-й частью ЛУ в этих случаях предусматриваются устройства повторной группировки (согласующие резонаторы), которые могут работать на частоте как 1-й, так и 2-й части ускорителя. Так, например, предусмотренный в проекте линейного ускорителя мезонной фабрики ИЛИ АН СССР (ЛУМФ) согласующий резонатор [2] осуществляет дополнительное сжатие сгустка по фазам в 1,4 раза и во столько же раз увеличивает импульсный разброс частиц.

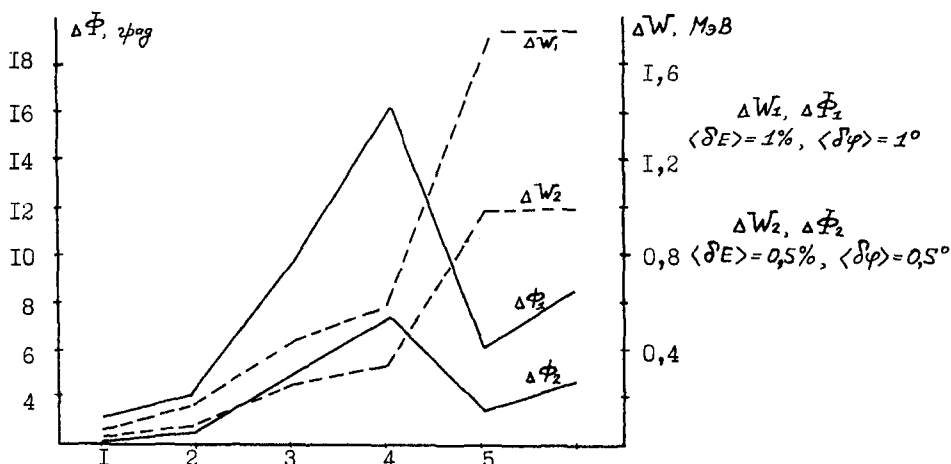


Рис.1.Разброс центров сгустков по фазам и энергии на выходе резонаторов ЛУ.

После согласующего резонатора предусмотрен дрейфовый промежуток для согласования пучка по поперечному движению со 2-й частью ЛУМФ. Если на выходе согласующего резонатора 95% ускоренных частиц занимают фазовый интервал $\Delta\Phi \sim 5,5^\circ$ а разброс по импульсам $\Delta p/p \approx 0,47\%$, то при прохождении дрейфового промежутка фазовая протяженность ядра сгустка увеличивается до $\sim 7^\circ$. Компенсация этого увеличения фазовой длины сгустка возможна за счет изменения набега фазы продольных колебаний на согласующем резонаторе. Введем вектор $\vec{Z}_0 = \{\Delta\Phi, \Delta p/\beta_0\}$. После прохождения пучка через согласующий резонатор и участок дрейфа $\vec{Z}_1 = T \vec{Z}_0$.

$$T_{sp} = \begin{vmatrix} 1 & \frac{2\pi}{\beta\lambda} L_{sp} \\ 0 & 1 \end{vmatrix}, \quad T_c = \begin{vmatrix} \sin\alpha & -\frac{L}{R} \cos\alpha \\ \frac{R}{L} \cos\alpha & \sin\alpha \end{vmatrix}, \quad R = \omega \left(\frac{W_\lambda}{2\pi \gamma^3 \beta} \right)^{1/2} \quad \alpha = \frac{\pi}{2} - \mu, \quad \mu = \int R d\ell,$$

W_λ — удельное ускорение, μ — набег фазы продольных колебаний на согласующем резонаторе. Фазовый эллипс на входе во 2-ю часть ЛУ будет каноническим, если

$$\alpha = \arctg \frac{\frac{2\pi}{\beta\lambda} L_{sp} (R/\omega)^2 \ell/m}{\omega/R \{ (R/\omega)^2 \ell/m - 1 \}},$$

где $\sqrt{\ell/m} = (\Delta p/\beta)/\Delta\Phi$ — соотношение полуосей фазового эллипса на входе согласующего резонатора. Для согласующего резонатора ЛУМФ компенсация дрейфового промежутка требует уменьшения частоты R на 30%. Однако численное моделирование показало, что в этом случае группируется лишь небольшая часть частиц ($\sim 50\%$). Это объясняется следующим. Необходимое для компенсации дрейфа изменение α зависит от параметров фазового эллипса на входе согласующего резонатора. В то же время распределение частиц в сгустке таково, что эллипсы с различным числом частиц имеют различные ориентации и соотношение полуосей. В этом случае оптимальные параметры согласующего резонатора можно подобрать численным моделированием динамики пучка по максимальному числу частиц в заданном интервале фаз.

Задача снижения потерь частиц при их ускорении во 2-й части ЛУ наряду с уже рассмотренными способами уменьшения эффективного фазового объема пучка на выходе 1-й части ЛУ возможна с использованием систем автоматического регулирования (САР) с обратной связью по пучку. Одним из таких устройств является система подавления когерентных фазовых колебаний [3]. Оценим эффектив-

ность работы этой системы с учетом действующих в резонаторе погрешностей и наличия дрейфового промежутка. Проведенные расчеты показывают, что эффективность работы системы коррекции заметным образом зависит от положения второго измерителя фазы центров сгустков.

Запишем матрицу преобразования всей системы коррекции в общем виде:

$M = T_{p2} \cdot T_{k2} \cdot T_{p1} \cdot T_c \cdot T_{k1}$, где T_{k1}, T_{k2} – матрицы преобразования 1-й и 2-й частей системы коррекции, T_{p1} – матрица преобразования пучка в дрейфе. Очевидно, что 2-я часть системы коррекции работает более эффективно, если второй измеритель фазы находится непосредственно на входе 2-й части ЛУ. В этом случае матрица

$T_2 = T_{p2} \cdot T_{k2} \cdot T_{p1}$ записывается как $T_2 = T_{k2} \cdot T_{p1}$, $L_{p1} = L_{p1} + L_{p2}$

$$M_1 = \begin{pmatrix} 1/k_2 & \frac{2\pi}{\beta\lambda} \frac{L_{p1}}{k_2} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad M_2 = \begin{pmatrix} 1/k_2 & \frac{2\pi}{\beta\lambda} \left(\frac{L_{p1}}{k_2} + L_{p2} \right) \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Если второй измеритель фазы пучка находится в середине участка дрейфа, то $M = M_2$.

Таким образом, размещение датчика 2-й части САР в конце участка дрейфа дает возможность уменьшить разброс центров сгустков по фазам, связанный с дрейфом, в R раз, где $R = (1 + k_2)/2$, при $k_2 > 3$, $R > 2$. Для нестабильностей амплитуды и фазы ВЧ-поля $\langle I\% \rangle$ и $\langle I^\circ \rangle$ соответственно смещение датчика к началу 2-й части ЛУ дает возможность сократить фазовую протяженность эффективного продольного эмиттанта на 5–10° (в масштабе фаз 2-й части ЛУ), что в значительной степени может определить допуски на электрические и геометрические параметры второй части ЛУ.

Рассмотрим действие статических (неизменных во времени) погрешностей, связанных с установкой ускоряюще-фокусирующих элементов в резонаторах 1-й части ЛУ. По результатам математического моделирования область вероятного нахождения центра сгустка на входе во 2-ю часть ЛУ без системы коррекции составляет $\Delta\Phi \approx 25^\circ$, $\Delta p/p \approx 1,3\%$. Если принять коэффициенты стабилизации $k_1 = 3I$, $k_2 = 16$, то при работе САР эта область должна уменьшиться до размеров $\Delta\Phi \approx 1,8^\circ$, $\Delta p/p \approx 0,06\%$. При численном моделировании были получены следующие результаты: $\Delta\Phi \approx 1,8^\circ$, $\Delta p/p \approx 0,34\%$. Различие на порядок в размерах области по импульсам объясняется следующим. За разброс по импульсам центров сгустков отвечает расположенная перед согласующим резонатором 1-я часть САР. Погрешности согласующего резонатора приводят к увеличению разброса центров сгустков по импульсам, которые уже не могут быть скорректированы. Именно этим и объясняется дополнительный разброс $\Delta p/p \approx 0,25\%$. Это приводит к неопределенности энергии пучка на входе во 2-ю часть ЛУ, что может послужить причиной когерентных колебаний центров сгустков с амплитудой $\sim 8^\circ$ (требуемая величина $\sim 1^\circ$). Таким образом, эффективность работы системы подавления когерентных колебаний существенным образом зависит от погрешностей в согласующем резонаторе, причем повышение коэффициентов стабилизации в данном случае не дает желаемого эффекта.

Отсюда можно сделать вывод о том, что общепринятый допуск на установку трубок дрейфа $\delta\ell = (\beta\lambda) \cdot 10^{-3}$ оказывается неприемлемым для резонатора, работающего в составе системы подавления когерентных фазовых колебаний центров сгустков. Когерентные колебания центров сгустков при дальнейшем ускорении во 2-й части ЛУ могут быть устранены использованием времяпролетной процедуры настройки многосекционных резонаторов высокоэнергетической части ЛУ.

Выводы

Проблема перевода пучка из первой части во вторую в линейных ускорителях ионов требует решения целого ряда задач, связанных в конечном итоге с умень-

шением эффективного продольного фазового объема пучка на выходе 1-й части ЛУ. Как следует из представленных в данной работе результатов расчета, простое ужесточение допусков на параметры ускоряющего канала 1-й части ЛУ не всегда приводит к желаемым результатам. Дополнительная группировка сгустка частиц по фазам, а также использование системы подавления когерентных колебаний сгустка дает возможность улучшить условия захвата частиц во 2-ю часть ЛУ и тем самым снизить возможные потери частиц в процессе ускорения. Эффективность работы этих систем ЛУ может быть заметно повышена использованием предлагаемых в данной работе рекомендаций по выбору системы допусков согласующего резонатора и расположения датчиков САР [4].

Результатами математического моделирования динамики частиц в ускоряющем канале ЛУ с учетом действующих в канале погрешностей и работы САР подтверждена высокая эффективность использования фильтрации продольного фазового объема пучка. Вместе с ранее разработанными способами предложенные в данной работе методы дают реальную возможность повысить качество пучка на выходе ЛУ, а результаты математического моделирования могут быть использованы в качестве исходной информации для выбора основных параметров САР и системы допусков 2-й (высокоэнергетической) части ЛУ.

Л и т е р а т у р а

1. Мурин Б.П. Ускорительный комплекс для физики средних энергий (мезонная фабрика). В кн.: Труды Радиотехнического института АН СССР, М., 1973, №16.
2. Мурин Б.П. Линейные ускорители ионов, т.1, М., Атомиздат, 1978.
3. Мурин Б.П. Стабилизация и регулирование высокочастотных полей в линейных ускорителях ионов. М., Атомиздат, 1971.
4. Едачев В.В., Есин С.К., Пашеньков А.С., Сеничев Ю.В., Шараментов С.И., Чурсин А.Г. Препринт ИЯИ АН СССР П-0460, М., 1986.

МОЩНЫЙ КЛИСТРОННЫЙ АВТОГЕНЕРАТОР С ВНЕШНЕЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ

В.И.Белоглазов, Л.М.Завада, В.А.Кушнир, Л.Н.Сдобнова

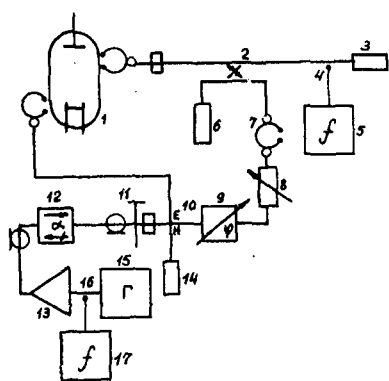
Харьковский физико-технический институт АН УССР

Автогенераторная система СВЧ-питания линейных резонансных ускорителей электронов по сравнению со схемой, включающей задающий генератор, обладает рядом преимуществ. Из основных следует назвать: простоту, компактность, отсутствие дорогостоящих элементов и надежность в эксплуатации. Такие схемы СВЧ-питания нашли применение при создании небольших (одна или две ускоряющие секции) линейных ускорителей [1]. Тем не менее долговременная стабильность частоты колебаний автогенераторов на мощных усилительных клистронах (КИУ) составляет величину не лучше $1 \cdot 10^{-4} + 5 \cdot 10^{-5}$. Улучшение стабильности частоты возможно при повышении добротности стабилизирующего резонатора в цепи обратной связи, что, однако, влечет за собой увеличение времени установления колебаний, а значит, снижает КПД высокочастотной системы и ускорителя в целом.

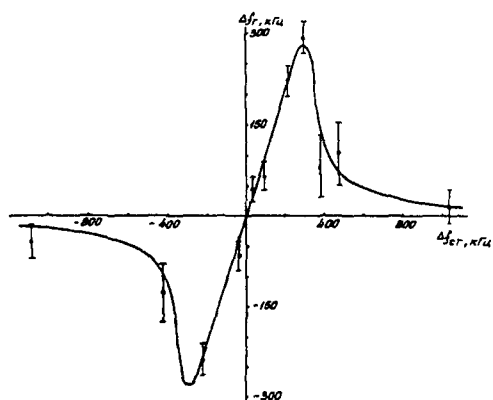
Таким образом, для проведения экспериментов, требующих высокой стабильности частоты следования электронных сгустков (например, исследование взаимодействия электронов с высокочастотными системами), автогенераторная схема не может обеспечить требуемых параметров.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию автогенераторной схемы при её синхронизации внешним маломощным СВЧ-генератором, что дает возможность повысить стабильность частоты колебаний. Явление синхронизации автогенераторов хорошо известно [2]. Сущность его заключается в следующем. Если на автоколебательную систему воздействует внешняя периодическая сила с частотой f_{cr} , то можно создать такие условия, что в некотором диапазоне частот Δf_c , называемом полосой синхронизации, частота генерируемых колебаний f_r будет совпадать с частотой f_{cr} . Величина Δf_c определяется параметрами автогенераторной системы (добротностью контура в цепи обратной связи, крутизной фазо-частотной характеристики усилителя и т.д.) и амплитудой синхронизирующего колебания. Таким образом, существует возможность управления частотой генерации мощного клистронного автогенератора с помощью маломощного и высокостабильного СВЧ-сигнала.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Мощный клистронный импульсный усилитель десятисантиметрового диапазона 1 с элементами цепи обратной связи: направленным ответвителем 2, стабилизирующим резонатором 7, аттенуатором 8 и фазовращателем 9 - образуют автогенераторную систему. Непосредственно на вход КИУ через двойной волноводный тройник 10 подается сигнал от синхронизирующего генератора, состоящего из генератора 15 (Г4-8С) и клистронного усилителя 13 с выходной мощностью 40 Вт. Выход КИУ соединен с согласованной нагрузкой 3 калориметрического измерителя СВЧ-мощности. Частота колебаний f_r измерялась гетеродинным методом с помощью частотомера 5, а частота генератора 15 с помощью частотомера 17 (ЧЗ-34 А с преобразователем ЧЗЧ-51).

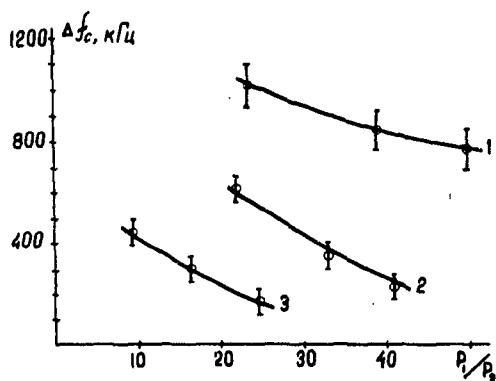


Р и с . I Схема экспериментальной установки.



Р и с . 2 Зависимость частоты колебаний мощного автогенератора от частоты синхронизирующего генератора.

$$Q_H = 500; \quad P_0/P_2 = 31,2.$$



Р и с . 3. Зависимость полосы синхронизации от соотношения мощностей и величины добротности стабилизирующего резонатора.

- 1 - без резонатора,
- 2 - $Q_H = 500$,
- 3 - $Q_H = 1600$.

Согласованные нагрузки 6, I4, элементы связи 4, I6, ферритовый вентиль I2 являются стандартными СВЧ-элементами.

В процессе эксперимента проводились измерения частоты генерации при различных значениях частоты синхронизирующего генератора. На рис.2 приведена экспериментальная кривая, иллюстрирующая захват частоты колебаний автогенератора. При приближении f_{cr} к частоте генерации свободного автогенератора f_0 так, что $(f_{cr} - f_0) = \Delta f_{cr} \geq \frac{\Delta f_c}{2}$, наблюдались амплитудная и фазовая модуляция выходного сигнала КИУ. В случае $\Delta f_{cr} \leq \frac{\Delta f_c}{2}$ происходил захват автогенератора и $\Delta f_r = (f_r - f_0) = \Delta f_{cr}$, (линейный участок кривой на рис.2).

Как видно из рис.2, полоса синхронизации равна 600 кГц. При этом добротность резонатора в цепи обратной связи равна 500, а соотношение мощности сигнала на входе КИУ P_1 к мощности синхронизирующего генератора P_2 составило 31,2; выходная мощность в импульсе - 9 МВт. Экспериментальная зависимость полосы синхронизации Δf_c от соотношения $\frac{P_1}{P_2}$ и величины добротности стабилизирующего резонатора приведена на рис.3. Увеличение Δf_c при уменьшении добротности резонатора и увеличении мощности синхронизирующего генератора качественно согласуется с известными теоретическими данными. Описанный выше процесс синхронизации автогенератора следует отличать от работы клистронного усилителя в режиме регенерации. В последнем случае $K_{ус} < K_{ос}$ ($K_{ус}$ - коэффициент усиления КИУ, $K_{ос}$ - коэффициент ослабления в цепи обратной связи) и самовозбуждение принципиально невозможно. Тем не менее этот режим также может быть использован в системе СВЧ-питания ЛУЭ.

Анализ полученных экспериментальных результатов показывает, что использование синхронизируемого мощного клистронного автогенератора позволяет улучшить частотные характеристики системы СВЧ-питания ускорителя и делает возможным реализацию целого ряда экспериментов на пучке, требующих высокой стабильности частоты следования сгустков либо её изменения по определенному закону в пределах полосы синхронизации.

Л и т е р а т у р а

1. Белоглазов В.И., Вишняков В.А., Гришаев И.А., Сдобнова Л.Н., Фурсов Г.Л. Использование клистронного автогенератора на двухсекционном ускорителе.- ВАНТ. Серия: Линейные ускорители. Вып. I (2), Харьков, ХФТИ АН УССР, 1976 с.18-19.
2. Гоноровский И.С. Радиотехнические цепи и сигналы. М.: Советское радио, 1964.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДОУСКОРЕНИЯ ПУЧКА ЛИНЕЙНОГО РЕЗОНАНСНОГО УСКОРИТЕЛЯ В СИСТЕМЕ ПАССИВНЫХ РЕЗОНАТОРОВ

В.А.Вишняков, В.В.Закутин, В.А.Кушнир, В.П.Ромасько,
Г.Л.Сурсов, А.М.Шендерович

Харьковский физико-технический институт АН УССР

Традиционный метод увеличения энергии существующих линейных ускорителей состоит в увеличении числа ускоряющих секций и систем их высокочастотного питания: модуляторов, клистронов, волноводных трактов, систем электропитания и т.д. и является весьма трудоемким и дорогостоящим. Поэтому значительный интерес представляет поиск более простых и эффективных методов увеличения энергии существующих ускорителей. Одной из возможностей является внутримпульсное перераспределение энергии пучка ускорителя: часть его частиц ускоряется за счет энергии, отдаваемой другими частицами (идеология автоускорения, см., например, работу [1]). При этом сгруппированный пучок электронов в импульсе линейного ускорителя возбуждает высокочастотные колебания в резонансном элементе, настроенном на частоту следования сгустков ω_s либо ее гармонику. Для остальных частиц создаются такие фазовые условия, что они попадают в ускоряющее поле и приобретают дополнительную энергию. Благодаря резонансному характеру взаимодействия эффективное перераспределение энергии в пучке происходит при импульсных токах пучка в сотни миллиампер, имеющих в существующих ЛУЭ. При этом для ускорения пучка не требуется использования дополнительных источников высокочастотного питания и связанного с этим оборудования, так что данный метод прост и экономичен. Вопросы доускорения пучка в пассивных структурах уже рассматривались ранее в ряде работ (см., например, [2-8]). В работе [3] экспериментально показана возможность получения больших ускоряющих полей в цепочке пассивных резонаторов, возбуждаемых пучком линейного ускорителя. При импульсном токе пучка 400 мА получен средний темп потерь энергии пучка более $300 \frac{\text{кэВ}}{\text{см}}$. В настоящей работе, которая является продолжением работы [3], осуществлен быстрый сдвиг фазы пучка на 180° и экспериментально исследовано его доускорение.

Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Пучок ускорителя ЛУ-40 [9] с импульсным током 200 мА и энергией частиц 10 МэВ пропусклся по оси цепочки из 7 пассивных резонаторов (ПР), настроенных на вторую гармонику частоты следования электронных сгустков. Конструкция и характеристики резонаторов описаны в [3]. Возбуждаемое пучком в резонаторах поле является для его частиц тормозящим. Для осуществления доускорения часть частиц пучка внутри импульса сдвигается по фазе на 180° путем удлинения их траектории в дефлекторной системе из четырех импульсных магнитов M_1, M_2, M_3, M_4 . Питание магнитов производилось от специального импульсного генератора (ИГ), длительность импульса составляла 100 нс, зарядное напряжение $U_z = 17$ кВ, волновое сопротивление формирующей линии ФЛР составляло 4 Ом. Дефлектор снабжен системой коллиматоров, обеспечивающих прохождение пучка по заранее рассчитанной траектории и одновременно измерение его тока и положения. Энергия частиц измерялась с помощью магнитного анализатора (МА) с разрешением, регулируемым в пределах от 1 до 6%. Наряду с этим с помощью датчика 3 измерялась амплитуда наведенного СВЧ-поля.

Работа экспериментальной установки иллюстрируется рис.2 (слева). До момента включения дефлектора ($t=t_2$) пучок проходит по прямолинейной траектории через резонаторы (рис.2б), возбуждает в них электрическое поле (рис.2г) и теряет энергию (рис.2д). В момент времени t_1 поле в резонаторах достигает установившегося максимального значения E_0 , а энергия частиц – минимального значения $\mathcal{E}_{\min}$. При $t=t_2$ начинает нарастать магнитное поле в дефлекторе (рис.2а). В течение фронта импульса дефлектора ($t_2 < t < t_3$) магнит M_1 отклоняет пучок, так что он по прямой траектории не попадает в ПСР; с другой стороны, величина магнитного поля не достаточна для его транспортировки через всю дефлекторную систему. Поэтому при $t_2 < t < t_3$ ток пучка в пассивных резонаторах равен нулю (рис.2б) и поле в них несколько уменьшается за счет конечной добротности. Поскольку длительность фронта импульса дефлектора много меньше постоянной времени резонаторов ($\frac{2Q}{\pi\omega_0}$), то величина этого спада незначительна. В момент времени $t=t_3$ магнитное поле в дефлекторе достигает своего максимального значения (рис.2а), пучок, пройдя дефлектор, попадает в резонаторы (рис.2б) в ускоряющей фазе высокочастотного поля $\Psi = 180^\circ$ (рис.2в) и доускоряется (рис.2д).

В результате проведенных экспериментов осуществлен сдвиг фазы пучка на 180° путем удлинения траектории частиц с помощью дефлекторных магнитов. При импульсном токе пучка 200 мА достигнута 100% транспортировка пучка через дефлекторную систему. Этот результат иллюстрируется рис.3а. Здесь $\mathcal{I}_n$ – ток пучка, поступающего в пассивные резонаторы по прямолинейной траектории (на рисунке показана только часть этого импульса без переднего фронта), $\mathcal{I}_g$ – ток пучка, прошедший через дефлектор, его частицы сдвинуты по фазе на 180° . Из рисунка видно, что $\mathcal{I}_g = \mathcal{I}_n$. В экспериментах наблюдалось торможение прямого пучка и ускорение пучка, прошедшего через дефлектор.

Рис.1. Схема экспериментальной установки. О – обмотки магнитов, Р – тригatronный разрядник, I – осциллограф, 2 – цилиндр Ларедая.

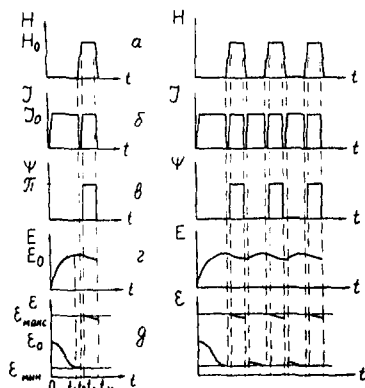
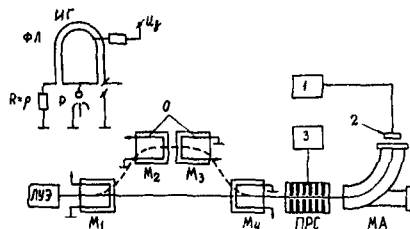


Рис.2. Временные диаграммы процесса доускорения.

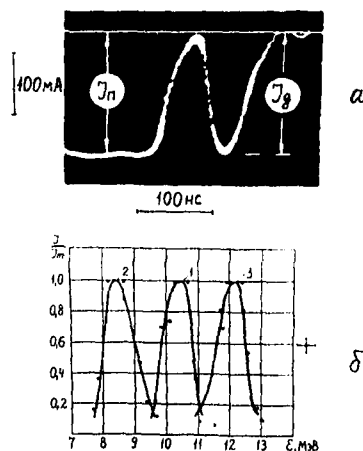


Рис.3. Результаты экспериментов по сдвигу фазы и доускорению пучка.

На рис.3б приведены энергетические спектры пучка ускорителя при расстроенных пассивных резонаторах (1), заторможенного (2) и доускоренного (3) в пассивных резонаторах пучка. Видно, что имеет место ускорение частиц на 1,8 МэВ за счет торможения других частиц на ~ 2 МэВ. Разница 0,2 МэВ обусловлена некоторым спадом поля в пассивных резонаторах за время фронта импульса дефлектора ($t_3 - t_2 = 50$ нс). Из рисунка также видно, что ширина энергетического спектра при доускорении практически не увеличивается. Следовательно, при прохождении через дефлектор фазовая протяженность сгустка ускорителя не изменяется.

Таким образом, полученные результаты показывают перспективность и возможность практической реализации данного метода сдвига фазы и доускорения пучка. При длительности импульса порядка нескольких микросекунд и более можно получить высокий КПД использования энергии пучка путем многократного включения-выключения дефлектора, как это показано на рис.2 справа. После уменьшения поля в резонаторах (за счет передачи энергии ускоряемому пучку, а также потерь в стенках) дефлектор в момент времени t_4 выключается, частицы поступают в ПСР по прямолинейной траектории, отдают часть своей энергии на "подпитку" резонаторов, затем дефлектор снова включается, частицы снова доускоряются и т.д. В такой системе может быть достигнуто двукратное увеличение энергии частиц за счет примерно двукратного сокращения суммарной длительности импульса.

Л и т е р а т у р а

1. Казанский Л.Н., Киселев А.В., Лебедев А.Н. Автоускорение в интенсивных электронных пучках. - Атомная энергия, 1971, т.30, вып.1, с.27-29.
2. Вишняков В.А., Ракятинский А.А., Терехов Б.А., Шендерович А.М. - Украинский физический журнал, 1982, т.27, № 10, с.1469-1475.
3. Вишняков В.А., Закутин В.В., Кушнир В.А., Ромасько В.П., Фурсов Г.Л., Шендерович А.М. Труды 9-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна: Изд. ОИЯИ. 1985, т.1, с.175-177.
4. Вишняков В.А., Закутин В.В., Кушнир В.А., Шендерович А.М. Обзор. Москва, ЦНИИатоминформ, 1984, с.17.
5. Бойко В.А., Воронков В.М., Даниличев В.А., и др. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Линейные ускорители. Харьков, 1977, вып.2(5), с.36.
6. Богданович Б.Ю., Останин В.А., Шальнов А.В., Яненко В.В. В кн.: Ускорители. Москва: Энергоиздат, 1981, вып.20, с.72-76.
7. Ворогушин М.Ф., Мудролюбов В.Г. В кн.: Труды 8-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна: Изд. ОИЯИ, 1983, т.1, с.172-175.
8. Бойко В.А., Воронков В.М., Симонов И.Г. и др. - БТФ, 1982, т.52, вып.11, с.2163-2167.
9. Фурсов Г.Л., Гришко В.М., Гришазов И.А., и др. - Атомная энергия, 1979, т.46, вып.5, с.336-340.

РЕЗОНАТОРНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ С СИЛОВОЙ ЕМКОСТНОЙ СВЯЗЬЮ И ВСТРОЕННОЙ ГЕНЕРАТОРНОЙ ЛАМПОЙ

В.С.Панасюк, Ю.К.Самошенко, М.Ф.Симановский, В.В.Филимонов

Всесоюзный научно-исследовательский институт
оптико-физических измерений, Москва

С.А.Иванов, Н.Н.Потрахов

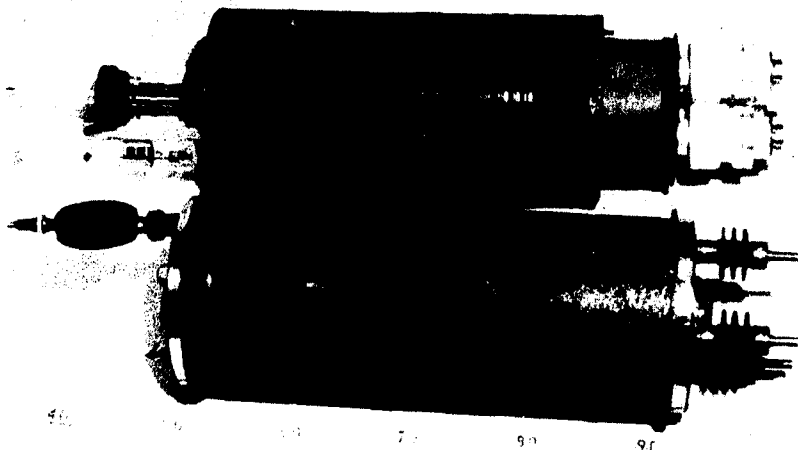
Ленинградский электротехнический институт

В резонаторных ускорителях заряженных частиц, предназначенных для использования в прикладных целях, часто генераторные лампы и ускоряющий резонатор объединяют в единую конструкцию. В подобных ускорителях с успехом может использоваться силовая емкостная связь генераторной лампы с ускоряющим резонатором. Особенности и достоинства силовой емкостной связи были исследованы на целом ряде электронных и ионных ускорителей /1-3/. Было показано, что применение силовой емкостной связи позволяет упростить конструкцию и увеличить надежность работы ускорителей.

В системах с силовой емкостной связью в резонатор вводится специальный конденсатор связи, к которому непосредственно подключается анод генераторной лампы /1-3/. При этом в резонаторе появляется дополнительный высоковольтный вакуумно-плотный изолятор, эквивалентный анодному изолятору генераторной лампы. С точки зрения электродинамических параметров в такой системе образуется паразитный контур, состоящий из распределенных реактивностей анодного вывода генераторной лампы и системы ее крепления. Резонансная частота этого контура оказывается на уровне нескольких сотен МГц /1-3/, что ограничивает возможность уменьшения габаритов ускорителя путем увеличения его рабочей частоты.

Как указывалось ранее, дальнейшим развитием систем с силовой емкостной связью может быть вариант, в котором генераторная лампа вносится в вакуумный объем ускоряющего резонатора /2,3/. При этом конструкция ускорителя упрощается за счет совмещения функций многих элементов лампы и резонатора. В частности, вместо двух высоковольтных изоляторов - лампы и резонатора - остается только один, рассчитанный, как и прежде, на напряжение анодного питания лампы и изолирующий одновременно от корпуса анод лампы и внутренний электрод резонатора. Функции конденсатора связи в этой конструкции может полностью или частично выполнять емкость между анодом и сеткой генераторной лампы - с дисковыми или коаксиальными электродами - паразитный контур представляет собой соответственно радиальную или коаксиальную линию, образованную анодом и сеткой лампы. При использовании лампы, рассчитанной на рабочую частоту ускорителя, резонансная частота этого контура заведомо оказывается в несколько раз выше рабочей (в противном случае лампа не могла бы работать на этой частоте). Тем самым практически снимаются ограничения на выбор рабочей частоты ускорителя.

На практике изложенная конструктивная схема может с успехом использоваться как в малогабаритных установках, так и в системах с повышенной средней мощностью. Действительно, значительное повышение рабочей частоты ускорителя приводит к пропорциональному уменьшению его габаритов и отчасти массы. При этом могут быть получены максимальные ускоряющие напряжения до нескольких



Внешний вид отпаянного ускорителя со встроенной генераторной лампой (внизу) и отпаянного резонатора с тремя навесными генераторными лампами аппарата "Пифон" (вверху).

мегавольт в единичном резонаторе при весьма скромных габаритах и массе - порядка $\varnothing 300 \times 600$ мм и 20+30 кг. Такие установки могут с успехом использоваться в качестве портативных генераторов тормозного излучения для целей дефектоскопии. Отметим, что при этом они будут иметь значительное преимущество перед серийными аппаратами (в которых максимальное ускоряющее напряжение не превышает 420 кВ при массе порядка 50+100 кг и сопоставимой средней мощности). В то же время задача повышения ускоряющего напряжения в портативных аппаратах - дефектоскопах является в настоящее время весьма актуальной и до сих пор не решена в полном объеме /2/.

Практические исследования изложенной схемы были проведены на резонаторном ускорителе электронов с отпаянным ускоряющим резонатором. Резонатор - коаксиального типа, полуволновый и состоит из двух четвертьволновых резонаторов, электродинамически связанных через емкость ускоряющего зазора. Во внутренних электродов одного из резонаторов встроен анод генераторной лампы, а катодно-сеточный узел установлен на соответствующей торцевой стенке резонатора. На торце этого же электрода закреплена вольфрамовая мишень, а в другой электрод встроена управляемая электронная пушка. Внутренний электрод, несущий мишень и анод лампы, охлаждается водой, которая подводится по медным трубкам. Эти трубки являются одновременно цепью подвода анодного питания к лампе (18 кВ) и элементами крепления внутреннего электрода, от корпуса они электрически развязаны керамическими изоляторами. Катодно-сеточный узел коаксиального типа с оксидным катодом, использован от серийной генераторной лампы.

Собственная добротность ускоряющего резонатора составляет $6 \cdot 10^3$, шунтовое сопротивление 1,2 МОм, резонансная частота рабочего типа колебаний - 450 МГц. Ускоритель питается от модулятора мощностью 500 кВт в импульсе дли-

тельностью 15 мкс. Ускоритель рассчитан на максимальную энергию пучка 500 кэВ при токе пучка 1 А в импульсе. Ускоритель предназначается для использования в качестве генератора тормозного излучения для целей дефектоскопии. Масса излучателя составляет примерно 10 кг при габаритах $\varnothing 190 \times 700$ мм.

На фотографии представлен внешний вид отпаянного резонатора ускорителя со встроенной генераторной лампой. Рядом с ним на той же фотографии представлен отпаянный ускоряющий резонатор от аппарата "Пифон", который выполнен на четвертьволновом коаксиальном резонаторе с силовой емкостной связью с тремя навесными генераторными лампами ГИ-39Б и рассчитан на максимальную энергию 300 кэВ /2/. Как видно из фотографии, ускоритель со встроенной генераторной лампой имеет те же габариты, что и аппарат "Пифон", но при практически удвоенном значении выходной энергии. В целом применение изложенных принципов дает возможность строить ускорители со значительно улучшенными удельными параметрами по сравнению с существующими.

Л и т е р а т у р а

1. Панасюк В.С., Самошенко Ю.К., Симановский М.Ф. - Атомная энергия, 1983, 55, вып.4, с.249.
2. Панасюк В.С., Самошенко Ю.К., Симановский М.Ф. - Дефектоскопия, 1985, 4, с.60.
3. Панасюк В.С., Самошенко Ю.К., Симановский М.Ф., Филимонов В.В. - Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1985, т.2, с.II4.

ГЕНЕРАТОР УСКОРЯЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ ЦИКЛОТРОНА ИАЗ им. И.В.КУРЧАТОВА

А.И.Бельков, В.В.Душин, С.Ю.Жаров, И.И.Какунов, П.Ю.Комиссаров,
С.Т.Латушкин, Л.И.Юдин

Институт атомной энергии имени И.В.Курчатова, Москва

Развитие методов ядерно-физических исследований требует постоянной модернизации существующих ускорителей. В этой связи ведутся большие и многолетние работы по созданию новых высокочастотных элементов и генераторов вьовь разрабатываемых циклотронов ^{1/1}. Не менее перспективным представляется использование промышленных широкополосных передатчиков для обеспечения современных требований к высокочастотным устройствам существующих циклотронов. В частности, в ИАЗ им. И.В.Курчатова ранее использовавшийся генератор ГУ-300 ^{1/2} заменен на генератор, выполненный на основе широкополосного передатчика ПКВ-250 ^{1/3}. Сравнительные параметры обоих генератор приведены в таблице I.

Таблица I

Технические характеристики	Генератор	
	ГУ-300	ПКВ-250
Диапазон частот, МГц	8 -16	4 - 26
Мощность в режиме несущей частоты кВт	300	до 300
Перестройка частоты	ручная	ручная, электромеханическая, автоматическая на 6 фиксированных, заранее выбранных частот
Задающий генератор (возбудитель)	нестабиль- зированный	синтезатор частот Ч6-3И
Число резонансных каскадов	5	2
Охлаждение контуров	водяное	воздушное
Охлаждение ламп	водяное	испарительное
Мощный выпрямитель	тиратронный	тиристорный
Выход	двухтактный	двухтактный

Маломощные каскады передатчика ПКВ-250 выполнены широкополосным. Резонансные двухтактные каскады построены по схеме с общей сеткой - предоконечный на тетрадах ГУ-6П, оконечный на триодах ГУ-68П. Использование ламп с испарительным охлаждением и тиристорного выпрямителя в мощном высоковольтном источнике питания существенно повысило надежность передатчика при работе в помещении без кондиционирования.

Для применения передатчика в системе высокочастотного питания циклотрона был выполнен ряд конструктивных и схемных разработок. Из состава передатчика исключены тракт низкой частоты, а также сложные перестраиваемые фильтры в выходном высокочастотном тракте. На освободившемся от низкочастотного тракта месте в ограждении передатчика смонтированы высоковольтные фильтры, что уменьшило объем рабочих помещений, упростило эксплуатацию, повысило безопасность работы с генератором. В отличие от промышленного варианта с воздушным охла-

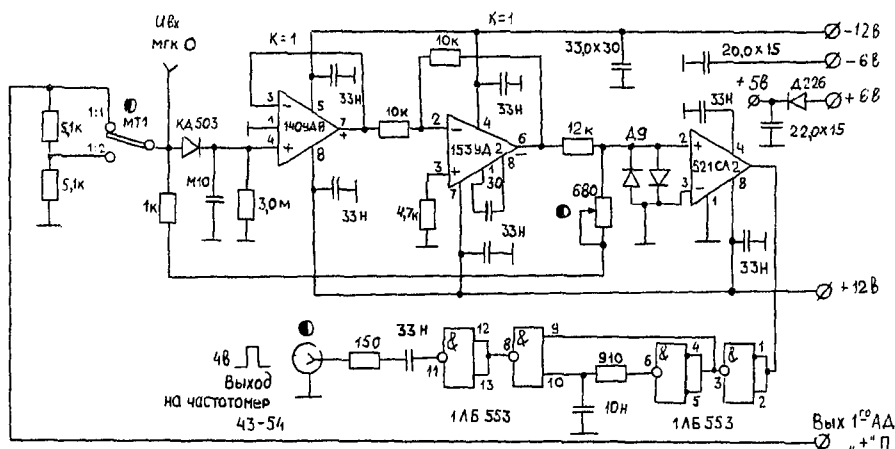
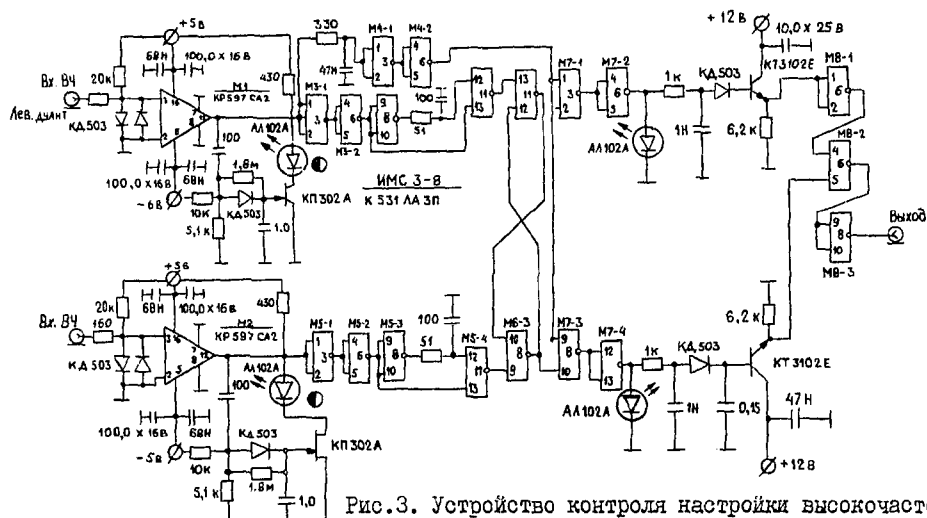
дением специально разработан и используется малогабаритный водоохлаждаемый пароконденсатор в системе испарительного охлаждения ламп. Это также позволило существенно снизить площадь, занимаемую высокочастотной системой, и повысить надежность. Наконец, разработаны и реализованы эквивалент нагрузки на водоохлаждаемых резисторах УВ-50 мощностью на одно плечо до 200 кВт и простые фидерные коммутаторы, что позволило провести наладку генератора без остановок циклотрона. Для расширения диагностики генератора во все каскады введены высокочастотные датчики напряжения. С целью обеспечения работоспособности генератора в импульсном режиме с длительностью импульса от 100 мкс и больше с широким изменением скважности значительно изменены переходные конденсаторы в предварительном ШПУ. С этой же целью, а также для уменьшения уровня сетевого фона во всех источниках питания, включая высоковольтный, введены дополнительные фильтровые конденсаторы. В качестве возбудителя использован кварцованный синтезатор частоты Ч6-31 с последующим специально разработанным широкополосным усилителем-размножителем на полевых транзисторах КП 901А (рис.1). Усилитель-размножитель используется для подачи ВЧ-сигнала с синтезатора на генератор, частотомер и системы пикажной диагностики циклотрона. С целью повышения надежности и настройки генератора на 6 фиксированных частот создан дополнительный коммутатор синтезатора.

Разработан и реализован ряд схем для управления, стабилизации и контроля работы генератора. Наличие широкополосных каскадов в маломощной части ВЧ-тракта позволило создать простые быстродействующие узлы импульсной модуляции, защиты и стабилизации ускоряющего напряжения. Регулирование выходного ВЧ-напряжения осуществляется подачей отрицательного напряжения от 0 до -10 В через среднюю точку широкополосного входного трансформатора на первые сетки тетродов 6Э6П в предварительном ШПУ. Блок стабилизации и модуляции ускоряющего напряжения (рис.2) выполнен на транзисторах и микросхемах, размещен на пулте генератора. Управление этим блоком осуществляется с пульта циклотрона подачей необходимого постоянного опорного напряжения и импульса манипуляции с блока синхронизации импульсного режима /2/. С целью дополнительного повышения стабильности ускоряющего напряжения, расширения полосы тракта стабилизации и снижения влияния наводок на измерительных цепях предельно сокращена длина тракта обратной связи, созданы широкополосные датчики ускоряющего напряжения и источник опорного напряжения до 100 В, введен дополнительный высокочастотный канал в цепи усилителя ошибки. Коэффициент стабилизации ускоряющего напряжения 50.

Разработана и реализована схема для оперативного визуального и электрического контроля настройки высокочастотного контура циклотрона на нижнюю (противофазную) или верхнюю (синфазную) частоту связи двухдуантных резонаторов (рис.3). Это не только упрощает настройку за счет исключения ошибок, но и дает возможность безошибочно перестраивать циклотрон при автоматизации перестройки.

Постоянный контроль добротности резонансного контура циклотрона осуществляется измерителем добротности на основе частотомера ЧЗ-54 (рис.4). Фактически он измеряет число периодов затухающих колебаний в контуре циклотрона после окончания высокочастотного импульса возбуждения контура между уровнями 0,9 - 0,1 от амплитуды ускоряющего напряжения. Оперативный контроль добротности позволяет следить за медленными изменениями качества элементов контура циклотрона.

Разработано и создано устройство для оперативного контроля смещения дуантов в процессе работы циклотрона. Устройство (рис.5) включает в себя газовый



лазер, свет которого отражается от вогнутого сферического зеркала, устанавливаемого на контролируемом дуанте, фокусирующую линзу, оптическое окно, коллиматор и экран. Изображение отраженного пятна на экране посредством промышленной телевизионной установки представляется оператору. Это позволяет контролировать смещение дуанта по вертикали и горизонтали. Макетные измерения показали, что при базе 6 м и смещении объекта на $\pm 0,1$ мм, отраженное пятно диаметром 10 мм на экране смещается на ± 4 мм. Т.о., оператор может по ходу работы корректировать смещение дуанта с разрешением 0,1 мм. Запланирована автоматизация контроля и коррекции смещения дуантов посредством микропроцессорной контрольно-управляющей аппаратуры.

На базе ранее проведенных работ [4] подготовлена микропроцессорная станция для первой очереди автоматизации управления и контроля высокочастотного тракта циклотрона. Она позволяет автоматически по произвольной программе перестраивать весь тракт генератора на любую частоту. Для этой цели используют-

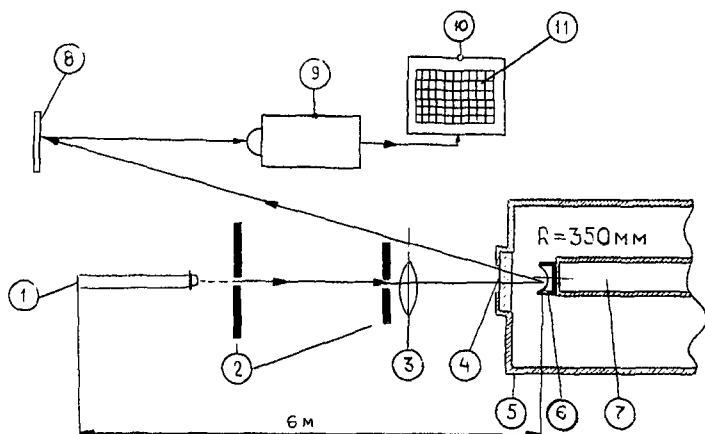


Рис. 5. Устройство для оперативного контроля смещения дуантов в процессе работы циклотрона. 1 – лазер Лг-78, 2 – коллиматор, 3 – линза, 4 – окно, 5 – вакуумная камера циклотрона, 6 – вогнутое медное зеркало, 7 – дуант, 8 – экран, 9 – ПТУ, 10 – телевизор на пульте циклотрона, 11 – изображение луча лазера.

ся цифроаналоговые и аналого-цифровые преобразователи, сопряженные с электро-механическими приводами перестраиваемых элементов ВЧ-генератора. Проведенные испытания подтвердили работоспособность выбранного варианта системы автоматизированной перестройки.

Ввод в эксплуатацию нового ВЧ-генератора с указанными изменениями и дополнительными устройствами управления и контроля существенно повысил надежность и качество работы циклотрона, упростил и сократил до нескольких минут перестройку высокочастотного тракта, обеспечил увеличение стабильности ускоряющего напряжения. Наличие электромеханического привода управления цепями перестройки частоты и высоковольтного анодного выпрямителя с тиристорным управлением обеспечивает развитие широкой автоматизации управления и плавной перестройки частоты генератора, а значит, и энергии ускоряемых частиц.

Эксплуатация генератора в течение нескольких лет подтвердила его высокие качества. Подобная модернизация представляется целесообразной для ряда отечественных циклотронов, работающих с регулированием энергии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Малышев И.Ф. и др. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИИИ, Дубна, 1982, т. I, с. 127-133
2. Веников Н.И. и др. Препринт ИАЭ-2942, Москва, 1978.
3. Ильина Н.Н. Радиовещательные передающие устройства. – М.: Связь, 1980, с. 184.
4. Комиссаров П.Ю., Кузнецов М.В., Латушкин С.Т. и др. Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции "Прим. микропроц. техники при автоматизации технологич. процессов производства и в системах автоматич. регулирования". М.: Миналектротехпром, 1985, с. 33.

Ускоряющие структуры на Н-волне нашли применение в линейных резонансных ускорителях ионов с фокусировкой ускоряющим полем^{1,2/}. Рассмотрим Н-структуры, образованные пучком цилиндрических канонических волноводов, связанных узкой продольной нерегулярной щелью (рис.1) и замкнутых на концах короткими цилиндрическими торцевыми областями (рис.2). Н-волны в таких структурах имеют локализованную в щели (область ускоряющего канала) электрическую компоненту и распределенную по сечению волновода магнитную компоненту. Когда щель узкая, поле вблизи канала можно описать скалярной потенциальной функцией (квазистатическое приближение), а в частичных областях (волноводах) — одной собственной функцией. Вкладом Е-волн можно пренебречь. Через потенциальную функцию в щели определяются погонные статические параметры канала — частичные емкости и индуктивности. Решения в частичных областях подчиняются усредненному квазистатическому условию сопряжения на границе S_K (рис.1), что дает задачу на собственные значения в виде

$$D_{\alpha}^{(n)} A_{\alpha}^{(n)} - D_{\alpha}^{(n+1)} A_{\alpha}^{(n+1)} = \omega^2 \mu_0 \left[\sum_{m=1}^{n-1} P_{\alpha} A_{\alpha}^{(m)} - \sum_{m=n+1}^N P_{\alpha} A_{\alpha}^{(m-1)} \right] - \mu_0 \left[\sum_{m=1}^{n-1} P_{\beta} A_{\beta}^{(m)} - \sum_{m=n+1}^N P_{\beta} A_{\beta}^{(m-1)} \right], \quad (1)$$

где $n=1, \dots, N-1$, $D_{\alpha}^{(n)}$ — диагональная матрица с элементами

$$D_{\alpha}^{(n)} = \chi_m^2 \oint_{L_{pm}} \psi_{nm}^{(n)} d\ell_n / L_{pm} \oint_{L_{pn}} \left[\frac{\partial \psi_{nm}^{(n)}}{\partial \vec{r}_n} \vec{r}_n - \frac{\partial \psi_{pn}^{(n)}}{\partial \vec{r}_n} \vec{r}_n \right] d\vec{r}_n, \quad \chi_m^2 = k^2 - \Gamma_m^2, \quad \Gamma_m = \frac{\pi m}{L}, \quad (2)$$

P_{α} и P_{β} — квадратные матрицы с элементами

$$(P_{\alpha})_{kn} = \sum_{l=1}^{m-1} \frac{C_{pml}}{L} \left\{ \left[1 + \delta C_{pml} \right] \frac{\cos \Gamma_k z \cos \Gamma_n z}{\sin \Gamma_k z \sin \Gamma_n z} dz, (P_{\beta})_{kn} = \sum_{l=1}^{m-1} \frac{z(x_n)^2}{L_{pml} L^3} \left\{ \frac{1}{1 + \delta L_{pml}} \frac{\cos \Gamma_k z \cos \Gamma_n z}{\sin \Gamma_k z \sin \Gamma_n z} dx, \quad k=0,1,\dots,\infty, \quad n=0,1,\dots,\infty. \quad (3) \right.$$

Матрицы P_{α} и P_{β} получаются из P_{α} и P_{β} заменой пределов суммирования: 1 на $m+1$ и $m-1$ на N . Статические параметры канала C_{pml} и L_{pml} определяются в решении трехмерной электростатической задачи^{3,5/}. Подробное выведение условия (1) изложено в работе^{4-6/}. Граничные условия в торцевых областях рассматриваются для двух случаев — в первом для оценки дисперсионных свойств структур в плоскостях

$z=z_1=0$ и $z=z_2=L$ поставим приближенное условие $\partial H_z / \partial z = 0$, а в выражении (3) возьмем функции косинус. Второй случай — оценки с учетом краевых эффектов в торцевых областях. В (3) нужно взять функции синус, тогда поле будет удовлетворять строгому условию $H_z=0$ на торцевых стенках $z=0$ и $z=L$. При этом $z_1 > 0, z_2 < L$. Величины δC_{pml} и δL_{pml} отображают возмущения параметров канала и по методу поперечных сечений^{7/} могут быть слабыми функциями z . Рассматривая первый случай, при $\delta C_{pml} = \delta L_{pml} = 0$ для двух частичных областей получим дисперсионное уравнение

$$k_{mv}^2 = \frac{\epsilon_0}{C_p} \left[-D_{mv}^{(1)} + D_{mv}^{(2)} + \frac{P_{\alpha}}{L_p} \Gamma_m^2 \right], \quad (4)$$

а для нескольких частичных областей малую задачу на собственные значения

$$\left\{ D_{mv}^{(n)} A_{mv}^{(n)} - D_{mv}^{(n+1)} A_{mv}^{(n+1)} = \sum_{s=1}^N A_{ms}^{(s)} \left(\omega^2 \mu_0 C_{psst} - \Gamma_m^2 \mu_0 / L_{psst} \right) - \sum_{s=m+1}^N A_{ms}^{(s-1)} \left(\omega^2 \mu_0 C_{psst} - \Gamma_m^2 \mu_0 / L_{psst} \right) \right\}, \quad (5)$$

с условием непрерывности потенциальной функции на S_K : $\sum_{n=1}^N A_{mn}^{(n)} = 0$. (6)

Приведем пример для линейного ускорителя инжектора в бустер Серпуховского синхрофазотрона^{1,8/}. Дисперсионное уравнение (4) будет иметь вид

$$k_{mv}^2 = \frac{\epsilon_0}{C_p} \left[-T_{m0}(k_{m0}) + \frac{P_{\alpha}}{L_p} \Gamma_m^2 \right], \quad T_{m0}(k_{m0}) = \frac{\chi_m^2 (R_1 + \Delta z)}{2\pi R_1^2} \left[\frac{J_0(\chi_m)}{J_1(\chi_m)} - \frac{R_1}{R_1 + \Delta z} \frac{J_2(\chi_m) N_0'(\chi_m) - J_1(\chi_m) N_0(\chi_m)}{J_1(\chi_m) N_0'(\chi_m) - J_1(\chi_m) N_0(\chi_m)} \right], \quad (7)$$

где $\chi_m = x_m R_1$, $\chi_m' = x_m (R_1 + \Delta z)$, $\chi_m = x_m R_2$, при $\chi_m^2 < 0$ функции Бесселя заменяются на модифицированные. Для структуры с размерами $R_1=0,111\text{м}$, $R_2=0,2\text{м}$, $\Delta z=0,014\text{м}$, $L=4,303\text{м}$ по первым двум измеренным частотам найдем из (7) C_p и L_p и вычислим несколько высших частот. Результаты сведены в таблицу, из которой видно, что ошибка для частоты f не превосходит 4%. Когда в многокамерной структуре размеры частичных областей одинаковы, можно указать явный вид собственных векторов и система (5) распадается на $N-1$ дисперсионных уравнений. Для исследования краевых эффектов в торцевых областях необходимо решать полную задачу (1) ^{8/}.

Подводя итог, можно отметить, что предлагаемое квазистатическое приближение для Н-структур позволяет достаточно просто, без привлечения сложных численных методов, оценить нижнюю часть спектра и исследовать влияние параметров на продольное распределение поля. Неучтенные Е-волны косвенно входят в расчет статических параметров и вблизи торцевых областей могут быть учтены введением зависимости $C_p(z)/8/$.

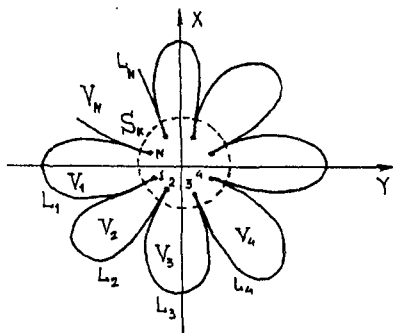


Рис.1. Поперечное сечение многокамерной структуры на Н-волне.

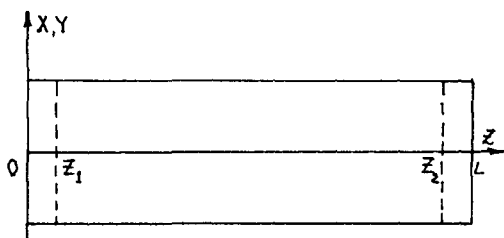


Рис.2. Продольная схема структуры на Н-волне. $[z_1, z_2]$ - структура с поперечным сечением (рис. 1).

Таблица

f [МГц]	f_1	f_2	f_3	f_4
Расчет	148,39	150,45	156,47	166,01
Измерение	148,39	150,45	156,36	165,71
f [МГц]	f_5	f_6	f_7	f_8
Расчет	178,53	193,43	210,21	228,46
Измерение	177,6	190,87	206,29	219,47

ЛИТЕРАТУРА

1. Капчянский И.М. Теория линейных резонансных ускорителей. М.: Энергоиздат, 1982.
2. Линейные ускорители ионов. под ред. Мурина Б.П., т. I, 2, М.: Атомиздат, 1978.
3. Барсуков А.Б., Суренский А.В. Расчет электростатических параметров ускоряющей структуры на Н-волне. Препринт ИФВЭ 85-135, Серпухов, 1985.
4. Барсуков А.Б. Квазистатическая модель Н-резонатора. - Препринт ИФВЭ 85-168, Серпухов, 1985.
5. Барсуков А.Б. Квазистатическая модель четырехкамерного резонатора. - Препринт ИФВЭ 86-163, Серпухов, 1986.
6. Барсуков А.Б. Дисперсионные свойства двухкамерных ускоряющих структур на Н-волне. - Препринт ИФВЭ 86-193, Серпухов, 1986.
7. Никольский В.В. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. - М.: Наука, 1967.
8. Барсуков А.Б. Математическая модель электромагнитного поля в ускоряющей структуре линейного ускорителя - инжектора в бустер в аксиально-симметричном приближении. - Препринт ИФВЭ 81-167, Серпухов, 1981.

ПОТЕРИ ЧАСТИЦ В СИНХРОТРОНЕ НА ЭТАПЕ ИНЖЕКЦИИ, ОБУСЛОВЛЕННЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ ПУЧКА С РЕЗОНАТОРОМ

М.М.Карлинер, М.С.Пеккер, В.Ф.Туркин, Б.М.Фомель,
В.П.Яковлев

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В составе комплекса ВЭПП-2 работает сильноточный синхротрон со слабой фокусировкой Б-ЗМ [1]. Ускорение в Б-ЗМ проводится в два этапа. На первом этапе после однооборотной инжекции пучка из импульсного линейного ускорителя ИЛУ с энергией электронов 2,5 МэВ происходит ускорение до 7 МэВ за 0,3 мс при помощи бетатронного сердечника. На втором этапе пучок ускоряется ВЧ-полем резонатора до энергии 250 МэВ.

Синхротрон Б-ЗМ имеет следующие параметры:

Периметр орбиты	8,1 м
Апертура камеры ($\gamma \times z$)	12 см x 8 см
Бетатронные частоты θ_r, θ_z	0,707, 0,868
Коэффициент пространственного сжатия орбит Γ при энергии 2,5 МэВ	2,47
Частота обращения f_0	37 МГц
Кратность частоты ускоряющего напряжения	1
Шунтовое сопротивление ВЧ-резонатора R	7,8 кОм
Добротность ВЧ-резонатора Q	65
Длительность фронта инфлектора	5 нс
Рабочая частота ИЛУ	3 МГц
Импульсный ток	3 А

Установлено, что основное ограничение величины ускоряющего тока определяется потерями частиц пучка на первом этапе ускорения. В настоящее время исследуются пути повышения тока ускоряемого пучка до 10 А. В связи с этим в данной работе рассматриваются особенности динамики ускоряемого в бетатронном режиме пучка, взаимодействующего с пассивным ВЧ-резонатором.

1. Амплитуда наведенного пучком напряжения на резонаторе в Б-ЗМ определяется амплитудой первой гармоники тока пучка (собственная частота резонатора $f_R \approx f_0$). При токе инжекции 10 А амплитуда первой гармоники составляет 4 А. Это приводит к тому, что наводимое пучком напряжение на резонаторе оказывает сильное влияние на динамику пучка в целом (поэтому линейная теория для описания взаимодействия с ВЧ-резонатором [2] здесь неприменима). Пучок теряет энергию и увеличивается его энергетический разброс. Происходит перекачка энергии от пучка в резонатор, причем часть ее потеряется безвозвратно вследствие омических потерь. Уменьшение энергии пучка приводит к тому, что средняя частота обращения частиц пучка увеличивается (рис.1). При начальном соотношении $f_R > f_0$ она приближается к f_R ("втягивание в резонанс"), при $f_R < f_0$ - удаляется. Заметим, что при $f_R < f_0$ пучок имеет тенденцию к группировке (увеличению первой гармоники тока), а при $f_R > f_0$ - к растяжению по фазе (уменьшению первой гармоники тока). Тем не менее при $f_R > f_0$ амплитуда напряжения на резонаторе при небольших расстройках или больших токах может не падать, а даже расти из-за "втягивания в резонанс", и, таким образом, приводить к уменьшению средней энергии частиц и их потере. При малых токах или больших расстройках резонатора может наступить стабилизация пучка без

заметной потери его энергии. Вопрос о том, когда происходит стабилизация пучка, а когда "втягивание в резонанс", исследовался в данной работе с помощью численного счета из-за сложности нелинейных процессов, определяющих динамику пучка. При $f_R < f_0$ стабилизации пучка не происходит, так как группировка приводит к поддержанию амплитуды первой гармоники тока, а увеличение средней частоты обращения лишь к уменьшению эффективности взаимодействия пучка с резонатором.

2. При построении численной модели взаимодействия пучка с резонатором мы сделали следующие физические предположения:

а) Амплитуда напряжения на резонаторе меняется адиабатически медленно по сравнению с периодом обращения частиц в ускорителе и в случае слабой фокусировки с периодом бетатронных колебаний.

б) В резонаторе возбуждается лишь одна мода колебаний. Для построения модели мы воспользовались методом макрочастиц. При сделанных выше предположениях динамика пучка может быть описана системой уравнений фазовых колебаний [3] для макрочастиц в сопровождающей системе отсчета, которая вращается с частотой f_0 :

$$\frac{d\psi_i}{dt} = -2\pi f_0 \Gamma \frac{\epsilon_i - \epsilon_0}{\epsilon_0}, \quad \frac{d\epsilon_i}{dt} = q f_0 \operatorname{Re}(\tilde{u} e^{-i\psi_i}), \quad (1)$$

где ϵ_0 - энергия синхронной частицы в центре камеры, ψ_i, ϵ_i - фаза и энергия i - й частицы, $\tilde{u}$ - амплитуда напряжения на резонаторе. Вследствие медленности изменения амплитуды напряжения на резонаторе и фаз макрочастиц в сопутствующей системе отсчета, выражение для напряжения на резонаторе имеет вид:

$$u(t) = -R \omega_R \int_0^t I_1(u_i t') e^{i\omega_R(t-t')(1 - \frac{1}{2}a)} dt', \quad (2)$$

где $\omega_R = 2\pi f_R$.

Здесь $I_1(\psi_i, t) = \tilde{I}(t) \exp(\psi - \omega_0 t)$ - первая гармоника плотности тока пучка, $\tilde{I}(t)$ - медленно меняющаяся во времени ее амплитуда, $\omega_0 = 2\pi f_0$.

В данной модели допустимая энергия частиц пучка определяется эффективной радиальной апертурой камеры, которая для Б-ЗМ равна 9 см. В соответствии с этим мы полагали при расчетах, что $|\epsilon_i - \epsilon_0| < 0,017 \epsilon_0$.

3. Приведем результаты численных расчетов динамики пучка в Б-ЗМ для положительной и отрицательной расстройки резонатора относительно частоты обращения. На рис.2а показана эволюция пучка для случая $f_R < f_0$. Видно, что пучок сгруппирован, совершает фазовые колебания без заметного увеличения энергетического разброса частиц. Проведенные нами расчеты показали, что для других начальных распределений частиц пучка картина не меняется - происходит группировка без заметного увеличения энергетического разброса частиц.

На рис.2 б показана эволюция пучка для случая $f_R > f_0$. Видно, что пучок растягивается по фазе с заметным увеличением энергетического разброса. Это обстоятельство как раз и является стабилизирующим фактором неустойчивости пучка. Конкуренция двух процессов - "втягивания в резонанс" и роста энергетического разброса в конечном счете определяет динамику пучка. На рис.3 приведены зависимости величины тока пучка от числа оборотов для разных значений частоты резонатора f_R . Видно, что при $f_R > f_0$ происходит "втягивание в резонанс", вследствие чего часть тока пучка теряется. После

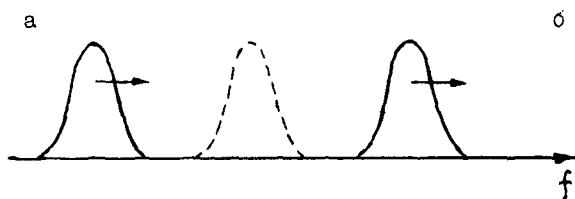


Рис. 1. Частоты обращения частиц пучка

а) - $f_R > f_0$, б) - $f_R < f_0$.

Стрелкой показано направление изменения средней частоты обращения частиц пучка при взаимодействии с пассивным ВЧ-резонатором, пунктиром - частотная характеристика резонатора.

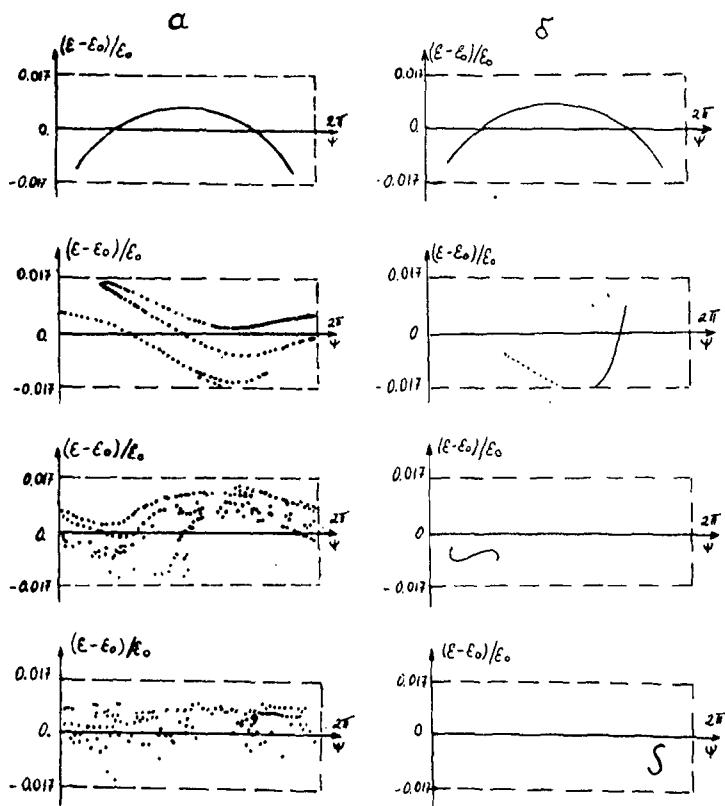


Рис. 2. Фазовые портреты пучка

($f_0 = 37$ МГц, $R = 7,8$ ком, $Q = 65$, средний ток пучка при инжекции 10 А);

а) $f_R = 34$ МГц; I - I-й оборот, II - 30-й, III - 120-й, IV - 180-й; б) $f_R = 40$ МГц; I - I-й оборот, II - 40-й, III - 80-й, IV - 160-й.

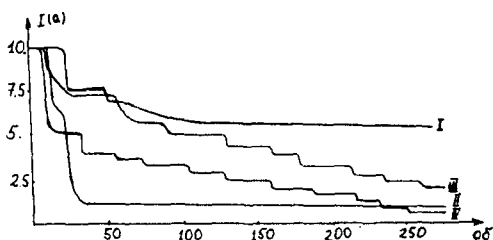


Рис.3. Зависимость среднего тока пучка от числа оборотов ($f_0 = 37$ МГц, $R = 7,8$ кОм, $Q = 65$);
I - $f_r = 40$ МГц, II - $f_r = 39$ МГц,
III - $f_r = 35$ МГц, IV - $f_r = 34$ МГц.

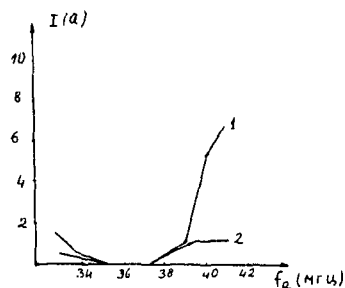


Рис.4. Зависимость среднего тока от частоты резонатора. Число оборотов пучка $N = 420$.
1 - расчет, 2 - измерения.

этого оставшийся ток уже не меняется. При $f_r < f_0$ потери частиц происходят в момент времени, когда пучок касается стенок камеры (рис.2 а), что приводит к уменьшению фазовой протяженности пучка. Поэтому кривые на рис.3, соответствующие $f_r < f_0$, имеют ступенчатый характер. Отметим, что при $f_r > f_0$ ток пучка вначале больше тока при $f_r < f_0$, но затем уменьшается до нуля.

На рис.4 приведены кривые зависимости тока пучка от частоты резонатора, полученные из расчета и эксперимента на ускорителе Б-ЗМ. Видно лишь качественное согласие: кривые асимметричны относительно частоты $f_0 = 37$ МГц и при малых расстройках близки. Полученные экспериментально зависимости тока пучка от времени при разном знаке расстройки ВЧ-резонатора находятся в качественном согласии с расчетом. Количественного согласия нет из-за наличия в Б-ЗМ так называемого "микросекундного сброса" пучка. Причины "микросекундного сброса", по-видимому, не связаны с ВЧ-резонатором и в настоящее время исследуются.

Литература

1. Г.И.Будкер, А.В.Киселев и др.-Атомная энергия, т.20. № 3, с.206, 1966.
2. В.Нейл, А.Сесслер.-Приборы для научных исследований, вып.3, с.42, 1961.
3. Дж.Левингуд. Принципы циклических ускорителей, ИЛ, Москва, 1963, с.118.

НОВАЯ УСКОРЯЮЩАЯ ВЧ-СИСТЕМА УСКОРИТЕЛЯ ИМПЕДТОРА Б-3М КОМПЛЕКСА ВЭПП-2

Г.Я.Куркин, С.А.Беломестных, В.М.Петров, С.А.Крутинин,
Н.Н.Лебедев, П.А.Климин, В.Ф.Туркин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Высокочастотная система электронного синхротрона Б-3М, ранее работавшая на III гармонике частоты обращения (III МГц) [1], переведена на I гармонику (37 МГц). Это дает возможность увеличить ускоренный ток, выпустить из Б-3М короткий сгусток электронов и организовать точную синхронизацию инжекции. Это все позволяет увеличить скорость накопления частиц в ВЭПП-2. Ускоряющий резонатор, фидерная линия и система управления изготовлены заново. Генератор мощности на 37 МГц построен с использованием элементов ранее работавшего генератора.

Особенностью ускорителя Б-3М является то, что в него инжектируются большие токи электронов (до 6 А) на сравнительно малой энергии 2,5 МэВ. Допустимый энергетический разброс электронов $\pm 0,5\%$. Необходимо было создать такую ускоряющую ВЧ-систему, чтобы наведенное напряжение не увеличивало энергетический разброс электронов, что приводило бы к их потере.

Сделана такая ВЧ-система, что ее выходное сопротивление в окрестности гармоник частоты обращения для пучка мало (десятки Ом), а заметные резонансы есть только вблизи низких номеров гармоник и отстоят они от гармоник более чем на 2 МГц.

Одним из ограничений ускоренного тока в Б-3М в старом варианте были многосгустковые когерентные колебания, с которыми практически невозможно было бороться. Переход на один сгусток позволил организовать цепь обратной связи для подавления дипольных когерентных колебаний.

Односгустковый режим работы позволяет организовать точную инжекцию частиц в ВЭПП-2. Ускорители Б-3М и ВЭПП-2 работают от независимых задающих генераторов частоты обращения. После того как электроны в Б-3М ускорены, нужно дожидаться момента, чтобы произвести перепуск с необходимой точностью. В нашем случае время ожидания ограничено (2 мкс). Вероятность возможности произвести в этом случае инжекцию с заданной точностью зависит от соотношения частот задающих генераторов. Численные расчеты, а затем и опыт работы ускорителя показал, что при рабочих соотношениях частот генераторов и точности перепуска ± 1 нс время ожидания не превышает 1,5 мкс.

Ускоряющий резонатор вакуумный, состоит (рис.1) из двух короткозамкнутых отрезков коаксиальных линий, на свободных концах которых закреплены бобышки I, образующие ускоряющий зазор. Для уменьшения геометрических размеров резонатора объем между проводниками линий заполнен ферритом 3 марки 60 НН. Большое затухание в феррите на высших гармониках частоты обращения позволяет также уменьшить сопротивление резонатора на этих частотах.

Собственная частота резонатора перестраивается замагничиванием ферритов с помощью внешних электромагнитов. Резонатор возбуждается противофазно через два ввода мощности 5, подключенных непосредственно к бобышкам. Для улучшения отвода тепла, выделяющегося в феррите, зазоры между стенками резонатора и ферритом заполнены кремнийорганическим компаундом 2 ВИКСИНТ К-68. Заливка компаунда производилась в вакууме. Наружные стенки резонатора охлаждаются водой, циркулирующей по припаянным к ним трубкам.

Шунтовое сопротивление резонатора при напряжении на ускоряющем зазоре 20 кВ равно 2 кОм. Характеристическое сопротивление — 130 Ом. Максимальное напряжение на зазоре резонатора — 25 кВ, при этом индукция магнитного поля в феррите достигает 200 Гс.

Фидерная линия, связывающая выходной каскад генератора мощности с резонатором, изготовлена из 6 отрезков кабеля $\lambda/4$ и одного $3\lambda/4$ (рис.2). Марка кабеля РК-75-17-12. Такая схема имеет следующие особенности. Переходное сопротивление цепи, т.е. отношение напряжения на ускоряющем зазоре резонатора к току первой гармоники лампы выходного каскада (и обратно) равно 300 Ом. Сопротивление резонатора для тока, протекающего через его ускоряющий зазор, не превышает 15 Ом на первой и второй гармонике частоты обращения. Это объясняется тем, что электрическая длина тракта между резонатором и анодом лампы выходного каскада кратна на рабочей частоте нечетному числу четвертей длин волн. Сопротивление анодного контура вместе с выходным сопротивлением лампы много больше волнового сопротивления фидера, поэтому со стороны резонатора входное сопротивление для пучка мало. На второй гармонике рабочей частоты длина фидера кратна целому числу полуволн, но так как сопротивление анодного контура на этой частоте мало, то и сопротивление со стороны резонатора тоже получается малым. Ближайшие резонансы расположены симметрично относительно частоты обращения и отстоят от нее на $\sim 2,5$ МГц. Система управления регулирует форму огибающей ВЧ-напряжения и его частоту. Для этого временной интервал работы ускоряющей ВЧ-системы (1,4 мс) разделен в блоке программного управления БПУ (рис.3) на 128 промежутков. В каждом таком промежутке на любом из двух выходов аналогового сигнала БПУ можно задать некоторое значение постоянного напряжения. Блок для этого снабжен запоминающим устройством. Дискретность установки напряжения — $1/128$ от максимального. Сформированное таким образом ступенчато-изменяющееся напряжение, поступающее с одного из выходов БПУ, управляет смещением варикапа, включенного в контур задающего генератора частоты обращения ЗГ. Сигнал со второго выхода БПУ является опорным для цепи обратной связи, стабилизирующей форму огибающей ускоряющего напряжения. Дифференциальный усилитель ДУ усиливает разность напряжений со второго входа БПУ и с датчика в ускоряющем резонаторе. Выход ДУ управляет регулируемым усилителем РУ, возбуждающим генератор мощности ГМ. Изменяя информацию, записанную в запоминающем устройстве БПУ, можно оперативно менять закон изменения частоты обращения в цикле ускорения и форму огибающей ускоряющего напряжения, что упрощает настройку ускорителя.

Для подавления когерентных радиально-фазовых дипольных колебаний пучка введена цепь обратной связи. Она состоит из фазометра Ф, на один из входов которого поступает сигнал с датчика ускоряющего напряжения резонатора, на другой вход — напряжение первой гармоники, выделенное из сигнала с пикап-электрода. Сигнал с фазометра после его коррекции в блоке коррекции фазы БКФ управляет электронным фазовращателем ФВР, установленным в тракте генератора мощности. При проектировании цепей коррекции учитывалось, что задержка по цепи обратной связи составляет 2 мкс, частота радиально-фазовых колебаний в цикле ускорения меняется от 450 до 160 кГц. Для работы в этой полосе частот БКФ имеет 4 корректирующие цепочки, которые включаются в цепь обратной связи в нужной последовательности по программе, записанной в БПУ.

Передающим ускоренных частиц из Б-ЗМ в ВЭП-2 управляет блок синхронизации БС. На его входы поступают сигналы с датчиков ускоряющих напряжений резонаторов Б-ЗМ и ВЭП-2. При заданных фазовых соотношениях между этими

сигналами, после импульса "разрешение" в конце цикла ускорения, на выходе БС вырабатывается импульс, запускающий дефлектор Б-ЗМ и инфлектор ВЭП-2.

Модернизированная ВЧ-система была запущена в начале 1985 года и работает в настоящее время. Новая система позволила увеличить скорость накопления частиц в ВЭП-2, увеличилась также её эксплуатационная надежность.

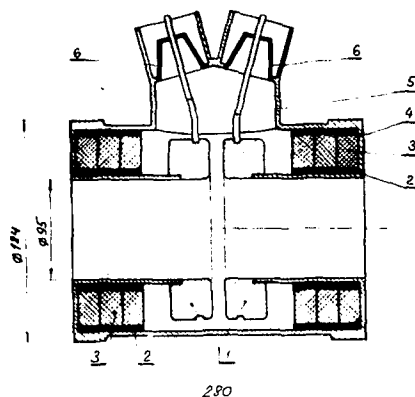


Рис.1. Ускоряющий резонатор.

1 - обмотки, 2 - кремнийорганический компаунд ВИКСИНТ К-68, 3 - феррит, 4 - корпус, 5 - вводы мощности, 6 - изоляторы.

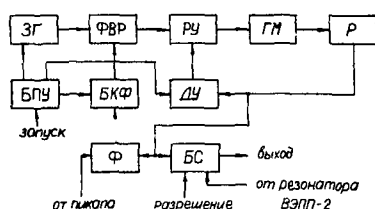


Рис.3. Функциональная схема ВЧ-системы.

ЗГ - задающий генератор, ФВР - электронный фазовращатель, РУ - регулируемый усилитель, ГМ - генератор мощности, Р - ускоряющий резонатор, БПУ - блок программного управления, БКФ - блок коррекции фазы, ДУ - дифференциальный усилитель, Ф - фазометр, БС - блок синхронизации.

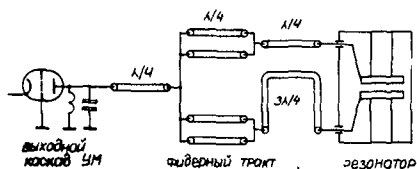


Рис.2. Схема возбуждения резонатора.

Литература

1. Г.Н.Острейко, В.С.Панасик, А.Д.Панфилов, И.К.Седяров. Широкополосный тракт для передачи ВЧ-мощности от усилителя до ускоряющего резонатора синхротрона. ПТЭ, I, 1967.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАКЕТА ИМПУЛЬСНОГО ГИРОКОНА САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

В.В.Балакин, О.Н.Брежнев, М.Н.Захваткин, С.Ю.Казаков,
А.В.Кожемякин, Н.А.Соляк, В.Л.Клюев, Г.И.Исенов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Для возбуждения ускоряющей структуры ВЛЭПП [1] необходим мощный усилитель СВЧ-колебаний сантиметрового диапазона. Параметры такого источника должны быть следующие: $P=10^8$ Вт, $\tau_{imp}=1\cdot 10^{-6}$ с, частота повторений $F=10+100$ Гц. Усилитель должен обладать высоким КПД, высокой стабильностью и надежностью, большим коэффициентом усиления (к.у.), что необходимо для фазировки большого количества таких источников ($\sim 10^3$ шт.).

В Институте ядерной физики СО АН СССР начаты работы по созданию одного из вариантов такого усилителя – гирокон [3]. Гирокон был выбран по двум причинам; во-первых, он обладает высоким КПД, во-вторых, развернутый пучок "размазывается" по большой площади, что уменьшает тепловые нагрузки на коллектор и ослабляет влияние пространственного заряда.

Был рассчитан и изготовлен макет многорезонаторного импульсного гирокон-на сантиметрового диапазона, схема которого приведена на рис.1. Макет сделан разборным, с индиевыми уплотнениями, что обеспечивает в системе вакуум 10^{-7} торр.

Источником РЭП для макета служит ускоритель ЭЛИТ-Л2 [2], со следующими параметрами: $U=1,2$ МВ, $I=200$ А, $\tau_{imp}=1\cdot 10^{-6}$ с, частота повторений $F=1+2$ Гц. Фазовый объем пучка составляет $\Omega=\pi \Delta\varphi \Delta\varphi=5\cdot 10^{-2}$ рад·см. С помощью магнитной линзы пучок фокусируется и через диафрагму $\phi 15$ мм попадает на вход гирокон (рис.1).

Устройство гирокон. Расчет. Система развертки исследуемого макета состоит из входного резонатора, возбуждаемого от генератора и трех пассивных резонаторов (рис.1). Частоты всех резонаторов в системе развертки в два раза ниже, чем рабочая частота гирокон, т.е. макет работает как умножитель частоты. Такой режим выбран затем, чтобы увеличить размер отверстий для пучка в резонаторе развертки до диаметра 30 мм, необходимого для работы с током 200 А. Расчеты показывают, что пучок ЭЛИТ-Л2 может быть проведен по тракту гирокон без потерь, коэффициент усиления составляет 65–70 дБ, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

После системы развертки угол отклонения, приобретенный пучком, составляет 8° , дальнейшее увеличение угла было ограничено электрической прочностью последнего резонатора развертки. Отклоненный от оси пучок с помощью направляющей линзы (рис.1), поворачивается в выходной резонатор. Одновременно эта линза за счет aberrаций фокусирует пучок, размер которого удается уменьшить до диаметра 12 мм в плоскости выходного резонатора. Полученный расчетный КПД гирокон составляет $60+70\%$ при условии полного торможения пучка в резонаторе. Основные причины, ведущие к снижению КПД, следующие: энергетический и угловой разброс в пучке, получившийся в результате развертки ($\Delta U/U=15\%$, $\Delta\varphi/\varphi=12\%$), а также неоднородность тормозящего поля в выходном резонаторе на размере пучка. В расчетах не учитывалось влияния пространственного заряда пучка, играющего роль на последних стадиях торможения, а также поперечные силы, действующие на частицы, кроме составляющей поля H_z , которая может быть скомпенсирована внешним постоянным магнитным полем [3]. Точность расчета КПД составляет $10+15\%$.

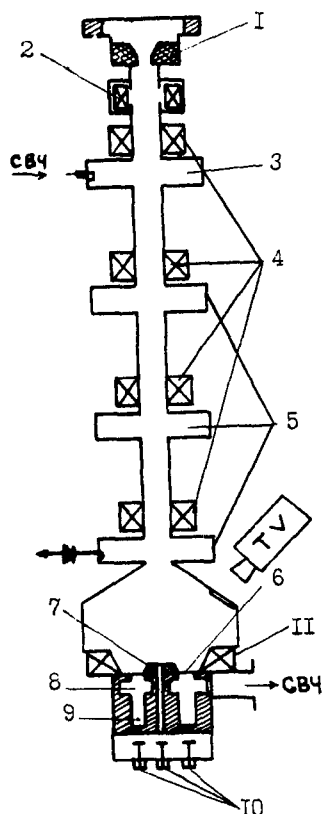


Рис. I. Схема гирокона :

I - графитовая диафрагма, 2 - пояс Роговского, 3 - входной резонатор, 4 - магнитная линза, 5 - пассивный резонатор, 6 - фольга, 7 - графитовый приемник пучка, 8 - выходной резонатор, 9 - коллектор, 10 - токовые датчики, II - направляющая линза.

Экспериментальное исследование. При работе с макетом гирокона было обнаружено, что в промежуточных резонаторах системы развертки возникает мультипакторный разряд, который удалось подавить, покрывая резонаторы сажей. Не покрывались входной и последний резонаторы развертки, где напряжения ниже и выше порога горения мультипактора.

Вторым явлением, с которым столкнулись при работе с макетом - самовозбуждение, возникающее при токе пучка ≈ 100 А. Дальнейшее увеличение тока приводило к укорочению его длительности, одновременно детектором через окно в конусе регистрировался СВЧ-сигнал. Основная мощность излучения наблюдалась на длине волны 4 см, что совпадает с основной модой E_{010} пролетных труб. Добротность труб оказалась высокой $Q=300-400$, а обратная связь приводила к самовозбуждению. После уменьшения добротности пролетных труб ферритовыми поглотителями удалось избавиться от этого явления.

Выходной резонатор представляет собой кольцевой резонатор бегущей волны, имеющий в верхней и нижней стенках щели для проведения пучка (рис.2). Рабочей модой является колебание типа E_{210} с частотой в два раза выше частоты развертки. Для вывода СВЧ-энергии в резонаторе сделаны два окна связи под углом 132° , каждое из которых отводит мощность в отдельный волновод.

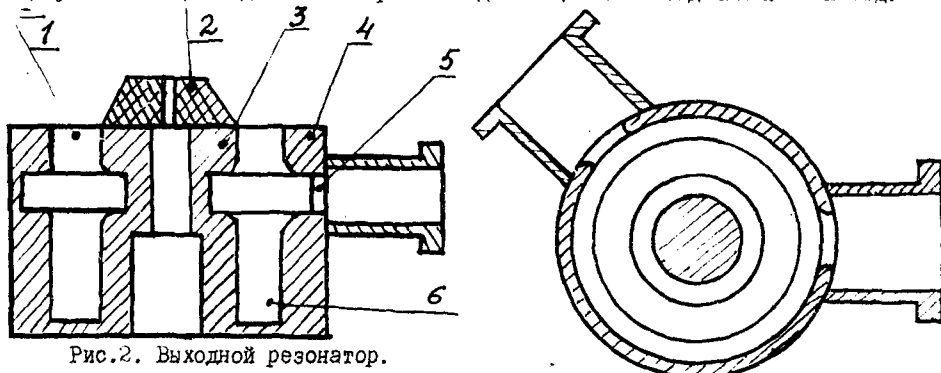


Рис.2. Выходной резонатор.

1 - фольга, 2 - графитовый приемник пучка, 3 - внутренний электрод, 4 - внешний электрод, 5 - окно связи, 6 - коллектор.

Неточное расположение щели для пучка приводит к перекачке мощности из волны E_{210} в одну из мод $H_{11} + H_{51}$, для которых щель не является запердеальной. Это приводит к излучению мощности из резонатора через щели и снижению его КПД. Но даже при правильном выборе положения щели возмущение полей окнами связи оказывается значительным и излучение из резонатора все равно возникает. Избегать этого позволяет либо распределенный по азимуту вывод энергии, либо сетка, исключающая излучение из резонатора. В резонаторе (рис.2), который использовался в гироконе, входная щель для пучка была заварена алюминиевой фольгой толщиной 10 мкм. Дополнительный угловой разброс, вносимый фольгой, не превышает 0,05 рад.

Настройка и измерения. Настройка заключалась в подборе режима магнитно-оптической системы гирокона для максимального прохождения РЭП без СВЧ-возбуждения и подборе фаз и амплитуд возбуждения для проведения развернутого пучка через выходной резонатор. Оценка коэффициента токопрохождения осуществлялась сравнением токовых сигналов с входного и выходного поясов Роговского (рис.1). Практически весь ток, прошедший через входную диафрагму, достигает выходного резонатора. По сигналу с датчика тока, расположенного под центральным электродом выходного резонатора, а также визуальнo с помощью телекамеры, работающей в ИК-диапазоне, электронный пучок посредством корректирующих катушек нацеливался в центр (без СВЧ) (см.рис.1).

Настройка фаз и амплитуд возбуждения производилась по показаниям токового датчика, находящегося под коллектором. Он представляет собой 32 графитовые ламели, равномерно расположенные по азимуту на радиусе канала коллектора, на них попадает малая часть тока из коллектора через отверстия ϕ 1 мм. Гистограмма заряда с ламелей за импульс выводилась на осциллограф. Задача настройки заключалась в получении максимально однородной осциллограммы максимальной амплитуды, что достигалось подстройкой аттенкаторов и фазовращателя в системе возбуждения.

СВЧ-мощность на выходе гирокона поглощалась в нагрузках и измерялась с помощью калориметра МЗ-47. Одновременно малая доля мощности отводилась

петлей и после детектирования, огибающая СВЧ-сигнала с нагрузки наблюдалась на осциллографе. Настройка на максимум мощности осуществлялась как по показаниям калориметра, так и по настройке на максимум сигналов с обеих нагрузок.

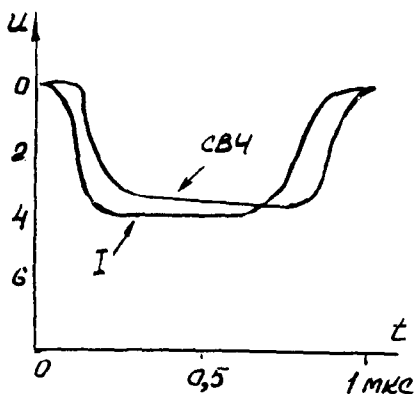


Рис.3. Осциллограммы тока и огибающей СВЧ-импульса в нагрузке.

В последующих экспериментах был использован резонатор с распределенным по азимуту выводом энергии в огибающий волновод. Такой способ вывода, а также подбор длины коллектора и расположения входной и выходной щели позволили устранить паразитное излучение в щель и отказаться от алюминиевой фольги. Кроме того, соответствующим выбором размеров огибающего волновода и расположения отверстий связи можно добиться направленного излучения мощности из резонатора в волновод. При работе с данным резонатором была зафиксирована мощность 60 МВт в один вывод.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. О возможности создания установки со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1979, с.140. Препринт ИФ СО АН СССР 78-101, Новосибирск, 1978.
2. Балакин В.Е., Бамбуров Ю.Г., Долгушин В.М. и др. Генератор электронного пучка ЭЛИТ-И2. IV Всесоюзный симпозиум по сильноточной электронике. Тезисы докладов т.П, Томск, Институт сильноточн. электроники СО АН СССР, 1982.
3. Г.И.Будкер, М.М.Карлинер, И.Г.Макаров и др. Гироко-мощный СВЧ-генератор с высоким КПД. Препринт ИФ СО АН СССР 78-9, Новосибирск 1978.

Результаты. На рис.3 представлены осциллограммы огибающих СВЧ-импульса с нагрузки и тока в коллекторе. В экспериментах была получена мощность 50 МВт, измеренная с помощью калориметра. КПД при этом составляет 20% и ограничен, в основном, пробоями в выходном резонаторе. Дальнейшее повышение КПД требует более тщательного выбора параметров и местоположения направляющей линзы для проведения полного тока через щель выходного резонатора и использования нескольких резонаторов для полного торможения развернутого пучка. Измеренная полоса частот составляет 3+4 МГц.

ПОСТРОЕНИЕ СИСТЕМЫ АВТОМАТИЧЕСКОГО РЕГУЛИРОВАНИЯ СОБСТВЕННОЙ ЧАСТОТЫ РЕЗОНАТОРА В ПЕРЕХОДНОМ И ОСНОВНОМ РЕЖИМАХ РАБОТЫ

А.С.Ковалишин, А.В.Полтораков, И.В.Киселев, Г.И.Ямщиков

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Назначением системы автоматического регулирования частоты резонатора, изменения температуры (АРЧТ) является стабилизация его собственной частоты во всех режимах работы: в подготовительном, переходном (при вводе ВЧ-мощности) и основном (на номинальном уровне мощности).

В настоящей работе исследуется возможность построения комбинированной системы АРЧТ с целью повышения точности и быстродействия отработки возмущающих воздействий, вызванных введением ВЧ-мощности при тепловом способе подстройки его собственной частоты /1/. Исследование системы АРЧТ в подготовительном режиме (до ввода ВЧ-мощности) представлено в /4/.

Резонатор как объект автоматического регулирования при управлении температурой, а следовательно, и собственной частотой описывается уравнениями /2,3/:

$$\left. \begin{aligned} C_p \frac{dt_p}{d\tau} &= P_{вч} - \frac{1}{\alpha} (t_p - t_{ж}) \\ C_{ж} \frac{dt_{ж}}{d\tau} &= P_{вч} - \alpha G (t_{ж} - t_{вх}) \end{aligned} \right\}, \quad (1)$$

где $P_{вч} = \frac{P_0}{1 + \kappa \Delta t^2}$; $C_p, C_{ж}$ - теплоемкости резонатора и воды, находящейся в каналах охлаждения; K_0, α, G - коэффициенты пропорциональности; $t_p, t_{ж}, t_{вх}$ - температуры резонатора, воды в каналах охлаждения, входной воды; Δt - отклонения температуры резонатора от резонансного значения; P_0 - мощность ВЧ-генератора. Соответствующая структурная схема показана на рис.1, где

$$T_0 = \frac{C_{ж}}{\alpha G}; \quad T_0' = C_p \alpha.$$

Поскольку подстройка частоты осуществляется тепловым способом, то справедливо соотношение:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \alpha_T \Delta t, \quad (2)$$

где α_T - коэффициент пропорциональности.

Особый интерес представляет исследование отклонения резонансной частоты Δf в зависимости от изменения температуры охлаждающей воды $t_{ж}$ и уровне вводимой ВЧ-мощности.

После подстановки t_p в (2) из (1) при $\tau \rightarrow \infty$ получаем:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = \alpha_T (\alpha P_{вч} + t_{ж} - t_{p0}). \quad (3)$$

Приняв резонансную температуру за начало координат, из (3) получаем зависимость изменения температуры воды $t_{ж}$ от уровня вводимой мощности для настроенного резонатора ($\frac{\Delta f}{f} = 0$):

$$\alpha P_{вч} = -t_{ж}. \quad (4)$$

В режиме подготовки резонатор прогревается до температуры $t_{ж} = t_{p0}$, что следует из (3) при $P_{вч} = 0$. В этом случае частота "холодного" резонато-

ра равна резонансной $f_0 = f_p$. При стабилизации температуры воды системой с обратной связью с вводом ВЧ-мощности повышается температура участков резонатора, удаленных от каналов охлаждения, а его собственная частота уменьшается. На рис.2, кривая 1, показан график такой зависимости, при $P_{вч} = 30$ кВт, снятый экспериментально на стенде-модуле II части линейного ускорителя мезонной фабрики. Таким образом, измеряемый параметр $t_{ж}$ может служить координатой обратной связи в системе АРЧТ только в режиме подготовки и при малой ВЧ-мощности, не оказывающей значительного влияния на среднюю температуру резонатора t_p .

При большой введенной ВЧ-мощности управление частотой можно осуществить либо с помощью экстремального регулятора, ведущего поиск, например, минимума отраженной волны, либо используя сигнал с датчика разности фаз между падающей волной и полем в резонаторе в качестве сигнала обратной связи. На Московской мезонной фабрике реализован метод управления по разности фаз.

Как видно из рис.1, основным возмущающим фактором в системе АРЧТ является энергия потерь ВЧ-поля. Поэтому представляется целесообразным компенсировать влияние на собственную частоту резонатора именно этого возмущения.

На рис.3 представлен график зависимости расстройки резонатора Δf от усредненной температуры воды в каналах охлаждения $t_{ж}$. Наличие такой зависимости с учетом (4) дает возможность создания в системе АРЧТ канала компенсации возмущения введенной ВЧ-мощности.

Канал вырабатывает в зависимости от уровня ВЧ-мощности сигнал, уменьшающий уставку системы стабилизации температуры воды до значения, при котором частотная расстройка резонатора равна $\frac{\Delta f}{f_0} = 0$.

Соответствующий переходный процесс показан на рис.2, кривая 2. Подбором коэффициента передачи системы по возмущению статическую погрешность можно свести к нулю. После окончания переходного процесса, вызванного вводом ВЧ-мощности до номинального уровня ($P_{вч} = 30$ кВт), дальнейшая подстройка частоты резонатора осуществляется по информации о разности фаз. Переходные процессы при отработке системой отклонений частоты, вызванных изменением уровня ВЧ-поля ($\Delta P_{вч} = 3,3$ кВт) и ВЧ-частоты задающего генератора, показаны на рис.4 (кривые 1 и 2 соответственно). Следует отметить, что при ступенчатом вводе ВЧ-мощности с использованием только сигнала обратной связи, при согласовании резонатора с подводным волноводным трактом с КСВ = 1,5, время ввода составит $\Delta t \approx 30$ мин. Точность стабилизации при этом равна $\Delta f = \pm 2$ кГц при $f_0 = 991$ МГц.

Таким образом, использование в системе АРЧТ дополнительного канала усиления по возмущению позволяет значительно сократить время переходного процесса и облегчить условие работы ВЧ-канала за счет улучшения согласования волноводного тракта с резонатором при вводе ВЧ-мощности и стабилизировать резонансную частоту резонатора как в переходном, так и основном режимах работы.

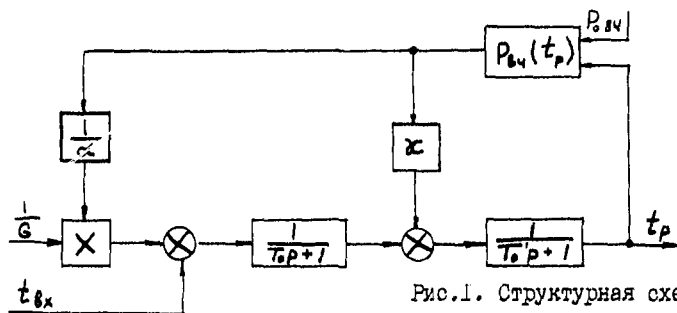


Рис.1. Структурная схема резонатора.

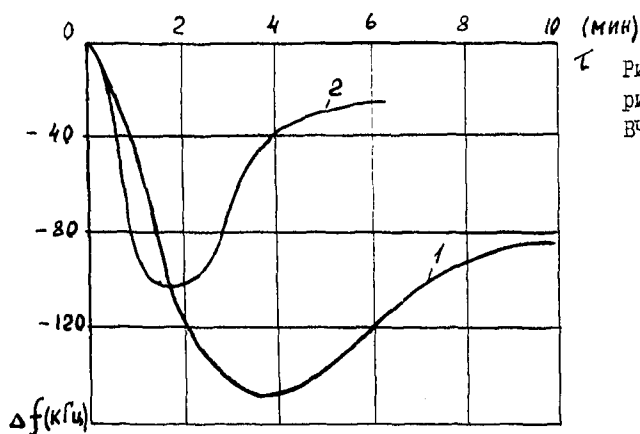


Рис. 2. Переходные характеристики системы при вводе ВЧ-мощности.

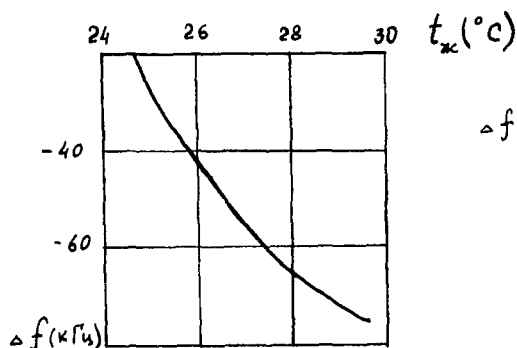


Рис. 3. Зависимость расстройки резонатора от температуры охлаждающей воды.

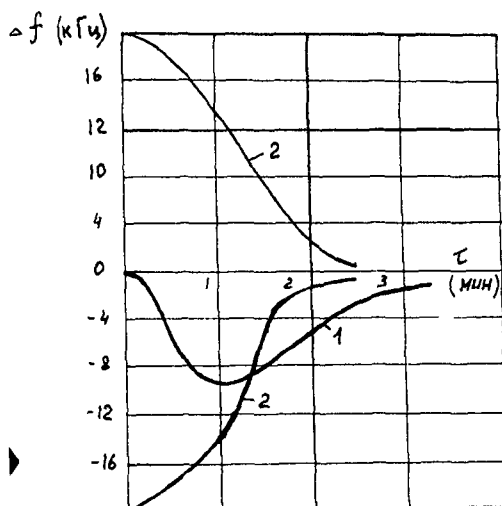


Рис. 4. Переходные характеристики отработки системой внешних воздействий.

Л и т е р а т у р а

1. Бацких Г.И., Бидный С.В., Мирочник Э.А. Тяжелоионные ускорители. В кн.: Труды Радиотехнического института АН СССР, М., 1980, № 36, с.34.
2. Ковалишин А.С. Моделирование в автоматизированных системах управления. - В кн. Межвузовский сборник научных трудов. Новосибирск, НЭТИ, 1981, с.189.
3. Ковалишин А.С., Лабуль В.И., Копин В.С., Фокин В.Н. Вопросы атомной науки и техники. Серия: техника физического эксперимента, 1984, вып. I (19), с.50.
4. Ковалишин А.С., Копин В.С., Полтораков А.В., Ямщиков Г.И. Испытание системы автоматического управления резонансной частотой резонатора в режиме подготовки к вводу ВЧ-мощности на стенде ИЯИ АН СССР. В сб. Труды 9-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1985, т. I, с.244.

**МАГНИТНЫЕ СИСТЕМЫ,
СИСТЕМЫ ЭЛЕКТРОПИТАНИЯ
И ВАКУУМНЫЕ СИСТЕМЫ
УСКОРИТЕЛЕЙ**

Председатель: Ю.П.Вахрушин
Секретарь: И.П.Юдин

Сессия 5

285/286

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ИМПУЛЬСНЫХ ЧАСТОТНЫХ КОНДЕНСАТОРОВ С ВЫСОКИМИ УДЕЛЬНЫМИ ХАРАКТЕРИСТИКАМИ

В.П.Гончаренко, О.А.Гусев, А.П.Лобедев, Ю.К.Сливков, В.Д.Федоров

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им.Д.В.Фирсова, Ленинград

Г.С.Кучинский, В.И.Целищева, О.В.Гилин

Ленинградский политехнический институт им. М.И.Калинина

В последнее время в связи с расширением экспериментальных комплексов крупных ускорителей заряженных частиц (протонных и электронных синхротронов, мезонных фабрик, сильноточных импульсных ускорителей и т.д.), а также в связи с разработкой термоядерных установок, импульсных систем питания, технологических лазеров возросла потребность в высокоэнергетических импульсных конденсаторах, работающих в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения импульса от долей герц до сотен герц. Не в последнюю очередь эта потребность обусловлена стремлением снизить стоимость строительства помещений для размещения крупных емкостных накопителей энергии. Большинство отечественных импульсных конденсаторов, в частности типа К75-25 (бывшие ПКТИ и ПКГТ), способных работать на повышенных частотах с полным разрядом, имеют удельную энергоемкость порядка единиц джоулей на килограмм и, естественно, малоприспособны для крупных установок. Как показывают материалы зарубежных публикаций, там этому вопросу также придается большое значение.

Производство новых синтетических электроизоляционных пленок и пропитывающих жидкостей позволяет вернуться к вопросу о разработке высоковольтных импульсных конденсаторов, имеющих удельную энергоемкость, превышающую на один и даже два порядка удельную энергоемкость существующих конденсаторов.

Для конденсаторов, работающих с повышенной частотой следования импульсов (1 Гц и более), определяющим является тепловой режим. Энергия, выделяемая в конденсаторе в разрядном режиме $W_{\text{выр.к.}}$, зависит от соотношения активного сопротивления конденсатора R_k и разрядного контура $R_{\text{конт.}}$:

$$W_{\text{выр.к.}} = W_k \frac{R_k}{R_k + R_{\text{конт.}}}$$

В конденсаторах на напряжение 40 кВ емкостью 1 мкФ (тип МК 40-1), предназначенных для работы с эквивалентной частотой следования разрядов 2 Гц, для уменьшения активного сопротивления использована комбинированная бумажно-плёночная изоляция на основе лавсановой пленки, а также применена схема соединения с большим числом параллельно включенных секций. Увеличение активного сопротивления разрядного контура также приводит к уменьшению доли энергии, выделяемой в конденсаторе.

При большой частоте следования импульсов в случае работы в режиме разряда, близкого к апериодическому, на изоляцию секций длительно воздействует постоянная составляющая, которая приводит к неравномерному распределению напряжения по последовательно соединенным секциям. Наиболее сильно эта неравномерность проявляется в конденсаторах, имеющих металлический корпус, вследствие влияния сопротивлений утечки на корпус, причем перегруженной оказывается ближайшая к высоковольтному выводу секция. Для выравнивания

распределения напряжения необходимо, чтобы сопротивление утечки на корпус было на порядок больше сопротивления утечки изоляции секций. Замена бумажной корпусной изоляции на бумажно-пленочную, а также увеличение ее толщины позволило значительно уменьшить в разработанном конденсаторе неравномерность распределения напряжения по секциям, однако полное исключение влияния постоянной составляющей представляет значительные трудности.

Для конденсатора типа ИК 40-І, рассчитанного на срок службы 10^7 разрядов, работающего в колебательном режиме с эквивалентной частотой следования импульсов 2 Гц, рабочая напряженность электрического поля выбрана с учетом перечисленных выше факторов. Как показали испытания образцов конденсаторной изоляции, она может быть принята равной 62 кВ/мм, при этом удельная энергия конденсатора составила 30 Дж/дм³ или 20 Дж/кг.

Для конденсаторов, работающих в режиме частичного разряда с глубиной разряда 30%, можно существенно увеличить значение рабочей напряженности электрического поля E_p . Так, для конденсатора на напряжение 80 кВ емкостью 1 мкФ со сроком службы 10^7 разрядов можно принять $E_p = 148$ кВ/мм (удельная энергия - 140 Дж/дм³ или 100 Дж/кг.)

Дальнейшее увеличение удельной энергоемкости импульсных конденсаторов, работающих с повышенной частотой следования разрядов и имеющих повышенный ресурс, возможно за счет использования новых типов полимерных пленок, имеющих более высокие значения электрической прочности и диэлектрической проницаемости. Перспективным является также применение новых синтетических пропитывающих жидкостей на основе перфторуглеродных соединений. Использование новых диэлектрических материалов дает возможность получить значения удельной энергоемкости порядка 30...40 Дж/кг (50...70 Дж/дм³) при колебательном разряде и порядка 120 Дж/кг (150...180 Дж/дм³) при частичном разряде.

Особо стоит вопрос об испытаниях вновь разрабатываемых конденсаторов. При полном разряде, например, одного конденсатора типа ИК 40-І ($U_{ном.} = 40$ кВ, $C_{ном.} = 1$ мкФ), на резисторе за один импульс рассеивается энергия $\Delta W_0 = 600$ Дж. При частоте повторения $f = 100$ Гц с учетом КПД заряда $\eta_z = 0,8$ из сети должна потребляться мощность $P_{сети} = 100$ кВт. Естественным является стремление изыскать методы испытания, позволяющие снизить активные потери. Ниже на рис. 1 приведена схема испытаний, позволяющая реализовать практически любой режим работы конденсатора от частичного разряда до полного перезаряда $/I/$, с частотой повторения до нескольких сот герц.

Как видно, испытательная схема содержит в основном реактивные элементы. Схема обладает умножением по отношению к напряжению E конденсатора фильтра СФ. При достаточно большой величине емкости конденсатора фильтра и индуктивности дросселя фильтра в "установившемся" режиме от источника ИП потребляется постоянный ток, а коэффициент умножения напряжения определяется соотношением

$$K_{ум} = \frac{U_{сл макс}}{E} = \frac{1 + e^{-\frac{\pi \delta_1}{\omega_1}}}{1 - e^{-\frac{\pi \delta_1}{\omega_1} - \frac{\pi \delta_2}{\omega_2}}}; \quad (1)$$

где $\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_{н3} \cdot C_{31}}}$ - круговая частота контура перезаряда,

$$\delta_2 = \frac{R_2}{2L_{н3}} - \text{коэффициент затухания этого контура,}$$

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_3 \cdot C_{32}}} - \text{круговая частота контура заряда,}$$

$$\delta_1 = \frac{R_1}{2L_3} - \text{коэффициент затухания этого контура,}$$

$$C_{31} = \frac{C_{фл} \cdot C_{31}}{C_{фл} + C_{31}}; \quad C_{32} = \frac{C_{фл} \cdot C_{31}}{C_{фл} + C_{31}} \approx C_{31}.$$

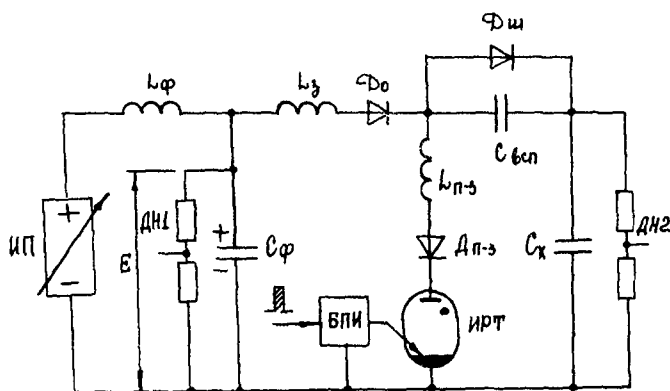


Рис.1. Схема для исследования режимов работы конденсатора.

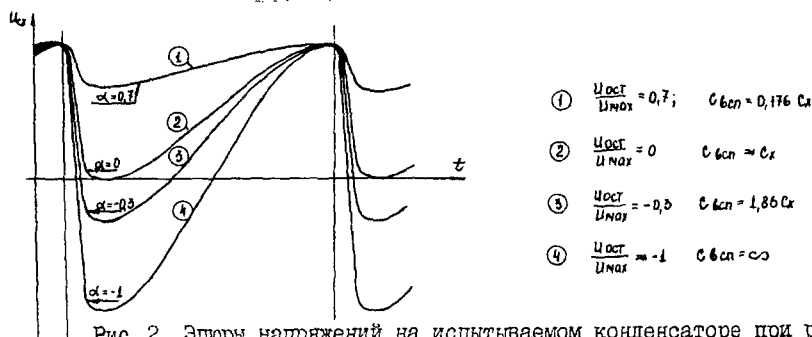


Рис.2. Эпюры напряжений на испытываемом конденсаторе при различном соотношении величин емкостей C_x и $C_{всп}$.

Остаточное напряжение на испытываемом конденсаторе;

$$U_{сх\text{ост}} = U_{сх\text{макс}} \frac{C_x - C_{всп} \cdot e^{-\frac{\pi \delta_2}{\omega_2}}}{C_x + C_{всп}} \quad (2)$$

Из (2) видно, что при выборе емкости вспомогательного конденсатора

$$C_{всп} = C_x \cdot e^{+\frac{\pi \delta_2}{\omega_2}} \quad (3)$$

имеет место полный разряд конденсатора C_x без перезаряда. При закоротке вспомогательного конденсатора, т.е. $C_{всп} = \infty$,

$$U_{сх\text{ост}} = -U_{сх\text{макс}} \cdot e^{-\frac{\pi \delta_2}{\omega_2}} \quad (4)$$

имеет место практически полный перезаряд конденсатора C_x .

Для того чтобы обратное напряжение равнялось прямому, необходимо включить в контур перезаряда дополнительный источник питания. При промежуточных значениях емкости вспомогательного конденсатора будет иметь место либо частичный разряд, либо неполный перезаряд. На рис.2 показаны эпюры напряжений на испытываемом конденсаторе при различном соотношении величины емкостей C_x и $C_{всп}$.

Л и т е р а т у р а

Гусев О.А., Федоров В.Д. Устройство импульсного питания электромагнита. А.с. СССР №999952, опубл. ОИ, 1983, № 36.

ЭФФЕКТИВНЫЕ СИСТЕМЫ ОХЛАЖДЕНИЯ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ ТИРИСТОРНЫХ МОДУЛЕЙ

В. П. Гончаренко, В. А. Дивавин, И. Ф. Малышев

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д. В. Ефремова, Ленинград

Э. И. Карагезов

Бреванский физический институт

При разработке мощных систем питания электрофизических установок используются силовые тиристорные и диодные модули с унифицированными узлами в части блоков управления, защиты, охлаждения. Совершенствование и дальнейшее развитие систем охлаждения преобразовательных устройств с целью снижения их материалоемкости, достижения минимальных габаритов при высокой токовой нагрузке, снижения затрат на изготовление и эксплуатацию систем охлаждения и вентильной части преобразователей является актуальной задачей /1/.

В докладе рассматриваются принципы проектирования систем водяного и испарительного охлаждения мощных преобразователей. Силовоточные тиристорные и диодные модули выполнены на базе полупроводниковых приборов таблеточного исполнения, соединенных до 5+20 шт. последовательно в одном модуле. Охлаждение их осуществляется обычно в замкнутом водяном контуре, при этом водяные радиаторы располагаются между полупроводниковыми приборами.

Для минимизации расхода воды сняты переходные тепловые сопротивления контакта "охладитель - охлаждающая среда" двух типов охладителей: стандартных типа ОМ-104 и разработанных в НИИЭФА на основе двухзаходной спирали Архимеда. В стандартном радиаторе поток охлаждающей жидкости ламинарный, в спиральном радиаторе - турбулентный.

В эксперименте использовались четыре диода типа Д4-143-800, включенные последовательно в цепь постоянного тока 950 А, с водяными охладителями между ними. У среднего диода измерялось падение напряжения, температура на входе и выходе воды, температура в трех точках на поверхности радиатора t_1 , t_2 , t_3 , - соответственно со стороны входной оливки, в центре и выходной оливки. Стандартные охладители включались по воде последовательно, спиральные - параллельно. Результаты измерений приведены в таблице 1. Анализ результатов измерений показывает, что при конструировании высоковольтных полупроводниковых модулей с номинальной токовой нагрузкой с использованием радиаторов типа ОМ-104 и последовательным соединением их по воде последовательно может быть включено не более десяти приборов при расходе воды 8 л/мин. Разница температуры между верхним и нижним полупроводниковым прибором будет 25°. Такой перепад температуры в одном полупроводниковом модуле нежелателен, т.к. это приведет к существенному разбросу основных характеристик (времени включения, времени выключения, токов утечки). Спиральные радиаторы при 16-кратном уменьшении расхода воды через один охладитель имеют такое же тепловое сопротивление "поверхность охладителя - охлаждающая среда", как и ОМ-104. Последовательное соединение их по воде недопустимо из-за большого перегрева воды на выходе. Однако спиральные радиаторы наиболее оптимальны для систем параллельного охлаждения.

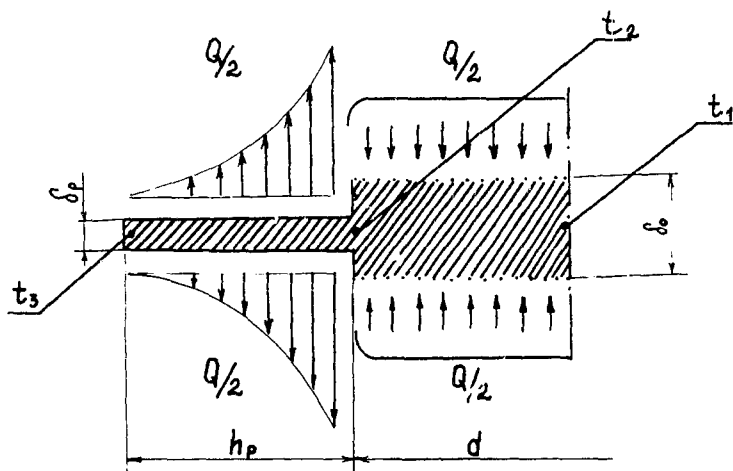
При параллельном охлаждении исключается влияние количества включенных последовательно и параллельно полупроводниковых приборов, в то время как потери напора в системе охлаждения существенно снижаются. Все это в целом позволяет при параллельном охлаждении снизить весогабаритные характеристики полупроводниковых модулей. Разработанный спиральный радиатор имеет толщину 6 мм, массу менее 0,3 кг.

При определении максимальной токовой нагрузки полупроводникового модуля необходимо суммировать переходное сопротивление "полупроводник-корпус" и "охладитель-среда". Значение этих коэффициентов приводится для режима постоянного тока, т.е. с их помощью можно учесть перепад температуры "полупроводниковый переход-охлаждающая среда" для среднего значения мощности потерь. Однако в импульсных режимах, например, для прямоугольной формы тока с углом проводимости 30° , тепловое сопротивление "переход-корпус" увеличивается в 5 раз [2]. Поэтому разработка конструкции с охлаждением непосредственно полупроводниковых шайб без корпуса и с использованием принципа параллельности охлаждения позволяет существенно повысить коэффициент использования полупроводниковых приборов по току, снизить массу, габариты и индуктивность высоковольтных модулей. Наиболее перспективным для этих целей является использование конструкций погружного испарительного охлаждения в среде фреона, который одновременно выполняет роль высоковольтной изоляции [3].

В процессе исследования такого метода охлаждения полупроводниковых модулей авторами настоящего сообщения была проведена оптимизация одиночного (являющегося частью регулярной структуры наборного модуля) элемента медного охладителя с кольцевым теплоотводящим ребром (рис.), погруженных в объем фреона Ф-113, имеющего температуру кипения при атмосферном давлении ($t_{\text{кип}} = 48^\circ\text{C}$). Подвод тепла к элементу предполагается равномерным по плоскости контакта "охладитель-полупроводник" на диаметре $d_{\text{охл}} = 76$ мм. В расчетах использовались теоретические зависимости, полученные в [4] для асимптотических кольцевых ребер. В результате оптимизации определены минимально возможные габариты единичного элемента для условий максимума отводимого теплового потока при температуре t_1 на оси охладителя, равной величине рекомендуемой (по условиям эксплуатации) температуре полупроводника ($t_p \approx 100^\circ\text{C}$ для тиристорных модулей и $t_p \approx 120^\circ$ для диодных). Результаты оптимизации для трех толщин ребер и двух значений $t_1 = t_p$ приведены в таблице 2.

Из таблицы 2 видно, что с увеличением толщины ребра увеличивается и его теплоотводящая способность, однако при этом растет высота ребра h_p и толщина охладителя δ_0 , т.е. весогабаритные характеристики. Другим способом увеличения предельной величины теплового потока, притом в тех же габаритах, является повышение допустимой температуры полупроводника.

Для увеличения мощности теплоотвода от каждого диода (тиристора) в наборном модуле при том же уровне температур возможно групповое обребнение охладителя с одновременным увеличением величины δ_0 пропорционально мощности тепловыделения Q . Однако такое наращивание толщины в пределах одного охладителя, естественно, не может быть безграничным. С возрастанием δ_0 появляется существенная неравномерность температур по толщине охладителя. Теплоотдающая способность ребер, наиболее удаленных от контакта "охладитель - полупроводник", резко падает из-за снижения температуры t_2 у корня ребра, что приводит либо к резкому падению суммарной мощности Q при условии $t_1 = t_{\text{дон}}$, либо к недопустимому перегреву полупроводника при наращивании Q . Таким образом, для полупроводниковых приборов низкого



Элемент охладителя с кольцевым теплоотводящим ребром.

Таблица I. Результаты измерений температур стандартного и спирального радиатора

Тип радиатора	Расход воды л/мин	$t_{вх}$ °C	$t_{вых}$ °C	t_1 °C	t_2 °C	t_3 °C	Тепловое сопротивление охладит. среда °C/Вт	Примечание
ОМ-104	2	20	30	82	80	78	$3,5 \cdot 10^{-2}$	Прямое напряжение 1,45 В Постоянный ток 950 А Температура нагрева радиатора 1350 Вм
	8	20	22,5	62	61	60	$2,75 \cdot 10^{-2}$	
Спиральный радиатор	0,5	20	60	93	95	93	$2,7 \cdot 10^{-2}$	
	0,625	20	52	84	86	84	$2,5 \cdot 10^{-2}$	

Таблица 3. Результаты оптимизации для трех толщин ребер и двух значений температур

	d	t_2	t_3	δ_p	h_p	δ_o	Q
	мм	°C	°C	мм	мм	мм	Вт
$t_1 = 100^\circ\text{C}$	76	76	48	1	13	3,3	380
				2	18,5	4,85	560
				3	22,5	6,2	720
$t_1 = 120^\circ\text{C}$	76	85	48	1	14	3	525
				2	19	4,2	735
				3	24	5,6	950

класса (IC+I5), для которых характерно малое прямое падение напряжения, желательно использовать тонкие единичные охладители на среднюю мощность 300 - 600 Вт, для приборов высокого класса - толстые единичные охладители мощностью 600 - 900 Вт. В случае лимитирования габаритных размеров модулей необходима оптимизация оребренных охладителей с учетом двумерного характера температурного поля радиатора.

Л и т е р а т у р а

1. Ильин Г.В. Оптимальные способы охлаждения преобразовательной техники. Электротехническая промышленность, 1984, вып.4 (I62), с.12.
2. Ази М.А., Оруаас Я.А., Тоомсоо Г.К. Тепловые характеристики мощных полупроводниковых приборов при разных формах нагрузки. Электротехническая промышленность 1983, вып.6 (I52), с.7.
3. Исакеев А.И., Киселев И.Г., Филатов В.В. Эффективные способы охлаждения силовых полупроводниковых приборов. Л.: Энергоиздат, 1982, 136 с.
4. Ройзен Л.И., Рубин И.Р., Македонская Л.Н. Теплообмен при кипении жидкости на кольцевых ребрах. ИФЖ, 1977, т.32, № I, с.5.

ИМПУЛЬСНЫЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ КОММУТАТОРЫ ИМПУЛЬСНЫХ СИСТЕМ ПИТАНИЯ

В.И.Гончаренко, С.А.Гусев, В.Д.Тедоров, А.Н.Лебедев, Ю.Н.Оликов

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им.Д.В.Варемова, Ленинград

М.В.Грехов, С.В.Коротков, Н.С.Яковчук

Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе АН СССР, Ленинград

Современные крупные ускорители, установки для исследований в области управляемого термоядерного синтеза представляют собой устройства, работа которых непосредственно связана с необходимостью длительной, частотами от долей герц до сотен герц, быстрой коммутации больших электрических мощностей постоянного тока — от мегаватт до тераватт при уровне напряжений до нескольких десятков киловольт и токов — до нескольких сот килоампер. Очень жесткие воздействия испытывают коммутаторы и по скорости изменения проходящего через них тока — до 10^{11} А/с и более.

Многократность коммутации (число импульсов до 10^8 и более) наилучшим образом удовлетворяется коммутаторами на основе силовых полупроводниковых приборов.

Коммутация больших мощностей полупроводниковыми приборами любого типа производится путем резкого увеличения проводимости области, которая в начальном состоянии имеет высокое сопротивление и блокирует приложенное к прибору внешнее напряжение. Такой областью обычно является полностью ионизированная сильным полем область объемного заряда обратно-смещенного (р-п)-перехода. Резкое увеличение проводимости этой области осуществляется путем заполнения ее хорошо проводящей электронно-дырочной плазмой. Фундаментальные физические ограничения удельной величины коммутируемой мощности для полупроводниковых приборов связаны, в основном, с относительно низкой подвижностью и концентрацией носителей заряда в плазме, а также сравнительно невысокой рабочей температурой. Это приводит к необходимости создания большого объема проводящей области.

Принципиальной особенностью приборов тиристорного типа при их включении по цепи управления является локализация процесса включения у границы с управляющим электродом и сравнительно медленное распространение включенного состояния по площади многослойной структуры. Для увеличения допустимой скорости нарастания тока и его амплитуды идут по пути увеличения площади управляющего электрода. Это приводит к уменьшению рабочей площади тиристора и сложной технологии их изготовления, например, один из самых мощных отечественных импульсных тириستоров типа ТИ-12500/1, выполненный на шайбе из кремния диаметром 80 мм, разветвленный управляющий электрод, площадь которого составляет около 50% от всей площади полупроводника, с межэлектродными расстояниями около 2 мм. Это обеспечивает равномерное распределение тока по рабочей площади полупроводника, примерно через 15 ± 20 нс после начала процесса коммутации.

Наилучшими коммутационными характеристиками в микросекундном диапазоне обладают реверсивно-включаемые динисторы (РВД). В этих приборах, имею-

щих распределенные диодные каналы обратной проводимости, введение иницирующего заряда (импульса поджига) осуществляется коротким ($0,5 \pm 1,5$ мкс) импульсом обратного напряжения, вызывающим протекание распределенного по площади обратного тока. Затем подается прямое напряжение и прибор, за счет регенерации в тиристорных секциях, переходит во включенное состояние. Разделение во времени обратного (тока накачки) и прямого токов осуществляется за счет дросселя насыщения, который блокирует прямое напряжение на время накачки. Импеданс структуры РВД при приложении обратного напряжения весьма мал (в $2 \div 3$ раза больше прямого сопротивления в открытом состоянии), поэтому обратный ток легко управляется по амплитуде. Для осуществления однородной коммутации тока динисторной структурой необходимо, чтобы плотность заряда импульса поджига превышала критическое значение, что является критерием однородного запуска всей площади прибора, при этом коммутационные потери не зависят от скорости нарастания тока и пропорциональны амплитуде тока. В каждом конкретном случае энергия импульса поджига может быть минимизирована по реальным параметрам коммутируемого тока. Длительность коммутационного процесса (определяемая временем пролета электронов через Р-базу) в 3 раза меньше, а энергия в 5-8 раз меньше, чем у импульсных тиристоров ТИ-12500. Допустимая скорость нарастания прямого тока при амплитуде и длительности тока импульса запуска $1,5$ кА, $1,5$ мкс более 10 кА/мкс. Такие коммутационные характеристики предопределяют использование РВД в короткоимпульсных системах $10 \div 50$ мкс с большими амплитудами коммутируемых токов. Существенным является также и то, что в отличие от тиристора задержка включения РВД после импульса поджига принципиально равна нулю; это позволяет соединять приборы последовательно и параллельно без динамических делителей напряжения и, следовательно, создавать коммутаторы сверхбольшой мощности. В НИИЭФА им. Д.В.Ефремова были проведены испытания партии опытных образцов РВД-приборов на кремниевых шайбах диаметром 56 мм и 80 мм в моноимпульсном и частотном режимах. При этом в монорежиме через один прибор диаметром 80 мм пропускался трапецидальный импульс тока длительностью $T_I \approx 100$ мкс с амплитудой $I_{\max} \approx 300$ кА. Скорость изменения тока составляла около 30 кА/мкс. Следует отметить, что получение больших скоростей изменения тока представляет достаточно сложную инженерно-техническую задачу.

При всех частотах не было отмечено ни одного выхода из строя приборов по причине превышения скорости изменения тока.

Л и т е р а т у р а

1. Грехов И.В., Коротков С.В., Яковчук Н.С. Исследование мощных быстродействующих тиристоров в нетиповых импульсных режимах. - Электротехника, 1985, № 1, с.16-18.
2. Мощный переключатель микросекундного диапазона - реверсивно включаемый динистор. Грехов И.В., Горбатюк А.В., Коротков С.В. и др. - ИТЭ, 1983, т.53, № 9, с.1822-1826.

ИСТОЧНИК ПОСТОЯННОГО ТОКА ПОВЫШЕННОЙ ТОЧНОСТИ

В.Н.Дорошенко, В.Г.Сивенко, А.А.Тункян

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.В.Ефремова, Ленинград

Улучшение параметров источников питания является одной из основных задач создания и совершенствования ускорителей заряженных частиц. В настоящее время предъявляются повышенные требования к стабильности источников постоянного тока для питания различных электромагнитных элементов ускорительной техники. Кроме того, подобные источники необходимы для калибровки и метрологической аттестации первичных преобразователей в системах измерения постоянного тока.

Повышение стабильности источников постоянного тока традиционными способами — за счет снижения погрешностей опорных элементов и измерительных устройств в виде шунтов и измерительных резисторов, ограничено величиной порядка 10^{-6} . Появление криогенной электроники, в частности скиндов с их высокой чувствительностью к магнитному потоку (до $2 \cdot 10^{-20}$ Вб), позволяет решить проблему создания источников со стабильностью до 10^{-7} и выше.

Вопросы реализации таких источников с использованием измерителей на основе скиндов рассмотрены в работах (1, 2). При малой относительной нестабильности величины токов в указанных источниках ограничены 0,1–1 А. Однако делаются предположения о возможности повышения верхнего предела до 10 А. В данной работе описан источник тока на 10 А с относительной нестабильностью $2 \cdot 10^{-7}$ за час.

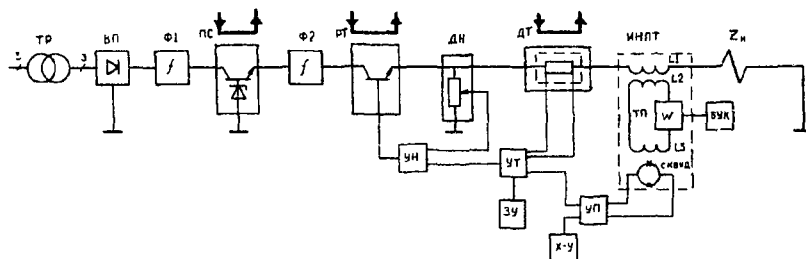
Источник (рис.) питается от трехфазной сети 220 В и содержит два пассивных фильтра Φ_1 и Φ_2 , звено параметрической стабилизации ПС и трехконтурную систему компенсационной стабилизации — по напряжению, току и магнитному полю. Регуляторы тока РТ и ПС выполнены на составных транзисторах. Датчиком контура по напряжению является делитель ДН, изготовленный из промышленных резисторов. В контуре тока в качестве датчика ДТ применен стабилизационный шунт из маргалина с ТКС $2 \cdot 10^{-6}$ I/°C. Задающее устройство ЗУ подключено ко входу усилителя контура тока УТ и позволяет регулировать ток от 2 до 10 А с точностью до 0,01%. Интегрирующий усилитель УТ ограничивает скорость изменения тока в цепи нагрузки при регулировке и переключениях. Все используемые в источнике усилители имеют двойные экраны. В контуре по магнитному полю колебания тока преобразуются во флуктуации магнитного потока, измеряемые скиндом. Измерения осуществляются измерителем нестабильности постоянного тока ИНПТ (3).

Стабилизируемый ток пропускается через сверхпроводниковый соленоид L_1 . Возбуждаемый магнитный поток вводится в контур сверхпроводящего трансформатора потока ТП, состоящего из двух индуктивностей L_2 и L_3 , и трансформируется в площадь приемного контура скинда. В ИНПТ используется пленочный двухконтурный скинд постоянного тока. При регулировании тока часть трансформатора потока переводится тепловым ключом W в резистивное состояние и цепь трансформации потока от L_1 в контур скинда запирается. После установки тока заданной величины блок управления ключом БУК отключает W и ТП переводится в сверхпроводящее состояние. Величина магнитного

потока, захваченного трансформатором в момент охлаждения, является опорной и поддерживается с высокой точностью в течение длительного времени, вследствие малых резистивных потерь в ТП, зависящих от качества соединения сверхпроводников. Изменения потока в контуре скивда сравниваются с эталонной величиной — квантом магнитного потока ($\Phi_0 \approx 2 \cdot 10^{-15}$ Вб). Выходное напряжение со скивда усиливается в УП и подается в цепь управления. В используемом ИНПТ квант потока Φ_0 соответствует 14 мкА в цепи нагрузки.

ИНПТ выполнен в виде зонда, погруженного в дьзар с гелием. Катушки L1 и L2 расположены соосно. Катушка L3 и скивд расположены перпендикулярно к L1 и L2 и экранированы от них сверхпроводящим экраном. Вся конструкция также заключена в сверхпроводящий экран.

Описанный источник позволяет получить регулируемый ток $2 \cdot 10$ А со стабильностью не хуже $2 \cdot 10^{-7}$ за 8 часов. Дальнейшее повышение стабильности может быть получено за счет повышения постоянной времени ТП, определяемой качеством соединения сверхпроводника в кольцо. Верхний предел величины стабилизируемого тока определяется конструкцией токовыводов ИНПТ и предполагается не ниже 25 А.



Источник постоянного тока повышенной точности.

Л и т е р а т у р а

1. Молочков В.И. Стабилизация тока на основе эффектов в сверхпроводниках. Измерительная техника. 1976, №4, с.89.
2. Weyand K. DC-Current Control Using SQUID-Gradiometer Systems. IEEE Trans. Instrum.Meas., 1980, Vol.М-29, No.4, p.324.
3. Дорошенко В.Н. и др. Измеритель нестабильности постоянного тока для прецизионных систем питания. Ленинград, 1986, II стр. (Препринт НИИЭФА: Г-0744).

КВАДРУПОЛЬНАЯ ЛИНЗА ДЛЯ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА

А.Б.Савицкий, М.А.Сотников, В.И.Шведун

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

В НИИЯФ МГУ разрабатывается разрезной микротрон непрерывного действия с 25 орбитами на энергию около 100 МэВ и током порядка 100 мкА [1]. Одним из важных преимуществ разрезного микротрона перед обычным является возможность установки на отдельных орбитах фокусирующих элементов (линз). Фокусное расстояние этих линз должно быть порядка расстояния между поворотными магнитами, которое в нашем случае имеет величину 6 м. В то же время расстояние между орбитами, определяемое длиной волны ускоряющего поля и приростом кратности на орбиту, составляет для разрезного микротрона НИИЯФ МГУ величину 3,9 см. При этом внешний размер линзы в горизонтальной плоскости (её ширина) не должен превосходить расстояния между орбитами, а отношение ширины линзы к апертуре должно быть равным 1,7.

Оценки необходимых градиентов и допустимой нелинейности поля линзы были сделаны посредством моделирования оптики разрезного микротрона по программе TURTLE [2].

Из результатов расчётов следует, что нелинейность поля на уровне 1% на радиусе 7 мм позволяет провести пучок через оптические системы практически без искажений (эмиттанс пучка возрастает при этом менее чем на 0,03%). Значение градиентов поля, обеспечивающего фокусировку пучка, лежит в пределах 100–300 Гс/см в зависимости от длин квадрупольных линз и их местоположения (на возвратных орбитах или на одной оси с линейным ускорителем).

Проблема создания квадрупольных линз малой ширины рассматривалась ранее для применения в трактах транспортировки пучков высоких энергий [3], [4]. Высокая линейность поля при больших градиентах получается обычно путём применения полюсных наконечников сложной гиперболической формы. Однако при этом (при заданном наружном размере) уменьшается апертура линзы и существенно усложняется изготовление полюсных наконечников. Линзы с плоскими полюсами рассматривались в работах [5], [6], где ставилась задача минимизации 5-й гармоники поля линзы. Однако геометрические параметры этих линз не соответствуют указанным выше требованиям.

Оптимизация размеров и формы полюса квадрупольной линзы с заданными характеристиками была выполнена по программе POISSON [7]. На рис.1 приведён схематический чертёж линзы. Величины d и a задаются расстоянием между орбитами и диаметром отдельных электропроводов соответственно. Задачей расчётов являлся выбор формы полюсных наконечников, обеспечивающей заданную нелинейность поля при максимальной площади обмоток. На рис.2 приведена зависимость $\Delta H/H_0$ от расстояния по оси X в горизонтальной плоскости для различных углов φ (рис.1), которая показывает, что при $\varphi = 22,5^\circ$ обеспечивается линейность поля с погрешностью $\leq 1\%$ в пределах рабочей апертуры $\Delta r = 14$ мм.

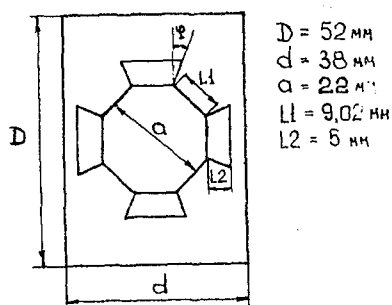


Рис.1. Чертеж узкой квадрупольной линзы с указанием основных размеров.

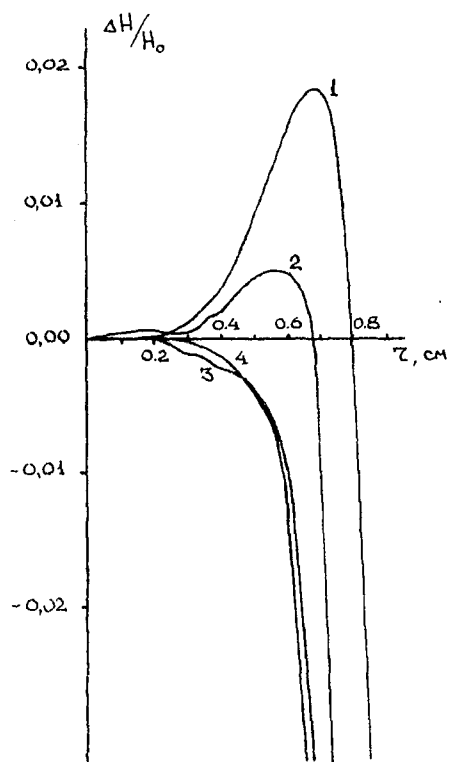


Рис.2. Зависимость $\Delta H/H_0$ от расстояния по оси X для различных углов наклона полюсных наконечников: 1 - $\psi = 10^\circ$, 2 - $\psi = 22,5^\circ$, 3 - $\psi = 30^\circ$, 4 - $\psi = 45^\circ$.

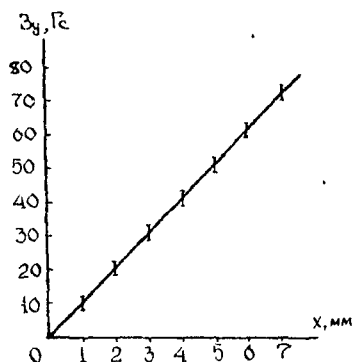
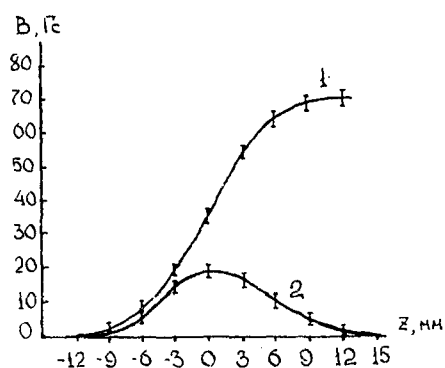


Рис.3. Зависимости компоненты B_r вектора магнитной индукции от радиуса на расстоянии 3 см от края линзы (а) и компоненты вектора магнитной индукции на краю линзы от продольной координаты: 1 - компонента B_r , 2 - компонента B_z (б).

На основании выполненных расчётов был изготовлен экспериментальный образец квадрупольной линзы малой ширины. Конструктивно линза выполнена из четырех полюсных макочечников, соединённых штифтами, и боковых пластин, скрепляющих линзу. Ядро линзы изготовлено из железа типа ARMCO, обмотки намотаны проводом $\varnothing 0,5$ мм (75 витков в каждой обмотке). Длина линзы - 10 см.

В линзе были измерены распределения компонент вектора магнитной индукции при помощи магнитометра ШИ-8. Получены зависимости $B_y(x)$, $B_x(y)$, $B_z(z)$ по осям $y=0$, $x=0$, $x=y$. Зависимость $B_y(x)$ по оси $y=0$ представлена на рис.3а. При токе обмоток $I = 0,7$ А ($n \cdot l = 52,5$ А-вит.) градиент B_y на радиусе 7 мм был равен 103,7 Гс/см. Измерения по осям $x=0$ и $x=y$ дали аналогичные результаты: $\text{grad } B_x = 102,6$ Гс/см, $\text{grad } B_z = 104$ Гс/см на радиусе 7 мм. Полученные данные в пределах точности измерений прибора ($\pm 3\%$ при величине поля 70 Гс) совпадают с расчётными. Коэффициент 5-й гармоники b_5 не превышает 0,12 (оценка сделана с учетом точности измерений). Кроме того, был исследован характер изменения компонент B_z и B_x на краю линзы (результаты представлены на рис.3б) и зависимость $\text{grad } B$ от тока обмоток. При изменении тока в пределах от 0,7 до 2 А градиент поля растёт линейно и насыщения не происходит. Это позволяет использовать квадрупольную линзу для пучка частиц на всех орбитах разрезного микротрона.

Л и т е р а т у р а

1. Горбатов И.Ю., Гришин В.К., Ишханов Б.С., Никольский М.Ю., Пискарев И.М., Сорвин В.М., Сотников М.А., Шведунов В.И., Сандалов А.Н., Шумаков А.В., Беловинцев К.А., Коломенский А.А. Разрезной микротрон непрерывного действия НИИЯД МГУ, М: Изд-во МГУ, 1984.
2. Brown K.L., Iselin Ch., CERN Report 74-2, Geneva, 1974.
3. Попов А.В., Самсонов Г.И., НИИЯД П-Б-0440 Л., 1979.
4. Robert T.Avery, Jack T.Tanabe, -IEEE Trans.Nucl.Sci., 1971, Vol.18, No.3, p.869.
5. Капчинский И.М., Плотников В.К. - ИТЭ, 1963, № 3, с.15.
6. Плотников В.К. - ИТЭ, 1962, № 2, с.29.
7. Дайковский А.Г., Португалов Ю.И. Препринт ИФВЭ ОМБТ 78-68, Сергучов, 1978.

МАГНИТНАЯ СИСТЕМА ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО БЕТАТРОНА

В.А.Касьянов, В.А.Романова, В.Л.Чахлов

Научно-исследовательский институт интроскопии
Томского политехнического института

В настоящее время достигнуты определенные успехи в области повышения мощности экспозиционной дозы тормозного излучения бетатронов [1]. Работы по увеличению ускоряемого заряда бетатронов проводятся по нескольким направлениям, среди которых наиболее перспективным является создание новых типов циклических индукционных ускорителей электронов с повышенной интенсивностью излучения.

Представляет интерес применение управляющего магнитного поля типа пробочных магнитных ловушек при ускорении электронов. В [2] предложена конструкция электромагнита бетатрона, названного цилиндрическим, в котором с помощью ферромагнитных радиально-гребневых полюсов 1 (рис.1), центральных вкладышей 2, а также распределенных витков намагничивающей обмотки 3, расположенных на расстоянии ρ от магнитопровода 4, формируется управляющее магнитное поле, обеспечивающее устойчивое движение электронов при ускорении в рабочем зазоре с большим отношением аксиального размера рабочей области к радиальному. На рисунке показана четвертая часть геометрии магнитной системы; ℓ - радиальный размер намагничивающей обмотки. Расстояние ρ выбирается таким, чтобы, с одной стороны, неоднородность поля в рабочем зазоре была незначительной, с другой стороны, обеспечивалась заданное пробочное отношение q управляющего поля:

$$q = \frac{B_{zmax}(r, z)}{B_{z0}(r, z=0)}, \quad (1)$$

где B_{zmax} - максимальное значение компоненты магнитного поля вблизи полюса в рабочем зазоре;

B_{z0} - максимальное поле в медианной плоскости.

В цилиндрическом бетатроне равновесные орбиты расположены так близко друг к другу, что их можно рассматривать как одну равновесную поверхность $r_0 = const$, на которой выполняется основное бетатронное соотношение 2:1. Положение этой поверхности регулируется блоком центральных вкладышей.

При создании действующей модели бетатрона новой конструкции проведены исследования структуры формируемого управляющего магнитного поля в зависимости от параметров магнитной системы.

Вычисления компонент поля B_r и B_z в рабочем зазоре ускорителя, обозначенном на рис.1 пунктиром, проводились численно прямым интегральным методом [3] на ЭВМ ЕС-1033. Элементом разбиения ферромагнетика являлся треугольник (рис.1). Свойство симметрии рассматриваемого магнитного поля относительно медианной плоскости позволило исследовать поле только в первом квадранте плоскости (r, z) .

В качестве магнитного материала использовалась электротехническая сталь Э-330 [4]. Неоднородность ферромагнетика блока центральных вкладышей и магнитопровода учитывалась по формулам для магнитной проницаемости в простой неразветвленной и разветвленной магнитной цепи [5].

Из численных экспериментов следует, что величина пробочного отношения магнитного поля вблизи полюса зависит от параметра ρ (рис.1) - при приближении обмотки к верхней границе ферромагнетика поле начинает резко возрастать уже вблизи медианной плоскости. На рис.2 показано изменение пробочного отноше-

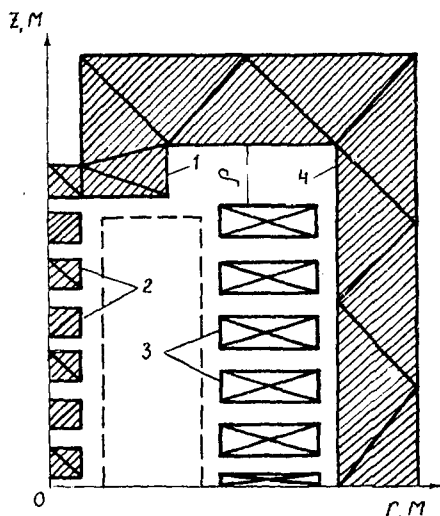


Рис. 1

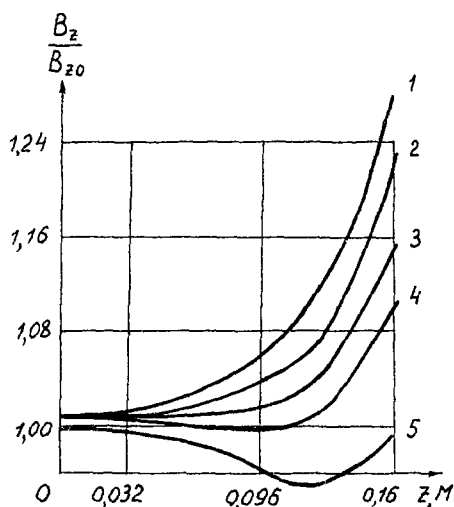


Рис. 2

ния (1), полученное численным методом, в зависимости от величины ρ : 1 - $\rho = 0,007$ м; 2 - $\rho = 0,017$ м; 3 - $\rho = 0,027$ м; 4 - $\rho = 0,037$ м; 5 - $\rho = 0,047$ м.

Величина пробочного отношения практически не зависит от ширины катушки ℓ , при фиксированном положении ее относительно рабочей области, и количества элементов ферромагнетика в блоке центральных вкладышей. Поле однородно в аксиальном направлении от медианной плоскости, далее наблюдается небольшая боковая разность поля, около полюса расхождение численных и экспериментальных результатов составляет $\sim 5\%$.

Численное изучение управляющего магнитного поля цилиндрического бетатрона позволило выбрать параметры магнитной системы электромагнита ускорителя.

Для оценки возможностей магнитной системы цилиндрического бетатрона по формированию управляющего магнитного поля заданной топографии, а также для экспериментальной проверки результатов теоретических исследований был изготовлен электромагнит, имеющий следующие параметры:

1. Максимальная энергия ускоренных электронов	- 3 МэВ
2. Диаметр полюсных наконечников	- 0,15 м
3. Расстояние между полюсными наконечниками	- 0,365 м
4. Внутренний диаметр намагничивающей катушки	- 0,200 м
5. Число секций катушки	- II.

Исследования магнитной системы показали следующее:

1. Ограничение аксиального размера пучка электронов обеспечивается областями магнитных пробок вблизи полюсных наконечников. При величине пробочного отношения $I+I,4$ радиус равновесной орбиты остается в габаритах рабочего объема электромагнита.
2. Применение гребневой полюсной системы обеспечивает добавку фокусирующих сил, действующих в аксиальном направлении. Величина азимутальной вариации поля на радиусе равновесной орбиты ($r_0 = 60$ мм) вблизи полюсных наконечников составляет $\sim 0,3$.
3. Коэффициент рассеяния магнитного потока практически не зависит от распределения секций намагничивающей катушки по высоте и для данного электромагнита составляет $\sim 1,9$.

4. Управляющее магнитное поле цилиндрического бетатрона обладает практически однородной фазовой структурой.

Получены соотношения, связывающие основные параметры управляющего магнитного поля электромагнита цилиндрического бетатрона, геометрические размеры рабочей области ускорителя и предельное число частиц, удерживаемых полем бетатрона.

На макете цилиндрического бетатрона проведены эксперименты по захвату и ускорению электронов. При напряжении инжекции 25 кВ максимальное число частиц, захватываемых в ускорение, равно $\sim 1,8 \cdot 10^{12}$ при коэффициенте захвата $\sim 10\%$. Таким образом, средняя плотность частиц в рабочем объеме цилиндрического бетатрона на порядок выше, чем для известных бетатронов при той же энергии инжектируемых электронов.

Технико-экономический анализ данной конструкции показал, что ускоритель такого типа превосходит по удельным характеристикам (интенсивность на единицу массы, интенсивность на единицу мощности питания) бетатроны традиционного типа в области энергий ускоренных электронов выше 12 МэВ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Москалев В.А. Бетатроны. М.: Энергоиздат, 1981.
2. А.С.№ 605511 (СССР). Электромагнит цилиндрического бетатрона. (Звонцов А.А., Филимонов В.А., Чахлов В.Л., Касьянов В.А. - Оpubл. в ОИ., 1981, № 37).
3. Дзюба В.А., Карлинер М.М., Лысянский П.В., Фомель Б.М. Вычисление стационарных магнитных полей в системах с железом и без железа. - Новосибирск, 1977, 24 с. (Препринт ИЯФ СОАН СССР, с.77-123).
4. Дружинин В.В. Магнитные свойства электротехнической стали. - М., М.: Энергия, 1974.
5. Калашников С.Г. Электричество. 4-е изд. - М.: Наука, 1977.

УЛУЧШЕНИЕ ВРЕМЕННОЙ СТРУКТУРЫ ТОКА ПУЧКА МЕДЛЕННОГО ВЫВОДА НА СИНХРОТРОНЕ ОИИ

В.Г.Глуценко, А.Э.Дорошенко, И.Б.Несинский, И.А.Журсков,
В.Б.Сиколенко, А.А.Смирнов, В.И.Титченко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Использование пучков медленного вывода синхротрона при высоких интенсивностях в ряде экспериментов ограничивалось их глубокой низкочастотной модуляцией (80 + 100%, рис. 1), обусловленной пульсациями главного магнитного поля, достигавшими на столе $4 \cdot 10^{-3}\%$.

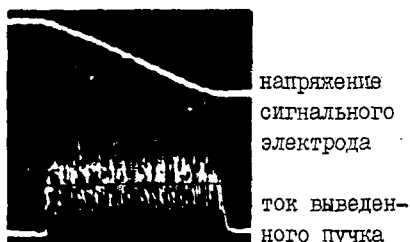


Рис. 1. Ток выведенного пучка с ускоряющим напряжением до модернизации систем.

Улучшение равномерности вывода частиц стало возможным после усовершенствования источников питания резонансных обмоток, разработки асинхронной схемы управления вентильным преобразователем питания магнита, введения в действие активного фильтра, компенсирующего пульсации магнитного поля в рабочей области камеры ускорителя, и усовершенствований, связанных с повышением быстродействия и устойчивости, разработанных ранее [1], обратной связи по току выведенного пучка.

Для уменьшения низкочастотных пульсаций при управлении вентилями использована следующая система, осуществляющая обратную связь не по среднему уровню, а по мгновенным значениям напряжения основной частоты преобразования (600 Гц) (рис. 2).

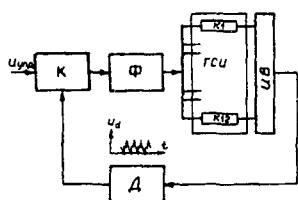


Рис. 2а. Блок-схема асинхронной системы управления вентилями.

Непосредственное подключение асинхронных импульсов без промежуточных распределительных и синхронизирующих устройств является отличительной особенностью схемы, примененной в системе питания синхротрона [2].

Асинхронные импульсы автоматически синхронизируются каждый со "своим" каналом и генерируют выходные импульсы, опережающие синхронные. Воздействуя на силовые вентили преобразователя (ПВ), импульсы открывают их на одинаковом заданном уровне мгновенных значений напряжений частоты преобразования 600 Гц (рис. 2б). Описанная система снижает пульсации (25 Гц, 50 Гц) в 5 раз.

Активный фильтр представляет собой четыре автономных двухтактных силовых транзисторных регулятора (по числу квадрантов электромагнита ускорителя) с об-

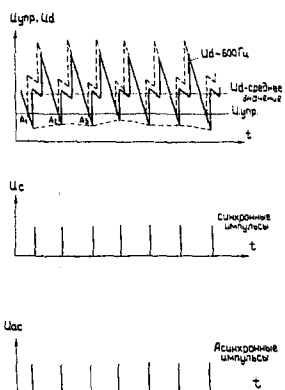


Рис. 2б. Диаграмма работы асинхронной схемы управления вентилями.

щим управлением, компенсирующих пульсации в соответствующих квадрантах (рис.3).

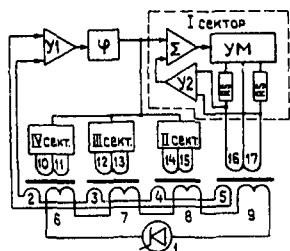


Рис.3. Блок-схема активного фильтра.

(сигнал поступает через усилители (У2)) обеспечивает устойчивую работу системы и равномерное распределение нагрузок на регуляторы, подключенные по магнитному потоку параллельно.

Степень подавления активным фильтром пульсаций с частотой 50 Гц составляет 5+8 раз, а при совместной работе асинхронной схемы управления вентильным преобразователем и активного фильтра – 25+40 раз.

По сравнению с ¹³/ система подверглась усовершенствованию (рис.4). Выходной

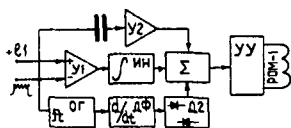


Рис.4. Блок-схема обратной связи по току выведенного пучка.

сигнал интегратора суммируется с сигналами переменной составляющей тока пучка (цепь У2) и его производной (цепь ОГ,ДФ,Д2). Суммарный сигнал воздействует на устройство управления величиной тока (УУ) в градиентных обмотках (РОМ-I), что улучшает динамические характеристики и демпфирование системы обратной связи. Однако, в силу инерционности развития резонанса, этого оказалось недостаточно для устранения колебаний, возникающих при быстрых возмущениях в токе пучка. С целью их предотвращения была введена цепь выработки опережающего сигнала ⁴/, возникающего в начале изменения тока пучка. Это достигается тем, что уровень срабатывания дифференциатора определяется ограничителем (ОГ). Таким образом, система (ОГ,ДФ,Д2) определяет тенденцию наметившегося изменения тока пучка во времени и вырабатывает импульс постоянной амплитуды, суммируемый с управляющим сигналом. Фаза этого импульса такова, что, воздействуя на поле градиентных обмоток (РОМ-I), он стабилизирует скорость развития резонанса.



Рис.5. Ток выведенного пучка после модернизации системы.

В результате совместной работы всех названных выше систем, при осуществлении медленного вывода без высокой частоты (микробанчировка отсутствует), низкочастотную модуляцию тока пучка удалось уменьшить до 30+40% (рис.5), что увеличило эффективную длительность медленного вывода в 7+8 раз, а набор статистики в одном из экспериментов ускорился в 30+50 раз.

Л и т е р а т у р а

1. В.И.Волков и др. ОИИ, 9-8910. Дубна, 1975.
2. А.З.Дорошенко, А.А.Смирнов. А.с. 756596 (СССР). Опубликовано в ОИ, 1980, № 30, с. 326.
3. V.N.Buldauskys et al. IEEE Transaction on Nuclear Science, vol.NS-32, N.5 (pp. 3015-3017), October, 1985.
4. W.Mirer et al. IEEE Transaction on Nuclear Science, vol.NS-32, N.5 (pp. 2177-2179), October 1985.

СИСТЕМА ПИТАНИЯ ЛИУ С МАГНИТНОЙ КОМПРЕССИЕЙ ИМПУЛЬСОВ ТОКА

Ю.П.Вахрушин, А.П.Куприянов, В.Э.Эрмель, Ю.Н.Яковлев

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им.Д.В.Ефремова, Ленинград

В последнее время возрос интерес к системам магнитной компрессии — магнитным генераторам импульсов, позволяющим формировать импульсы мощностью до единиц ТВт. Магнитные генераторы используются в системах импульсного питания линейных индукционных ускорителей /1+3/, в качестве импульсных источников для систем накачки лазеров /4/, в установках термоядерного синтеза /5/. Применение магнитных генераторов в импульсной системе ЛИУ позволяет использовать серийные коммутаторы в оптимальном для их работы микро-секундном диапазоне длительностей и существенно уменьшить их число, так как реально достижимый коэффициент компрессии импульсов тока достигает значений в несколько десятков единиц.

Особенностью расчёта систем магнитной компрессии большой мощности является уменьшение степени компрессии амплитуды импульсов тока по сравнению со сжатием их во времени, определяемое потерями энергии в звеньях сжатия. В этой связи для более полного описания процесса компрессии целесообразно использовать коэффициент сжатия по времени K^t и коэффициент сжатия по току K^I , которые связаны следующим соотношением:

$$K^I = \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{E}} \cdot K^t,$$

где ΔE — величина потерь энергии в звене сжатия; E — энергия, запасаемая накопителем звена. Для однородной схемы МГИ, содержащей звенья типа А,

$$K^t = \sqrt{\frac{\Delta B \tau' U k_{\text{Дср}}}{\pi E \mu_0 \mu_{\text{н}} N}},$$

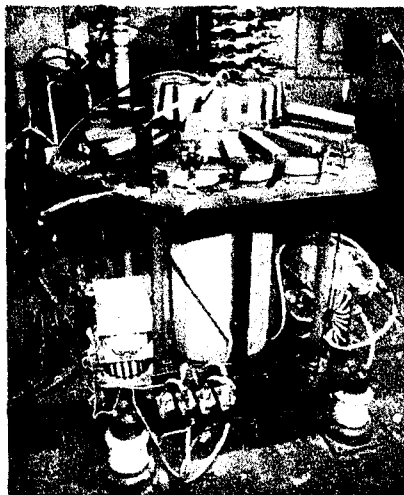
где ΔB — приращение индукции сердечника при перемagnetивании, τ' — время заряда накопителя звена сжатия, U — амплитуда зарядного напряжения звена сжатия, M — характеристическое число, соответствующее числу накопителей в разрядном контуре звена сжатия, $M=1$ для выходного звена сжатия, $M=2$ для промежуточного звена сжатия, μ_0 — магнитная проницаемость вакуума, $\mu_{\text{н}}$ — относительная магнитная проницаемость ферромагнетика в насыщенном состоянии, k — коэффициент заполнения сердечника ферромагнитным материалом, $D_{\text{ср}}$ — средний диаметр сердечника магнитного ключа, N — число веток обмотки магнитного ключа, $\{$ — коэффициент конструктивной паразитной индуктивности звена сжатия:

$$\{ = \frac{L_{\text{к}}}{L''_{\text{МК}}},$$

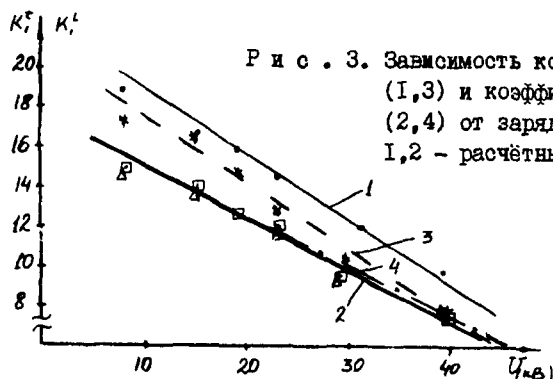
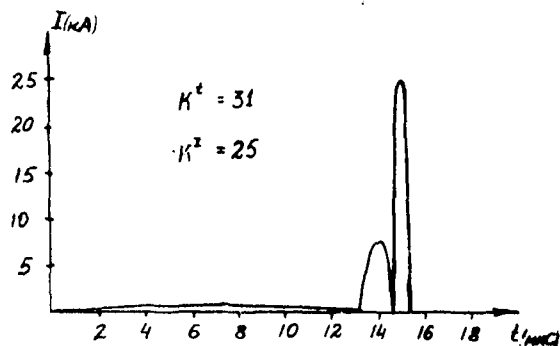
где $L_{\text{к}}$ — суммарная конструктивная индуктивность разрядного контура накопителя звена сжатия при насыщении магнитного ключа, $L''_{\text{МК}}$ — индуктивность насыщения магнитного ключа.

Для проведения уточнённого анализа процесса компрессии разработана программа анализа переходного процесса на ЭЕМ. Реактивные элементы цепи

Р и с . 1. Общий вид опытного макета МИИ.



Р и с . 2. Импульсы тока в звеньях сжатия.



Р и с . 3. Зависимость коэффициента сжатия по времени K^t (1,3) и коэффициента сжатия по току K^I (2,4) от зарядного напряжения U :
1,2 - расчётные, 3,4 - экспериментальные.

аппроксимированы дискретными схемными моделями по методу Адамса-Маултона второго порядка. Магнитные ключи аппроксимированы кусочно-линейными функциями. Анализ системы уравнений равновесия осуществляется в базисе узловых потенциалов.

Исследование процесса компрессии осуществлялось на макете, общий вид которого представлен на рис.1. На разработанном магнитном генераторе импульсов достигнута на активной нагрузке $R = 1 \text{ Ом}$ импульсная мощность 620 МВт при выходном напряжении 25 кВ и длительности импульса 300 нс, на уровне 0,5. Коэффициент сжатия по времени составил 31, коэффициент сжатия по току - 25. На рис.2 представлены импульсы тока в звеньях сжатия. Полученные расчётные характеристики отличаются от экспериментальных на 10-15% по амплитуде токов. На рис.3 представлены расчётные и экспериментальные зависимости коэффициентов сжатия по току и по времени в зависимости от зарядного напряжения.

Особенностью работы МИИ является зависимость времени задержки выходного импульса t_{zag} относительно синхроимпульса запуска начального коммутатора от величины зарядного напряжения и токов размагничивания магнитных ключей.

Приращение времени задержки магнитным ключом Δt_{zag} :

$$\Delta t_{zag} = \frac{A \Delta B N k}{U} - \frac{\tau'}{2}.$$

Экспериментальные значения временной нестабильности выходного импульса: от зарядного напряжения - ξ_U ,

$$\xi_U = \frac{\Delta t_{zag}}{\Delta U},$$

где ΔU - приращение зарядного напряжения, составляет $\xi_U = 0,35$ мкс/кВ и тока размагничивания магнитных ключей - ξ_I

$$\xi_I = \frac{\Delta t_{zag}}{\Delta I},$$

где ΔI - приращение тока размагничивания, составляет $\xi_I = 0,3$ мкс/А для первого звена сжатия, $\xi_I = 0,12$ мкс/А для второго звена сжатия.

Проектирование МИИ большой мощности, позволяющих формировать импульсы тока с параметрами, характерными для систем импульсного питания ЛИУ, связано с разработкой конструкции звеньев сжатия, обеспечивающей низкую остаточную индуктивность. При коммутации больших мощностей паразитные индуктивности элементов звеньев сжатия и элементов их электрического подсоединения становятся соизмеримыми с индуктивностями насыщения магнитных ключей, а для выходного звена - значительно превышают последние и тем самым в основном определяют уровень коммутируемой мощности и значения коэффициентов сжатия МИИ.

Снижение паразитных индуктивностей разрядных контуров звеньев сжатия макета МИИ достигнуто применением крупногабаритных сердечников для магнитных ключей и аксиально-симметричной компоновкой элементов звена сжатия.

Л и т е р а т у р а

1. Анашкин А.И., Вахрушин Ю.П., Караморин В.М., Хальчицкий Е.Н. Импульсная система наносекундного линейного индукционного ускорителя электронов. В кн.: Разработка и практическое применение электронных ускорителей. Материалы Всесоюзной конференции (3-5 сентября 1975г.) - Томск: изд.Томского политехн. ин-та, 1975, с.103.
2. Анашкин А.И., Жестков С.Н., Эрмель В.Э. Корректор формы импульса ускоряющего напряжения для линейного индукционного ускорителя ЛИУ-5/5000. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.:Линейные ускорители, 1977, вып.1/4/, с.25.
3. Долбилов Г.В., Красных А.К., Разувакин В.Н. Исследование звеньев сжатия и нелинейных схем формирования в модуляторе линейного индукционного ускорителя. - Приборы и техника эксперимента, 1984, №4, с.26.
4. Агеев В.П., Кононов В.И., Поляков Н.П. и др. Использование магнитного генератора импульсного напряжения для возбуждения импульсно-периодического CO₂-лазера. - Письма в ЖТФ, 1979, т.5, вып.12, с.753.
5. "Comet-II" A two-stage, magnetically switched pulsed-power module./ E.h.Nean, T.L.Woolston, K.I.Penn - "IEEE Conf.Rec. 16th Power Modulat. Symp., 1984, New York, N.Y., 1984, 292-294.

СЕРИЯ РЕГУЛИРУЕМЫХ ИСТОЧНИКОВ СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ТОКА ТИПА ИСТ
ВТОРОГО ПОКОЛЕНИЯ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЬНЫХ КОМПЛЕКСОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Б.А.Алексеев, В.А.Засенко, В.Г.Ивкин, Г.А.Козлов, В.М.Кофман, А.В.Мизинцев,
И.В.Мозин, В.Н.Рожков, Е.Е.Трифонов, А.А.Тункин, В.А.Федотов

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им.Д.В.Ефремова, Ленинград

В.Ф.Веремеенко, Ю.А.Заруднев, А.В.Леденев, С.П.Петров, В.Г.Попов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

А.П.Мотыль, А.Е.Рефес

ПО "Таллинский электротехнический завод им.М.И.Калинина"

Второе поколение промышленных регулируемых источников стабилизированного постоянного тока серии ИСТ2 стабильностью 0,01% разработано с учетом технических и эксплуатационных требований, предъявляемых, в первую очередь, к оборудованию ускорительных комплексов высоких энергий УНК, ЭУМФ, НР-2000, ВЭШ и ряда других крупных электрофизических установок. Серия включает семь типоразмеров по току и напряжению, указанных в таблице. Заявленная потребность в ИСТ2 составляет около 700 единиц общей мощностью больше 100 МВА. Ежегодный выпуск 100-120 источников и длительный, 15-20 лет и больше, срок эксплуатации требуют пересмотра отношения к технико-экономическим характеристикам источников, технологичности их изготовления, а также сопряжения с автоматизированными системами управления. Пожелания со стороны эксплуатации, в основном, сводятся к увеличению надежности и пусковой готовности.

В большинстве исполнений ИСТ2 принята мостовая и в ИСТ2-500-48; -2500-48 - кольцевая 6-пульсные схемы выпрямления на тиристорах типа Т173-500, Т253-1000. Это позволило использовать преобразовательные трансформаторы, серийно выпускаемые промышленностью, уменьшить число тиристоров до теоретического минимума и исключить необходимость в их защите предохранителями и в применении уравнительного реактора.

Проведенные исследования по уточнению динамических возможностей замкнутых контуров регулирования с многофазным тиристорным выпрямителем показали, что в случае использования безынерционной системы фазового управления с арккосинусной регулировочной характеристикой удается обеспечить надежное динамическое демпфирование LC -фильтра пульсаций выпрямленного напряжения 6-пульсного выпрямителя с помощью отрицательной обратной связи при угле регулирования $\alpha \geq 10^\circ$, угле коммутации $\gamma_0 \leq 30^\circ$ и частоте резонанса фильтра $f_0 \leq 45$ Гц. Совместно с использованием основной гармоники вторичного напряжения преобразовательного трансформатора в качестве развешивающего для фазоимпульсного модулятора устройства фазового управления, обеспечивающего минимизацию субгармоники пульсаций выпрямленного напряжения с частотой 100 Гц, порожденной несимметрией питающей сети, это позволило сохранить общую габаритную мощность оборудования сглаживания пульсаций на прежнем уровне.

Защита тиристоров от токов коротких замыканий обеспечивается автоматическим выключателем $F1$ в сочетании с сеточной защитой. В мостовом выпря-

мителе при внутреннем коротком замыкании, происходящем крайне редко, возможно повреждение второго тиристора. Фильтрующие конденсаторы разделены на параллельные группы, каждая из которых защищена быстродействующим предохранителем и термодатчиком. Надежность защиты транзисторов усилителя мощности существенно повышена установкой тиристорного разрядника FV , резисторов $R1$ и реактора $L1$.

Структура нового, единого для всех исполнений регулятора изображена на рис.2. В регуляторе организован симметричный прием напряжений U_c, U_n и симметричные выходы $U_y, U_{бб}$. Входные и выходные напряжения каскадов регулятора РН, РНШ и РТ проноормированы, сами каскады выполнены неинвертирующими по управлению, что упрощает настройку системы регулирования, контроль ее состояния и модернизацию. В исходном состоянии звенья каскадов РТ и РНШ занулены и переводятся в рабочий режим сигналом, поступающим на логический вход.

Перед выходом U_y установлены датчик УВ скорости спада напряжения U_d , предотвращающий резонансный разряд конденсаторов LC -фильтра при отключении обратной связи, и заградительный фильтр основной гармоник пульсаций, реализованный посредством операции $1 - W_n(s)$ где $W_n(s)$ - передаточная функция активного полосового фильтра, имеющая вид

$$W_n(s) = K T_s (T^2 s^2 + 2 \xi T s + 1)^{-1}.$$

Параллельное инерционное дифференцирующее звено каскада РН обеспечивает демпфирование LC -фильтра до значения декремента затухания 0,75-0,95, с учетом изменения параметров фильтра на 20%. Звено W_1 реализует пропорциональный закон регулирования с интегрирующей дифференцирующей коррекцией, настроенной на частоту $f_0 \approx (2\pi\sqrt{LC})^{-1}$. В каскаде РТ составляющие π -закона регулирования реализованы на отдельных звеньях, включенных параллельно. Согласование параметров РТ с нагрузкой производится регулировкой постоянной интегрирования коэффициента K , наличие прямых параллельных связей по управлению между каскадами позволяет оптимизировать переходный процесс в системе при времени регулирования, равном примерно трем постоянным времени нагрузки ($T_n \gg 50$ мс), путем изменения структуры РТ по сигналу формирователя закона переключения ЭЗП.

Точность стабилизации тока I_n относительно значения, заданного напряжением U_0 , зависит от точности резистора $R1$ и не зависит от параметров измерительного резистора $R2$. В схеме установлены резисторы типа С5-61-0,125-10 $\kappa\Omega \pm 0,005\%$, термостатирование с точностью до $\pm 1^\circ\text{C}$. В первом поколении ИСТ точность стабилизации зависит от параметров резисторов $R1, R2$ и нестандартного термостатированного "эталонного" резистора повышенной мощности, преобразующего токовый выход датчика в потенциальный. Принятый для ИСТ2 вариант стал возможным благодаря снижению номинального значения выходного тока датчика до 10 мА. Для этого датчик, в основе которого лежит четно-гармонический магнитный компаратор с автоматической компенсацией, выполнен двухступенчатым. Номинальное значение выходного тока первой ступени равно 0,25; 0,5; 1 А в зависимости от номинального значения тока I_n . Нормирование выходного тока второй ступени производится с помощью отводов в обмотках компенсации блоков ферромагнитных элементов. В результате существенно повышена технологичность изготовления датчика в целом: на порядок уменьшено количество витков компенсирующей обмотки и мощность термостата,

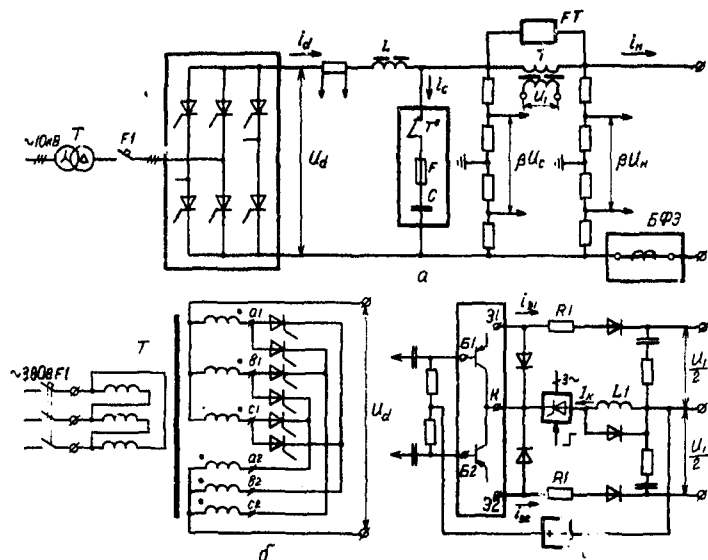


Рис. 1. Схема силовых цепей ИСТ2: а - базовый вариант, б - кольцевая схема выпрямления, в - усилитель мощности.

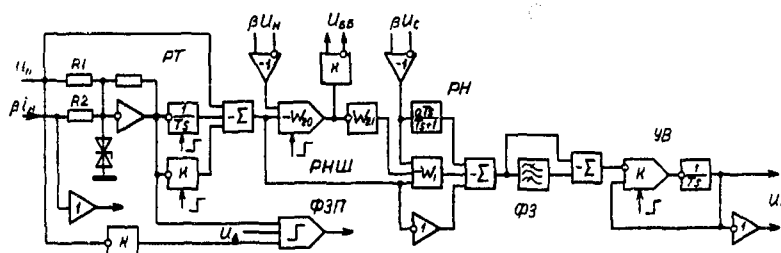
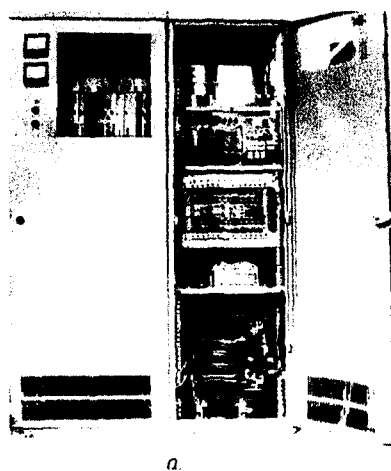


Рис. 2. Схема регулятора: РТ - регулятор тока, ФЗП - формирователь закона переключения структуры, РНШ - широкополосный регулятор напряжения, РН - регулятор напряжения, ФЗ - заградительный фильтр, УВ - устройство вывода.



а.



б



в

Рис. 3. Источник питания ИСТ2-1000-230: а - сборка шкафов, б - блок второй ступени датчика тока, в - блоки регуляторов.

отпала необходимость изготовления "эталонного" резистора в условиях неспециализированного производства.

В состав ИСТ2 введен комплект блоков, обеспечивающий контроль состояния источника (7 бит обобщенной и 16 бит уточняющей информации), управление его состоянием (подача и снятие напряжения силового питания и тока нагрузки, перевод в режим синхронизации по внешнему индивидуальному каналу синхронизации) и изменение уставки тока с помощью цифроаналогового задатчика дискретности 2^{-16} по двухпроводному кабелю последовательного мультиплексного канала связи с отводами на группу до 30 источников. Блоки связаны между собой внутренней магистралью, обеспечивающей возможность подсоединения потребителем дополнительных специализированных блоков (программатора, аналого-цифрового преобразователя, запоминающего устройства и т.п.).

Большое внимание уделено помехозащищенности и электромагнитной совместимости оборудования. До минимума сокращено количество внешних сигнальных подсоединений и осуществлено их гальваническое разделение. В канале дистанционного управления применен фазоманипулированный код и предусмотрена проверка правильности принятия команды. Все связи аппаратуры контроля и управления с силовыми цепями осуществлены через гальванические разделители. Ввод питания собственных нужд сделан симметричным, через сетевой фильтр и трансформаторы с разделительным экраном. Блоки разделены по питанию на группы однородных потребителей.

Все оборудование источников серии ИСТ2, за исключением преобразовательного трансформатора Т и выключателя F_1 , установлено в сборке силовых шкафов, ширина которой указана в таблице, глубина и высота - 800 и 2200 мм соответственно. В источнике типа ИСТ2-500-48 блок ферромагнитных элементов (БФЭ) устанавливается на подводимых шинах постоянного тока. Остальные исполнения источников конструктивно отличаются установленным оборудованием устройств сглаживания пульсаций и защиты тиристоров от перенапряжений.

Вся электроника и большая часть релейной автоматики собрана на несущих печатных платах стандартного размера 233,5x160 мм, установленных в двух кассетах на поворотной раме. Органы местного управления и индикации, контрольные гнезда и разъемы дистанционного управления и синхронизации расположены на лицевых панелях блоков. Источники вторичного питания собраны на панелях, размещенных в глубине шкафа.

Удельные, на киловатт выходной мощности, весогабаритные и стоимостные показатели серии ИСТ2 улучшены по отношению к серии ИСТ в среднем более чем в 1,5 раза, без учета существенного сокращения затрат на интерфейс. Коэффициент полезного действия повышен до 85-92% в зависимости от исполнения. Важным для эксплуатации является также введение полного запасного комплекта блоков электроники, поставляемого изготовителем на группу до пяти источников.

В 1985 г. проведены испытания опытного образца типопредставителя серии ИСТ2-1000-230 и в настоящее время завершаются испытания установочной партии. Разработан ручной контроллер для проведения приемосдаточных испытаний, решается вопрос их метрологического обеспечения в части долговременной стабильности и точности. Начаты работы по расширению серии исполнениями 100; 1600 А - 825 (660) В.

Таблица типомоделей ИСТ2

Выходные параметры			Индуктив- ность	Тип транс- форматора	Ширина сборки шкафов	Масса СШ/ТС	Расход воды
P_n	I_n	U_n	L_n				
кВт	А	В	мГн		мм	кг	л/мин
24	500	48	5	ТС-40/0,7	1000	700/300	8
115	500	230	20	ТСЗП-160/0,7	1400	1500/800	15
115	1000	115	5	ТСЗП-160/0,7	1400	1500/800	15
120	2500	48	1	ТСЗПК-320/0,7	1400	1500/1400	20
230	500	460	40	ТСЗП-400/10	1400	1500/1700	18
230	1000	230	10	ТСЗП-400/10	1400	1500/1700	18
460	1000	460	20	ТСЗП-630/10	1800	2000/2500	25

1. Использование источников для питания нагрузки индуктивностью, меньшей, чем указанное значение L_n , следует согласовать с НИИЭФА.

2. Допускается поставка трансформаторов на первичное напряжение 10 кВ и на другие вторичные напряжения по согласованию; трансформатор ТС-40/0,7 изготавливается ПО ТЭЗ.

3. СШ - сборка шкафов, ТС - трансформатор силовой.

ОПЫТ ЭКСПЛУАТАЦИИ ОСНОВНОЙ СИСТЕМЫ ПИТАНИЯ БЫСТРОЦИКЛИЧНОГО БУСТЕРА ИФВЭ

А.Л.Аникин, С.В.Васин, С.А.Галушак, Г.Ф.Кузнецов, Б.В.Плетенёв,
И.Ю.Почуев, С.А. Рычков

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В.П.Гончаренко, Ю.Кан, А.И.Константинов, А.П.Лебедев,
Н.С.Резчикова, В.Д. Федоров

НИИЭФА им. Д.В.Ефремова, Ленинград

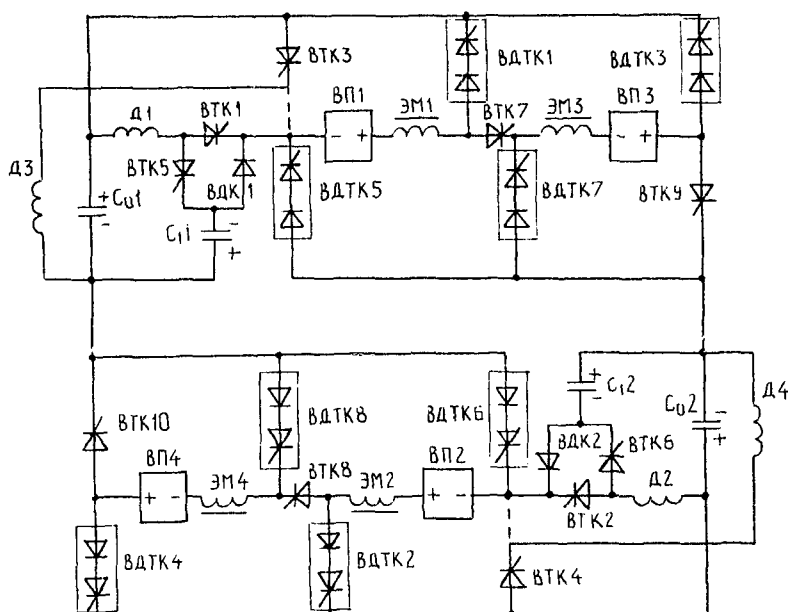
За время работы системы питания (СП) электромагнита бустера - нового кольцевого инжектора протонного синхротрона ИФВЭ был решен ряд проблем, что позволило значительно повысить качество и надежность работы СП и бустера в целом. Система питания является мощной силовой установкой с высоким рабочим напряжением и жесткими требованиями к стабильности тока на различных участках цикла [1]. СП размещена в значительном числе помещений комплекса бустера, что, в частности, предъявляет повышенные требования к контролю электрических параметров системы, защите её элементов при аварийных режимах и диагностике состояния оборудования.

Эффективной мерой повышения надежности и улучшения эксплуатационных характеристик СП явилось изменение принципиальной схемы силовой части (см.рис.1, где пунктиром показан вариант схемы до изменения, без дополнительных дросселей ДЗ, Д4). Важным преимуществом новой схемы является возможность независимого регулирования формы площадки инжекции на начальном участке магнитного цикла бустера без ухудшения условий работы тиристорных ключей, осуществляющих на максимальном токе коммутацию схемы с последовательного на параллельное включение 4 секций электромагнита (ВДТК1-ВДТК3, ВТК7-ВТК10). Более подробно работа СП в новом режиме анализируется в [2].

Практика работы бустера показала целесообразность перехода на режим, при котором период следования рабочих циклов был бы кратен периоду питающей сети, с которой синхронизированы все системы ускорителя. Переход от режима с периодом повторения циклов 50 мс, что соответствует частоте 20 Гц, к режиму с периодом 60 мс (частота 16,7 Гц) привел к устранению эффекта модуляции через цикл выходных параметров некоторых систем бустера, в том числе была улучшена стабильность амплитуды поля в магните.

В 1986 году была введена в эксплуатацию новая система стабилизации магнитного цикла бустера, блок-схема которой показана на рис.2. В том числе применена схема компенсации сигнала ошибки, образующегося за счет прогрева обмотки магнита за время прохождения пакета бустерных циклов. С учетом выполненных доработок уровень стабильности поля был повышен до $\pm 2 \cdot 10^{-4}$. Модернизация схемы фазового управления улучшила управление тиристорными преобразователями ВП1-ВП4, УЗ1, УЗ2, что влияет на качество работы всей системы стабилизации поля.

Важным средством повышения надежности работы СП явилось введение схемы "ворот" для ограничения временного положения поджигающих импульсов, вырабатываемых компараторами напряжения, для трёх групп тиристорных ключей (ВТК5, ВТК6; ВТК3, ВТК4; ВДТК1-ВДТК3). Кроме того, схема вырабатывает дублирующие



Р и с . 1. Принципиальная схема силовой части системы питания. ЭМ - секция электромагнита, ВП - выпрямитель подпитки, ВТК - высоковольтный тиристорный ключ, ВДК - высоковольтный диодный ключ, ВДТК - высоковольтный диодно-тиристорный ключ.

(страхующие) импульсы, по времени совпадающие с задним фронтом "ворот", которые запускают соответствующие ключи при пропадании рабочих импульсов поджига, что устраняет переход СП в аварийный режим.

Заметное снижение числа выходов из строя силовых ключей СП произошло после того, как была создана схема быстродействующей защиты, обладающая повышенной чувствительностью к отклонению реального режима работы СП от заданного. Принцип действия защиты заключается в точном измерении длительности импульса тока в электромагните бустера и сравнении её с контрольным таймерным импульсом (на величине длительности цикла сказываются незначительные изменения параметров схемы СП).

Конденсаторная батарея СП первоначально была набрана из секций, содержащих 4 последовательно соединенных конденсатора типа ИС-2,8-300. На каждый конденсатор приходилось по 2,5 кВ рабочего напряжения. Опыт эксплуатации показал необходимость введения дополнительных пяти конденсаторов в каждую секцию батареи, что снизило напряжение на конденсаторе до 2 кВ. В результате существенно сократились случаи выхода конденсаторов из строя.

Ряд других устройств и узлов СП также были изменены в процессе эксплуатации. К ним относятся: блоки выравнивающих цепей тиристорных ключей, конструкция узла водоохлаждения тириستоров, схема управления выпрямителей подпитки (ВП1-ВП4) и другие.

Для контроля состояния и режима работы СП используются средства вычислительной техники. Имеется возможность одновременного измерения и анализа значительного числа сигналов в каждом магнитном цикле бустера. Решающая эту задачу аппаратура является частью общей системы автоматизации контроля и управ-

ОПТИМИЗАЦИЯ ДЛИТЕЛЬНОСТИ МАГНИТНОГО ЦИКЛА БУСТЕРА СИНХРОТРОНА У-70

В.И.Гончаренко, О.А.Гусев, А.И.Константинов, А.П.Лебедев, Н.С.Резчикова,
Э.Д.Федоров

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им.Д.В.Фирсова, Ленинград

Э.А.Мяэ, В.В.Шетенев, Е.Ф.Троянов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Система питания основных обмоток кольцевого электромагнита бустера У-70 построена по импульсно-резонансной схеме и обеспечивает прохождения импульсов пачками, режим с периодичностью пачек, соответствующей режиму работы У-70. Число импульсов в пачке до 30 и повторяются они в течение времени длительности пачки с частотой $f_n = 16\frac{2}{3}$ Гц и 20 Гц./1/.

Для снижения напряжения на обмотках электромагнита относительно земли системы питания разбита на две группы, соединенные последовательно в "хоровод". На переднем фронте все обмотки соединены последовательно, а на спаде -последовательно-параллельно: в каждой группе на спаде обмотки соединяются параллельно, а сами группы по-прежнему соединены последовательно. Достоинства такой системы питания:

- удлинённый передний фронт и укороченный спад импульсов в пачке,
- практически однополярный режим работы конденсаторов.

Как показал первый период эксплуатации комплекса бустер-ускоритель У-70, крайне желательна работа бустера с частотой повторения импульсов в пачке, кратной в целое число раз частоте сети. Это частоты $f_n = 25$; $16\frac{2}{3}$; $12,5$; 10 Гц и т.д. при частоте сети $f_c = 50$ Гц. Очевидно, что наибольшей кратной частотой работы бустера будет $f_n = 25$ Гц. Это, естественно, ведет к повышению эффективности работы комплекса бустер-ускоритель У-70 за счет уменьшения длительности площадки инжекции основного ускорителя, и к возможности увеличения частоты повторения импульсов ускорителя У-70 и пачек бустера.

Реализация импульсов бустера с длительностью основания $T_{осн.} \leq 40$ мс ($f_n = 25$ Гц) в существующей схеме наталкивается на трудности, связанные с коммутацией обмоток в группах с последовательного соединения на параллельное. Дело в том, что величина напряжения обратной полярности на конденсаторе C_0 (на рис.1 показано в скобках), необходимая для надежного запираания ключей Т7 и Т9 (в одной группе) и формирования спада импульса через диодно-тиристорные ключи ДТ1, ДТ3, ДТ5, ДТ7 и определяемая как временами выключения тиристорных ключей Т7 и Т9, так и индуктивностями контуров коммутации, оказывается достаточно большой. В существующей схеме это напряжение формируется при протекании тока обмоток электромагнита бустера через параллельно включенные конденсаторы C_0 и C_1 , что обуславливает существенное удлинение импульса тока.

Кроме того, величина напряжения, необходимая для надежной коммутации, оказывается большей, чем необходимо по условиям инжекции частиц в бустер при нулевой скорости изменения поля (тока), а именно:

$$U_{C1} + E_K + I_u \cdot R_{эм} = 0,$$

где U_{CI} — напряжение конденсатора CI в момент инжекции,
 E_k — суммарное напряжение источников компенсации потерь,
 I_u — ток электромагнита в момент инжекции,
 $R_{эл}$ — активное сопротивление цепи электромагнита.

Это приводит к тому, что в кривой импульса тока после перехода на участок инжекции появляется "провал" порядка 1–2%, что дополнительно увеличивает длительность импульса, т.к. инжекция частиц в бустер и захват их в ускорение осуществляются обычно при производной поля, равной нулю, или же имеющей небольшую положительную величину.

Приведенная на рис. I схема системы импульсного питания обмоток КЭМ бустера позволяет с привлечением минимального количества дополнительного оборудования в виде добавочных реакторов перезаряда основного накопительного конденсатора C_0 разделить процессы перезаряда конденсаторов C_0 и CI и устанавливать на них различные величины обратных напряжений: на C_0 — для надежной коммутации, на CI — для качественной инжекции. Для этого конденсатор C_0 шунтирован перезарядной цепочкой из реактора Др2 и тиристорного ключа ТЗ.

Работает схема в этом случае следующим образом.

Синхриимпульс начала очередного ускорительного цикла подается на включение тиристорных ключей Т1; Т7; Т9. Накопительный конденсатор C_0 разряжается на последовательно соединенные дроссель инжекции Др1 и обмотки блоков электромагнита. Последовательно с обмотками блоков электромагнита бустера исключены источники компенсации потерь ИП-1 и ИП-2. При достижении значения тока инжекции включается тиристорный ключ Т5 и электромагнит закорачивается вспомогательным конденсатором CI, заряженным в течение предыдущего импульса до значения обратного напряжения, достаточного совместно с падением напряжения на активном сопротивлении контура электромагнита при токе инжекции уравновесить напряжение источников компенсации потерь ИП-1 и ИП-2.

Конденсатор C_0 продолжает разряжаться через дроссель инжекции Др1, отдавая энергию конденсатору CI и электромагниту. Выбором момента включения тиристорного ключа ТЗ легко установить обратное напряжение на конденсаторе C_0 , достаточное для надежной коммутации ключей Т7 и Т9. После окончания импульсов перезарядного, через Др2, и зарядного, через Др1, токов тиристорные ключи Т1, Т3 и Т5 закрываются, а ток электромагнита протекает лишь по конденсатору CI. При достижении на конденсаторе CI уровня обратного напряжения, необходимого для качественной инжекции, выключаются диодно-тиристорные ключи ДТЗ; ДТ1; ДТ5; ДТ7 и формируется спад импульса тока. Как видно, "разделение" формирования обратных напряжений на C_0 и CI позволяет существенно сократить длительность импульса тока, практически не трогая основной "ускорительной" части его. Однако для повышения частоты повторения импульсов в бустере $\gamma=70$ до $f_n = 25$ Гц необходимо изменить параметры элементов системы питания.

По результатам моделирования на аналоговой вычислительной машине для частоты повторения $f_n = 25$ Гц необходимо установить (для элементов одной группы "хоровада"):

$$C_0 = 4000 \text{ мкФ}$$

$$Др = 12,2 \text{ мГн}$$

$$CI = 2250 \text{ мкФ}$$

Напряжение на емкости C_0 при энергии 1,3 ГэВ $U_{C_0}(0) = 11$ кВ, максимальная производная поля $\Delta H/\Delta t = 790$ Э/мс на 12,5 мс ускорительного цикла.

В номинальном режиме 1,5 ГэВ $I_{co}(0) = 12,5 \text{ кВ}$;
 $\Delta H / \Delta t = 960 \text{ Э/мс}$.

Осциллограммы напряжений и токов приведены на рис.2.

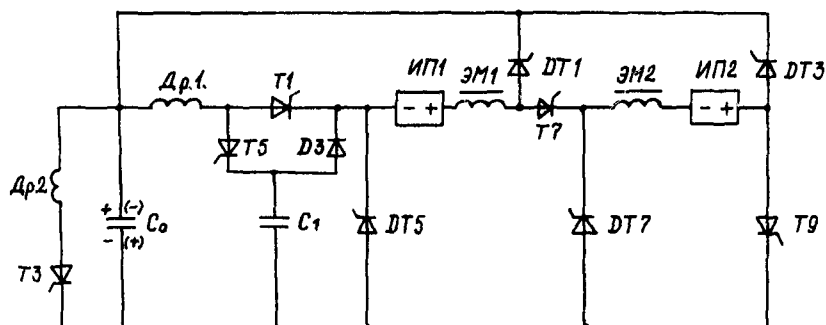


Рис.1. Принципиальная схема системы питания бустера (для одной группы "хоророда").

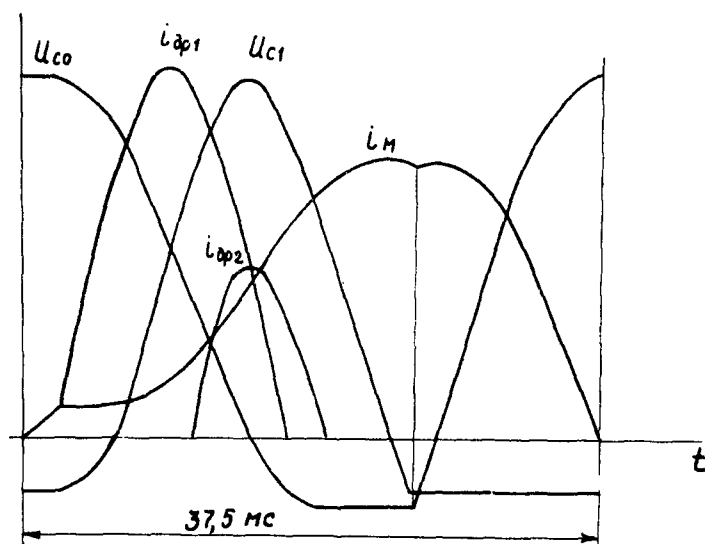


Рис.2. Диаграммы токов и напряжений в элементах схемы.

Л и т е р а т у р а

1. Васин С.В. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1985, т.1 с.391.
2. Гончаренко В.П. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1985, т.1 с.374.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ МАГНИТНОГО ЦИКЛА ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА БУ-70 ПРИ РАБОТЕ С БУСТЕРОМ

С.Н.Васильев, Г.И.Гусев, О.А.Гусев, С.М.Максимов, С.В.Притчин, В.Д.Федоров
Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им.Д.В.Ефремова, Ленинград
В.П.Даньшин, А.И.Елисеев, Н.С.Казьмина, В.Н.Корнилов, О.Н.Радин,
Б.Л.Саркисов, В.Н.Драсов
Институт физики высоких энергий, Серпухов

В системе питания кольцевого электромагнита протонного синхротрона БУ-70 в марте 1983г. введен в работу тиристорный преобразователь (ТП) на ток $I_d = 5$ кА и напряжение $U_d = 2 \times 10$ кВ [1]. Необходимость формирования дополнительной стабильной площадки поля в магнитном цикле для обеспечения совместной работы с бустером, запущенным в 1985г., потребовала ряда доработок как в системе управления преобразователем, так и в системе защиты. Успешному решению этой задачи способствовал накопленный уже опыт эксплуатации системы питания. Основные итоги его следует осветить подробнее.

Большое внимание при разработке системы питания и при эксплуатации уделялось вопросам защиты тиристорных преобразователей от перегрузки их по току и напряжению [2]. Это обусловлено характерными особенностями системы питания кольцевого электромагнита протонного синхротрона, а именно: значительной величиной запасаемой в электромагните энергии (120 МДж), наличием мощной разветвленной питающей сети четырех синхронных генераторов переменного тока типа ГСЗ 2036-8 с пиковой мощностью свыше 100 МВА и средней мощностью потребления 28 МВт, параллельной работой четырех мостовых преобразователей в каждой из рассечек на общую нагрузку. Тиристорные модули блоков БВМ-700/120, разработанные для ЛЭП постоянного тока и использованные в преобразователе системы питания кольцевого электромагнита БУ-70, характеризуются высокой конструктивной надежностью. За почти четырехлетний период эксплуатации при наработке свыше 15000 ч в связи с отказом в модулях была заменена лишь одна тройка подобранных по характеристикам тириستоров из общего количества 2304 шт. Для защиты ТП, так же, как и в инверсионной системе питания, использовались элементы защиты электромашинных агрегатов, для снятия длительных перегрузок по току при внешнем и внутреннем коротком замыкании использовались быстродействующие автоматические выключатели прямого и обратного тока вентилей моста. Основным же исполнительным органом защиты тиристорных преобразователей стал быстродействующий электродинамический короткозамыкатель с временем срабатывания до 150 мкс. Его срабатывание осуществлялось с задержкой на 12 мс относительно сигнала датчиков защиты, по которым обеспечивается мгновенное смещение импульсов управления тиристорами в инверторный режим. При этом ток перегрузки тириستоров переключается в цепь короткозамыкателя. Образование цепи короткого замыкания исключает также и развитие перенапряжений на выходе ТП за счет запасенной в нагрузке энергии при прерывании тока через тиристоры. Такой алгоритм действия системы защиты преобразователя вызывается датчиками напряжения, фиксирующими опрокидывание инвертора любого из параллельно работающих мостов преобразователя; датчиками, фиксирующими пере-

грузку любого моста по току выше $2I_{ном}$; датчиками перенапряжения на выходе преобразователя выше 14 кВ; датчиками снижения напряжения более чем на 15%, а также датчиками защит системы двигатель-генератор, ведущими к снятию напряжения питающей преобразователь сети [1]. Надежность работы этих устройств защиты обеспечивается наличием во всех цепях горячего резерва. Иногда происходили ложные срабатывания основного органа защиты ТП-быстродействующего электродинамического короткозамыкателя. Это было обусловлено использованием в нем искрового ртутного разрядника, находящегося под напряжением в продолжение длительных сеансов работы ускорителя. Замена разрядника на тиристорный ключ, работающий в режиме коротких импульсов с током, достигающим половины величины ударного тока тиристора, и сниженной за счет дросселя насыщения скорости нарастания тока в нем до допустимой величины позволило исключить ложные срабатывания при сохранении высокой надежности работы электродинамического короткозамыкателя.

Практически все случаи срабатывания защиты связаны со сбоями электроники в разветвленной сети управления тиристорами преобразователя. Сбои в управлении наиболее часто приводили к отклонениям системы питания при формировании в магнитном цикле бустерной площадки при переходных режимах к ней из-за существенной доли этих участков в общей продолжительности формируемого магнитного цикла, а также повышенной чувствительности управления системы питания к возмущениям и помехам в сильно зарегулированном режиме. Для сокращения числа отключений системы питания поэтому была введена блокировка срабатывания короткозамыкателя от опрокидывания инвертора при токах нагрузки ниже 700 А, где этот режим не опасен и возможно восстановление нормального режима работы после случайных сбоев. Надежная работа комплекта защиты позволила из года в год сокращать простои из-за отказов системы питания, которые составили в 1983г. - 1,4%; в 1984 - 0,9%; в 1985 - 0,7%; в 1986 - 0,5%. За этот период срабатывание защиты в 60% случаев возникающих аварийных ситуаций инициировалось сигналами опрокидывания инвертора, почти во всех остальных случаях срабатывание осуществлялось по сигналам токовой перегрузки отдельных мостов. Высокое быстродействие и чувствительность устройств защиты с быстродействующим короткозамыкателем позволили своевременно локализовать развитие аварий и практически исключили аварийные режимы, связанные с длительными токовыми перегрузками и срабатыванием ВАБов. Такая защита сохранится и при переводе системы на питание преобразователей непосредственно от сети без использования электромашинных агрегатов.

В период эксплуатации ТП проводились и работы по обеспечению более высокого качества регулирования магнитного поля за счет совершенствования системы его управления. Наиболее жесткие требования к качеству магнитного поля по уровню пульсаций и стабильности предъявляются на плато медленного вывода и бустерной площадке формируемого магнитного цикла. Существенными факторами, мешающими обеспечению низкого уровня пульсаций на площадках магнитного цикла, являются при этом изменение частоты питающей сети за цикл от 46 до 50 Гц, колебания фаз генераторов относительно друг друга до 4 эл.град., неравномерность загрузки генераторов по нагрузке, по возбуждению, возмущения по сети на разных фидерах питания двигателей электромашинных агрегатов. Все это в основном проявляется в повышении амплитуды неканонических гармонических составляющих пульсаций. Пробная опытная эксплуатация одноканальной асинхронной системы импульсно-фазового управления с пропорционально-интегральным законом регулирования показала, что при достаточной узкой полосе пропускания сигналов обратной связи и сигнала управления ($f_p < 20$ Гц) уровень пульсаций напряжения

по сравнению с существующей системой фазового управления, работающей по мгновенным значениям напряжения, снижается более чем в два раза. Кроме того, система питания становится менее склонной к переходу в режим прерывистых токов. Она остается в работе с необходимым качеством формируемого поля при существенно большем уровне возмущений, связанных с разбалансом загрузки генераторов и двигателей из-за разницы напряжений фидеров питающей сети или управляющих сигналов. Особенно это заметно при формировании бустерной площадки. Не требуется постоянного контроля операторами режима работы электромашинных агрегатов и подстройки их параметров. С расширением полосы пропускания пульсации возрастают и режим становится менее устойчивым. То же происходит и при подключении выходного сигнала контура по отклонению магнитного поля и расширении полосы пропускания его для повышения стабильности уровня магнитного поля на площадке. Это связано со значительным уровнем наводок и пульсаций в сигнале этого контура. Для повышения устойчивости работы системы питания необходимо повысить соотношение сигнал/помеха за счет увеличения амплитуды передаваемых по линиям связи сигналов или осуществления передачи сигналов в цифровом коде, а также оптимизировать полосу пропускания цепей обратной связи по напряжению и полю. Это стало ближайшей задачей проводимых работ перед последним в этом году сеансом работы ускорителя. В целом пробная опытная эксплуатация одноканальной асинхронной системы импульсно-фазового управления преобразователем с интегральной характеристикой в сравнении с асинхронной системой по мгновенным значениям выпрямленного напряжения на площадках и синхронной в выпрямительном и инверторном режимах показала, что она работает более устойчиво. На этой системе легче осуществляется перестройка режимов работы преобразователя, так как не требуется подстройки отдельных каналов управления из-за ухода их параметров и изменений выходных параметров электромашинных агрегатов, связанных с возмущениями по сети и по нагрузке. Для снижения этих возмущений планируется проведение работ по обеспечению стабилизации параметров электромашинных агрегатов за счет усиления коэффициентов обратных связей различных агрегатов, включения однотипных цепей в единую токовую цепь для выравнивания выходных характеристик параллельно работающих агрегатов. В случае недостаточности этих мер возможно разделение источников питания различных расщепок электромагнитов как по управлению, так и по силовым цепям. И это является еще одним шагом по подготовке системы питания к работе непосредственно от питающей сети 220 кВ. Основной же задачей при переходе на питание непосредственно от сети остается разработка преобразовательного трансформатора и снижение уровня возмущений от импульсной работы системы питания на сеть. Ближайшей же задачей повышения качества магнитного поля является ввод в действие разработанной системы авторегулирования и активного сглаживания пульсаций напряжения, обеспечивающей снижение размаха пульсаций на площадках поля до уровня I В.

Л и т е р а т у р а

1. С.Н.Васильев и др. В сб.: Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, ОИЯИ, 1985, т. I, с. 377.
2. С.Н.Васильев и др. В сб.: Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, с. 123, Дубна, ОИЯИ, 1983.

АНАЛИЗ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССОВ В СИСТЕМЕ ПИТАНИЯ ЛИНЕЙНЫХ ИНДУКЦИОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

А.М.Мирошниченко, А.Н.Орлов

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.Д.Хвостова, Ленинград

Система импульсного питания, преобразующая энергию промышленной сети в ускоряющее поле, относится к одному из основных элементов линейного ускорителя электронов. Ее параметры в значительной степени определяют переходный режим в схеме и характеристики установившегося состояния. В зависимости от типа ускорителя система импульсного питания может использоваться для возбуждения источника СВЧ-колебаний, перемагничивания ферромагнитных сердечников и т.д. Следует сказать, что вопросы расчета импульсных схем в литературе, например [1-4, 5], уже рассматривались, тем не менее в настоящее время существует необходимость более детального исследования данной задачи с целью получения конкретных практических рекомендаций по улучшению формы импульсов, повышению КПД и оптимизации схемных решений.

Анализ указанной проблемы возможен лишь на основе достаточно общей математической модели, в которой детально учитываются особенности рассматриваемой схемы, в частности, её паразитные элементы, нелинейности, нагрузка ускоряемым пучком и т.д. В работе использовался машинный способ составления и интегрирования уравнений состояния, удобный при расчете цепей с большим числом элементов и пригодный для линейных цепей с постоянными и переменными во времени параметрами, а также нелинейных и коммутрующих цепей [6]. На переходный процесс в линейном индукционном ускорителе существенное влияние оказывает динамика перемагничивания сердечника. Для различных видов возбуждения $H = \Psi(t)$ связь между напряженностью магнитного поля H и магнитной индукцией B обычно нельзя выразить в виде функциональной зависимости $B = f(H)$ вследствие неоднозначности процессов. Динамика перемагничивания ферромагнитного материала описывается уравнением [7]:

$$F(B, \frac{dB}{dt}, \frac{d^2B}{dt^2}, \dots, H, \frac{dH}{dt}, \frac{d^2H}{dt^2}, \dots) = 0,$$

которому соответствует гиперповерхность динамического состояния с координатами: $B, H, \frac{dB}{dt}, \dots, \frac{dH}{dt}, \dots$. Подобная поверхность может служить динамической характеристикой.

Построение уравнений состояния начинается с определения направленного графа цепи, описываемого полной матрицей инцидентий $|A_a|$. Размерность матрицы $n \times v$, где n - число узлов, v - число элементов. Пусть элементу цепи, расположенному между узлами i и j , соответствует столбец k , и положительное направление выбрано от i к j . Тогда $A_a(i, k) = 1$, $A_a(j, k) = -1$, остальные элементы этого столбца равны нулю. Редуцированная матрица инцидентий $|A|$ получается из $|A_a|$ исключением одной строки. Столбцы матрицы $|A|$ заполняются со следующим приоритетом: E, C, R, L, I . Таким образом, описание каждого элемента триплетом чисел: i, j и номинальным значением позволяет определить матрицу инцидентий и хранить значения элементов в соответствующих массивах.

При записи законов Кирхгофа в матричной форме: $VBu \parallel \vec{U} = 0$, $D \parallel \vec{I} = 0$, где $\vec{U}$ – вектор падений напряжений, $\vec{I}$ – вектор токов, использовались матрицы со структурой: $Bu = B_T \Gamma \mu$, $D = D_T D_L$, где T и L обозначают принадлежность к дереву и связям, $p = n - 1$, $\mu = b - n + 1$, b – число ветвей графа. Воспользовавшись тем, что столбцы матрицы BA , соответствующие дереву, линейно независимы, находится дерево графа. Задача решается путем приведения матрицы BA к ступенчатому виду [3].

После нахождения дерева графа столбцы матрицы BA переставлялись таким образом, чтобы сначала шли столбцы, соответствующие дереву графа, а затем – связям, т.е. $BA = BA_T A_L$. Применение метода исключения Гаусса к матрице BA позволяет вычислить D . При определении матрицы Bu использовалось равенство $Bu = B_T \Gamma \mu = D_L \Gamma \mu$. Для получения системы дифференциальных уравнений [2] введем такую матрицу BA_1 , что:

$$BA_1 \parallel \vec{U}_L \vec{I}_L \vec{I}_R \vec{I}_E \vec{U}_T \vec{U}_R \vec{I}_L \vec{U}_C \parallel^T = B \parallel \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{I} \end{pmatrix}. \quad (1)$$

Матрицы BA_1 и B получены блочным заполнением из матриц Bu и D . Для цепей с индуктивными звездами (сочетаниями) или емкостными контурами, матрица BA_1 дополняется строками из равенств: а) для каждого сечения $\sum_{k \in N_L} \frac{U_k}{L_k} = \frac{d}{dt} \sum_{k \in N_L} I_k$, где N_L – число индуктивностей в сечении, N_I – число источников тока в сечении, б) для каждого емкостного контура $\sum_{k \in N_C} \frac{I_k}{C_k} = \frac{d}{dt} \sum_{k \in N_C} E_k$, где N_C – число емкостей в контуре, N_E – число источников напряжения в контуре.

Разрешив систему (1) относительно $\vec{U}_L$, $\vec{I}_L$, $\vec{I}_R$, $\vec{I}_E$, $\vec{U}_T$, $\vec{U}_R$, находим:

$$\vec{U}_L \vec{I}_L \vec{I}_R \vec{I}_E \vec{U}_T \vec{U}_R \parallel^T = B_2 \parallel \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{I} \end{pmatrix} - A_2 \parallel \begin{pmatrix} \vec{I}_L \\ \vec{U}_C \end{pmatrix}.$$

Так как $U_L = L \frac{dI_L}{dt}$; $I_C = C \frac{dU_C}{dt}$, то:

$$L \frac{dI_L}{dt} C \frac{dU_C}{dt} \parallel^T = B_2 \parallel \begin{pmatrix} \vec{E} \\ \vec{I} \end{pmatrix} - A_2 \parallel \begin{pmatrix} \vec{I}_L \\ \vec{U}_C \end{pmatrix}. \quad (2)$$

На основании этого равенства находится система дифференциальных уравнений в нормальной форме. Для моделирования нелинейных резисторов необходимо пользоваться теоремой компенсации. По этой методике написана и отлажена программа на языке PL/I и проведены расчеты п.п. в конкретных установках.

Теперь уточним особенности методики расчета п.п. в цепях с сердечниками ЛВ. Пусть сердечник соединен последовательно с линейной индуктивностью. Будем рассматривать такой двухполюсник как индуктивность и применим вышеописанные соотношения для формирования матрицы BA_1 . Распишем вектор $\vec{U}_L$ покомпонентно:

$$\vec{U}_L = (U_{L1}, U_{L2}, \dots, U_{Lm}, U_{Lst1}, U_{Lst2}, \dots, U_{Lscoc}),$$

где $U_{L1}, \dots, U_{Lm}$ – падения напряжений на линейных индуктивностях; $U_{Lst1}, \dots, U_{Lscoc}$ – падения напряжений на введенных двухполюсниках.

Представим вектор падений напряжений на индуктивностях и токов через них следующим образом: $\vec{U}_L = (U_{Llin}, U_{Lscoc})$, $\vec{I}_L = (I_{Llin}, I_{Lscoc})$ и подставим в (1):

$$BA_1 \parallel \vec{U}_{Llin} \vec{U}_{Lscoc} \vec{I}_L \vec{I}_R \vec{I}_E \vec{U}_T \vec{U}_R \vec{I}_L \vec{U}_C \parallel^T = B \parallel E \parallel^T. \quad (3)$$

Разрешив эту систему относительно $\vec{U}_{Llin}$, $\vec{U}_{Lscoc}$, $\vec{I}_L$, $\vec{I}_R$, $\vec{I}_E$, $\vec{U}_T$, $\vec{U}_R$, получаем:

$$\vec{U}_{Llin} \vec{U}_{Lscoc} \vec{I}_L \parallel^T = B_{11} \parallel E \parallel^T - A_{11} \parallel \vec{U}_{Llin} \vec{U}_{Lscoc} \vec{U}_C \parallel^T. \quad (4)$$

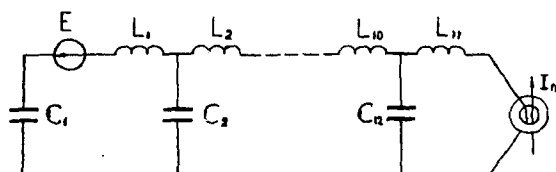


Рис.1. Эквивалентная схема ускорителя ЛВ 5/3000.

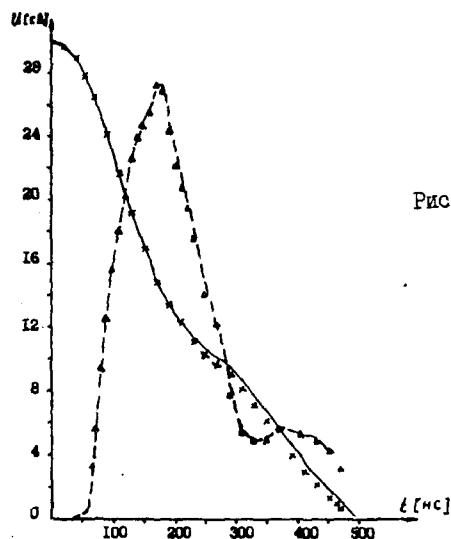


Рис.2. Ускоряющее напряжение индуктора:
 $\triangle \triangle \triangle$ - по теории длинных линий
 — - по изложенной методике.
 Напряжение на батарее конденсаторов:
 $\times \times \times$ - по теории длинных линий
 — - по изложенной методике.

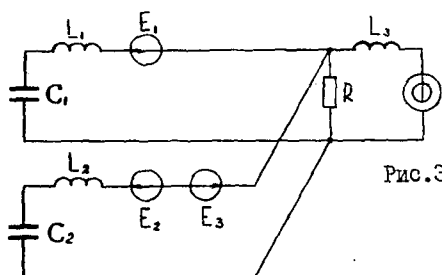


Рис.3. Эквивалентная схема ускоряющего модуля ЛВ-1.25-200.

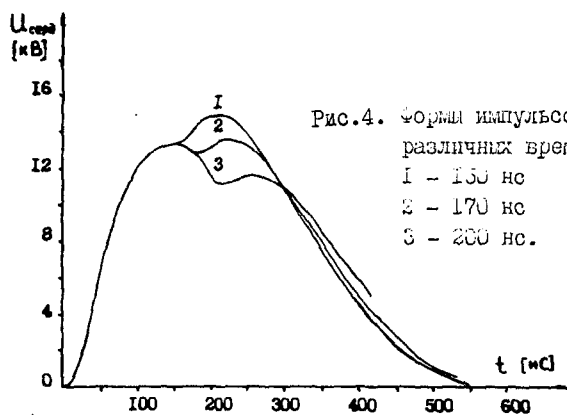


Рис.4. Формы импульсов напряжения на сердечниках при различных временах задержки:
 1 - 150 нс
 2 - 170 нс
 3 - 200 нс.

Пусть характеристика материала сердечника задана зависимостью:

$$\frac{dB}{dt} = F(H, B).$$

Разобьем реальный сердечник на N слоев по радиусу, т.е. на вложенные кольца, с толщиной каждого слоя, много меньшей радиуса кольца. Тогда падение напряжения на сердечнике (при постоянной толщине слоя):

$U_{\text{сое}} = S \sum_{n=1}^N F\left(\frac{l_{\text{сое}}}{2\pi r_n}, B\right)$, где $l_{\text{сое}}$ — ток намагничивания, охватывающий сердечник. Падение напряжения на двухполюснике:

$$U_{\text{сое}} = L_{\text{с}} \frac{dI_{\text{с}}}{dt} + S \sum_{n=1}^N F\left(\frac{l_{\text{сое}}}{2\pi r_n}, B_n\right). \quad (5)$$

Далее, представляя это соотношение в формулу (4), находим:

$$L_{\text{с}} \frac{dI_{\text{с}}}{dt} = |B_n| |\vec{E} \vec{I}|^T - |A_n| |\vec{L}_{\text{лин}} \vec{L}_{\text{сое}} \vec{U}_{\text{с}}|^T - S \sum_{n=1}^N F\left(\frac{l_{\text{сое}}}{2\pi r_n}, B\right).$$

Дифференциальные уравнения для линейных элементов сохраняют свой вид. Полученная система равенств дополняется соотношениями, описывающими состояние слоев сердечника.

По изложенному алгоритму была написана и отлажена программа на языке PL/I, которая состоит из 600 операторов и занимает 90К памяти.

Расчет п.п. в цепях с индукторами ЛДУ проводился по второй программе, причем характеристики динамического намагничивания материала задавались на основании уравнения Ландау-Лидишица

$$\frac{dB}{dt} = \frac{(H(t) - H_0)}{\left[r_m \left(1 - \frac{B^2}{B_s^2} \right) \right]^{-1} + \frac{\sigma \delta^2 \Delta B(t)}{8 B_s}}$$

и характеристикой, предложенной в [3] (для сердечника с размерами $r_m \approx 21,5 \text{ см}$, $r_{\text{вн}} \approx 10 \text{ см}$, $h \approx 2,5 \text{ см}$):

$$\frac{U}{0,106 \Gamma^2} = 2,36 \left(1 - \frac{B^2}{B_s^2} \right) \cdot \sqrt{B \left(1 - 0,5 \sqrt{B} \right) + 4,62 \exp \left(-\frac{B}{0,035} \right)}.$$

В процессе счета по первой динамической характеристике было выяснено, что для адекватности результатов расчета и эксперимента константу r_m необходимо брать равной $\sim 40 \div 50 \text{ КОМ/м}$. Значительное влияние на форму сигналов оказывает величина индукции насыщения и эффективная толщина ленты. Необходимость введения эквивалентной толщины ленты вызвана увеличением вихревых токов в сердечнике из-за межвитковых замыканий. При расчете эффективная толщина ленты менялась в пределах $12 \div 15 \text{ мкм}$, в то время как её реальная толщина составляет 10 мкм . Необходимо отметить, что небольшая ошибка в определении намагничивающего тока ($3 \div 4 \text{ А}$) приводит к значительным изменениям амплитуд импульса на индукторе (в некоторых случаях более чем в два раза) при намагничивании от сети. Расчет п.п. в модуляторах ЛДУ 3/3000 и в ускоряющем модуле ЛДУ-1,25-200 проводился с использованием второй динамической характеристики. Эквивалентная схема ускорителя ЛДУ 3/3000 приведена на рис.1. Для построения эквивалентной схемы коаксиальные кабели представлялись совокупностью Т-образных ячеек. Тиратрон ТГИ-2500/50 моделировался переменной во времени ЭДС и индуктивностью. В схему введена и паразитная индуктивность батареи конденсаторов. Результаты счета изображены на рис.2. Здесь же, для сравнения, нанесены результаты, опубликованные в [3]. Получено их хорошее совпадение, что доказывает правильность расчетов. Ток намагничивания определялся как разность

тока в последовательной индуктивности и заданного таблицей тока пучка.

В ускоряющем модуле ЛУ-1,25-200 две батареи конденсаторов, коммутируемых двумя тиратронами, нагружены на секцию. Нагрузка пучком имитировалась резистивным сопротивлением. Эквивалентная схема изображена на рис.3. В процессе счета моделировался процесс не одновременной коммутации тиратронов. Это достигалось включением управляемой ЭДС, направленной против тока разряда батареи конденсаторов. Приведенные на рис.4 результаты расчета иллюстрируют изменение формы импульса с различными временами задержки запуска одного тиратрона относительно другого. Времена задержки 170 нс соответствует лучшей форме ускоряющего импульса.

Проведенные расчеты показали эффективность изложенной методики для расчета переходных процессов в цепях питания ЛУ. Т.к. программы по изложенным алгоритмам находят дерево графа и формируют системы дифференциальных уравнений, то значительно сокращается время подготовки числовых данных для расчета. Благодаря тому, что на вид динамической характеристики сердечников $\frac{dB}{dt} = F(N, B)$ не накладываются ограничения и нет ограничений на их число, то по программе можно рассчитывать п.л. в цепях с большим числом элементов, в частности сердечников.

Л и т е р а т у р а

1. Вахрушин Ю.П., Анацкий А.И. Линейные индукционные ускорители. М.:Атомиздат, 1978, 81с.
2. Булькин В.М., Варламов Н.В., Мирошниченко А.М. Применение метода переменных состояния для расчета цепей электрофизических установок.- В кн.: Теория, расчет и экспериментальные работы по ускорителям заряженных частиц. М.:Энергоиздат, 1982, с.92-96.
3. Чуа Л.О., Лен-мин-Мин. Машинный анализ электронных схем. М.:Энергия, 1980, с.137.
4. Матора И.М., Саввин Б.А. Теория формирования импульсов неоднородной формирующей линией на произвольной нагрузке.- Радиотехника и электроника, 1976, т.XXI, №9, с.1426-1431.
5. Кияшко В.А., Корнилов В.А., Коляра Ю.Б. Моделирование на ЭВМ ускоряющей системы линейных индукционных ускорителей.- Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. Выпуск 1151, 1980.
6. Основы инженерной электрофизики. Часть 2, под ред. П.А.Ионкина. М.: Высшая школа, 1972, с.378.
7. Широков А.И., Шамаев Ю.М. Магнитные сердечники в автоматике и вычислительной технике. М.: Энергия, 1967.
8. Вахрушин Ю.П., Орлов А.К. Динамическая характеристика сердечников из магнитомягкого сплава.- ТЭ, т.53, в.12, 1983, с.2421-2423.
9. Вахрушин Ю.П., Орлов А.К., Эрмель В.З. Анализ взаимодействия пучка с ускоряющей системой линейного индукционного ускорителя.- В кн.: Электрофизическая аппаратура. М.: Энергоиздат, 1984, вып.21, с.43-50.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ И ВРЕМЕННЫЕ ПАРАМЕТРЫ ИНДУКТИВНО-ТРАНСФОРМАТОРНЫХ СХЕМ ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТОВ ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Ю.А.Отрубянных, А.С.Сафронов

Научно-исследовательский институт интроскопии

Томского политехнического института им. С.М.Кирова

Схема импульсного питания индукционного ускорителя электронов предназначена для создания переменного магнитного потока в воздушном зазоре электромагнита. Схема содержит генератор импульсов тока (ГИТ), формирующий в обмотке электромагнита импульсы тока различной формы, и устройство ввода энергии (УВЭ), компенсирующее потери энергии в ГИТ за импульс. Работа ГИТ заключается в том, что конденсаторные накопители энергии подключаются к обмоткам электромагнита через управляемые ключи - чаще тиристоры. При этом в электромагните можно формировать однополярные импульсы тока синусоидальной, квазисинусоидальной, квазитрапецеидальной и квазипикуновой формы. Ввод энергии возможен в индуктивность электромагнита и в накопительную конденсаторную батарею.

Ранее достаточно подробно рассмотрены и проанализированы различные варианты построения ГИТ и УВЭ. Недостатком известных схем является наличие непосредственных связей устройств УВЭ и цепей искусственной коммутации тиристоров с силовым колебательным контуром электромагнита, поэтому элементы этих цепей выбираются на полное напряжение колебательного контура, что уменьшает их надежность.

Разработанные индуктивно-трансформаторные схемы импульсного питания электромагнитов /1-5/ свободны от указанного недостатка и позволяют отказаться от разделительного согласующего трансформатора. Коммутационный узел в этих схемах имеет импульсный трансформатор, либо дополнительную обмотку на электромагните, а ввод энергии в ГИТ осуществляется через индуктивность электромагнита либо посредством ее. При формировании импульсов тока преимущество отдается режимам с неполным перезарядом силового конденсатора, так как элементы контура в этом случае работают в облегченном режиме. Однако в этих случаях требуется искусственная коммутация силовых тиристоров контура.

Схема импульсного питания ускорителя, в электромагните которого вместе с основной обмоткой размещена дополнительно коммутирующая, приведена в /6/. Поскольку между обмотками такой схемы имеется большая индуктивность рассеяния, то процессы искусственной коммутации тиристоров силового контура затруднительны. Для устранения этого недостатка были предложены две схемы с коммутирующим импульсным трансформатором /3,4/. Схема с коммутацией по типу "параллельно электромагниту" /3/ имеет время восстановления запирающих свойств тиристоров

$$t_{\varepsilon} = \frac{2(U'_{\kappa} - U_n)C'_\kappa}{I + I_1} - \frac{I}{I + I_1} \cdot \frac{C_n - C'_\kappa}{C_n} \cdot t_n, \quad (1)$$

где U'_{κ} и C'_κ - соответственно напряжение на коммутирующем конденсаторе и величина емкости коммутирующего конденсатора, пересчитанные в силовой контур;

U_n - напряжение на конденсаторе силового контура;

I, I_1 - соответственно ток электромагнита в начале и конце коммутации;

$$t_n = \frac{1}{\omega_0} \int_{\arcsin \frac{C'_\kappa \cdot I}{(C'_\kappa + C_n)d}}^{\arcsin \frac{C_n \cdot I}{(C'_\kappa + C_n)d}} d\varphi,$$

t_n - время перехода тока из тиристоров силового контура в тиристор

коммутации;

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{C_k' + C_n}{C_k' C_n L_k}} \quad - \text{ круговая частота схемы замещения};$$

$$d = \sqrt{\left(\frac{C_k' \cdot I}{C_k' + C_n} \right)^2 + \left(\frac{I_{L_k} - I_{L_n}}{\omega_0 L_k} \right)^2},$$

L_k' - приведенная к силовому контуру индуктивность рассеяния импульсного трансформатора.

Из приведенных соотношений видно, что с уменьшением индуктивности рассеяния время перехода тока из тиристоров силового контура в тиристор коммутации уменьшается, поэтому облегчаются условия выключения тиристоров.

Схема с коммутацией по типу "по цепи рекуперации" /4/ имеет меньшее схемное время восстановления, однако коммутирующий конденсатор в ней перезаряжается до малой величины, поэтому работает в облегченном режиме.

Наиболее распространенными режимами являются квазисинусоидальный и квазитреугольный. Сравнивая эти режимы при одинаковой длительности импульсов, находим следующие соотношения для круговой частоты:

$$\omega_{кв.тр} = \omega_{кв.син} \frac{2 \cdot \varphi}{\pi + 2 \varphi}. \quad (2)$$

Отношение действующих значений тока и напряжения:

$$\frac{I_{д.кв.син}^2}{I_{д.тр}^2} = \frac{\varphi \cdot \sin^2 \varphi}{\varphi - \frac{1}{2} \sin 2 \varphi} \cdot \frac{1 + \frac{2}{\pi} (\varphi + \frac{1}{2} \sin 2 \varphi)}{1 + \frac{2 \varphi}{\pi}}, \quad (3)$$

$$\frac{U_{д.кв.син}^2}{U_{д.тр}^2} = \frac{\pi^2}{4 \cdot \varphi} \cdot \frac{\sin^2 \varphi}{\varphi + \frac{1}{2} \sin 2 \varphi} \cdot \left(1 + \frac{2 \varphi}{\pi} \right) / \left(1 + \frac{2}{\pi} (\varphi + \frac{1}{2} \sin 2 \varphi) \right). \quad (4)$$

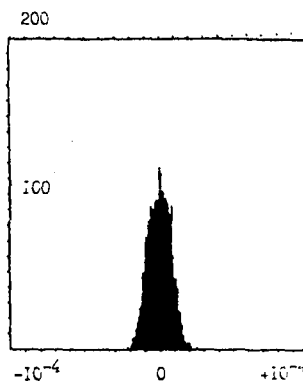
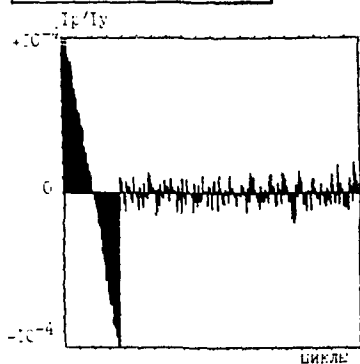
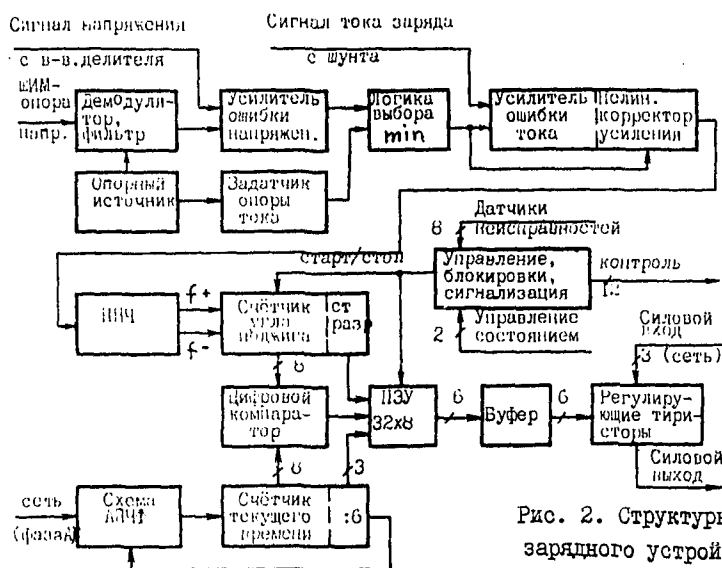
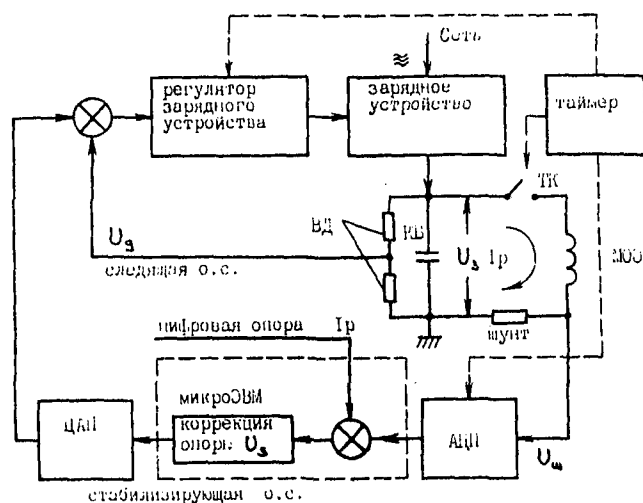
Отношение максимальных напряжений:

$$\frac{U_{m.кв.син}}{U_{m.кв.тр}} = \frac{\pi}{2 \varphi} \cdot \sin \varphi \cdot \left(1 + \frac{2 \varphi}{\pi} \right). \quad (5)$$

Как видно из приведенных соотношений, параметры контура зависят от углов коммутации φ для квазитреугольного и φ_1 квазисинусоидального режимов. Расчеты показывают, что при угле коммутации $\varphi = 70^\circ$ квазитреугольный режим позволяет на 30% снизить максимальное напряжение в колебательном контуре, уменьшить на 15% потери на вихревые токи в стали и не менее чем на 20% потери в намагничивающей обмотке.

Суммарные потери энергии в конденсаторах, рассчитанные по методике /7/, для режимов с полным и частичным перезарядом, проведенные для конкретных установок, оказываются значительно меньшими для квазитреугольного режима. Например, для передвижного бетатрона Б-18 с максимальной энергией ускоренных электронов 18 МэВ и интенсивностью 60 рент/мин на расстоянии 1 м, имеющего энергию магнитного поля 1100 Дж, частоту следования импульсов $N = 150$ Гц, скважность импульсного процесса $S = 2$, отношение масс накопительных конденсаторов (косинусных - типа КС) при квазитреугольном и синусоидальном режимах равно 4. Разница в массах составила ≈ 600 кг. По сравнению с квазисинусоидальным режимом разница составила ≈ 200 кг.

Таким образом, разработанные индуктивно-трансформаторные схемы импульсного питания электромагнитов циклических ускорителей позволяют осуществить разделение силовых цепей от источника питания, обеспечить квазитреугольный режим работы и тем самым снизить массу установки.



ЛИТЕРАТУРА

1. А.С.№ 663081 (СССР). Генератор импульсов тока. Ю.А.Отрубянников, А.С.Сафронов. Оpubл. в ОИ 15.05.79. № 18.
2. А.С.№ 884097 (СССР). Генератор квазитреугольных импульсов тока. Ю.А.Отрубянников, А.С.Сафронов. Оpubл. в ОИ 23.11.81. № 43.
3. А.С.№ 961114 (СССР). Генератор импульсов тока. Ю.А.Отрубянников, А.С.Сафронов. Оpubл. в ОИ , 1982, № 35.
4. А.С.№ 1094136 (СССР). Генератор импульсов тока. Ю.А.Отрубянников, А.С.Сафронов. Оpubл. в ОИ , 1985, № 30.
5. А.С.№ 637043 (СССР). Устройство для формирования импульсных магнитных полей. Ю.А.Отрубянников, А.С.Сафронов. Оpubл. в ОИ ., 1985, № 24.
6. Отрубянников Ю.А., Сафронов А.С. Индуктивно-импульсная система питания электромагнита бетатрона.-ПТЭ, 1984, № 6, с.22-24.
7. Ермуратский В.В., Ермуратский П.В. Конденсаторы переменного тока в тиристорных преобразователях. М.: Энергия , 1979.

ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК ПИТАНИЯ
МАГНИТО-ОПТИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ
СО СТАБИЛЬНОСТЬЮ АМПЛИТУДЫ ТОКА $\pm 5 \cdot 10^{-5}$

Ю.И.Бардик, А.В.Василювский, Б.Б.Дильмухамедов,
В.В.Комаров, О.В.Курнаев, В.Д.Рудько, В.П.Сычев,
Н.Н.Трофимов, Ю.Д.Трофимов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В системах быстрого вывода и транспортировки пучка из ускорителей широко используются импульсные магнито-оптические элементы (МОЭ) с требуемой стабильностью амплитуды поля на уровне десятых и сотых долей процента. Импульсы тока возбуждения МОЭ формируются обычно путём разряда ёмкостного накопителя через их обмотку. Цикл заряда/разряда, включающий стабилизацию напряжения заряда на конденсаторной батарее, в большинстве случаев должен укладываться в жёсткий интервал времени, измеряемый долями секунды $1/\tau$. Повторяемость амплитуды тока возбуждения от цикла к циклу за длительный период у таких устройств ограничивалась, в основном, температурным дрейфом параметров разрядного контура и была не лучше $\pm 0,1\%$.

В описываемом источнике питания это ограничение практически полностью снимается путём использования принципа цифровой обратной связи по току, который реализуется с помощью микроЭВМ $1/2$. Организованный по этому принципу стабилизатор тока работает в импульсном режиме синхронно с циклами заряда/разряда, внося перед очередным циклом поправки в опорное напряжение для регулятора зарядного устройства по результатам предыдущих измерений амплитуды тока возбуждения (рис.1). Таким способом компенсируются систематические погрешности и медленные флуктуации параметров в цепях, охваченных стабилизирующей обратной связью.

В результате на величину долговременной стабильности амплитуды тока возбуждения влияют, главным образом, только дрейф и чувствительность тракта преобразования ток/цифра. Стабилизирующему контуру присущи также и собственные шумы, не подавляемые отрицательной обратной связью, в виде ошибки прогноза, дискретности установки и неточности отработки опорного напряжения, которые вызывают разброс значений разрядного тока от цикла к циклу. Специально разработанные для импульсного источника питания высокостабильный АЦП, алгоритм коррекции опорного напряжения с учётом производной дрейфа, ЦАП с высоким разрешением и прецизионный регулятор зарядного устройства позволили получить долговременную стабильность и разброс амплитуды тока от цикла к циклу в пределах $\pm 0,003\%$.

Основу точности и стабильности источника составляет АЦП. Преобразователь построен по известному принципу заряда конденсатора за малый промежуток времени выборки до измеряемого напряжения с последующим разрядом его постоянным током до некоторого фиксированного уровня (в данном приборе - 100 мВ). Интервал разряда, пропорциональный измеряемому напряжению, заполняется импульсами с кварцовой частотой повторения. Схема управления АЦП при поступлении таймерного импульса организует три цикла измерения с интервалом 100 мс: входного напряжения $U_{вх}$, внутренней прецизионной опоры $U_{оп}$ и, наконец, нуля

У₀. По окончании каждого интервала вызывается программа микроЭВМ, которая считывает содержимое счётчика. Результат измерения вычисляется затем по простейшей формуле:

$$U_x = \frac{U_{\delta x} - U_0}{U_{0n} - U_0} M,$$

где М - нормирующий множитель, соответствующий реальной величине внутренней опоры.

Таким образом, осуществляется автоматическая калибровка и установка нуля АЦП, устраняющая собственные его ошибки и дрейфы. Температурный дрейф внутренней опоры - не более $1 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$, стабильность её за 1000 часов - не хуже $20 \cdot 10^{-6}$. Разрешающая способность АЦП составляет $5 \cdot 10^{-7}$ от полного диапазона измеряемых напряжений. Датчиком разрядного тока служит шунт из прецизионного манганина, компенсированный медной вставкой. Температурный коэффициент сопротивления шунта - в пределах $\pm 5 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$.

Алгоритм цифровой обратной связи разрабатывался на основе методов математической статистики. Его окончательный вариант позволяет находить наиболее вероятное значение уставки ЦАП (U_{y0}), необходимое для получения в следующем цикле заданной амплитуды тока МОЭ (U_3). Для этого в каждом цикле вычисляется текущее значение коэффициента передачи ток/опорное напряжение

$$K_n = U_x / U_y,$$

которое запоминается в кольцевом буфере. Далее по заданному числу N предыдущих циклов из выборочного уравнения прямой среднеквадратичной регрессии ^{/3/} вычисляются прогнозируемый коэффициент передачи на следующий цикл:

$$K_0 = \frac{\sum_{n=1}^N n^2 \cdot \sum_{n=1}^N K_n - \sum_{n=1}^N n \cdot \sum_{n=1}^N n \cdot K_n}{N \sum_{n=1}^N n^2 - \left(\sum_{n=1}^N n \right)^2},$$

где: n - номер цикла ($n = 1$ - последний из прошедших циклов), и прогнозируемая уставка ЦАП

$$U_{y0} = U_3 / K_0.$$

В алгоритме предусмотрена также защита стабилизирующего контура от импульсных помех, которые представляют собой отдельные выбросы в результатах измерения тока, превышающие установленный допуск. В таких случаях текущее значение коэффициента передачи для данного цикла заменяется его прогнозируемым значением.

16-разрядный ЦАП состоит из двух частей: цифровой - широтно-импульсного модулятора, и аналоговой - демодулятора и фильтра, установленных в блоке регулятора зарядного устройства. Особенностью модулятора является схема соединения кольцевого счётчика с цифровым компаратором, которая позволяет, сохраняя высокую разрешающую способность, использовать простой малоинерционный фильтр. Использование ШИМ-сигнала в качестве промежуточного носителя информации упрощает также гальваническую развязку цифровой и аналоговой частей ЦАП.

Для достижения высокой точности отработки опорного напряжения в регуляторе зарядного устройства (рис.2) использованы два контура обратной связи: по току и по напряжению. Токковый контур включает в себя усилитель ошибки тока и фазорегулятор. По быстрдействию данный фазорегулятор сравним с многоканальной синхронной системой импульсно-фазового управления ^{/4/}, но благодаря единому цифровому каналу обладает при этом высокой симметрией импульсов поджига. Нали-

чие интегрирующего звена в токовом контуре (двуполярный преобразователь напряжение/частота со счётчиком угла поджига) обеспечивает малую статическую ошибку регулирования.

Контур стабилизации напряжения подключается только в конце заряда, когда уменьшающийся сигнал ошибки напряжения становится меньше опоры тока и замещает её, т.е. происходит переход от стабилизации тока к стабилизации напряжения. Для сокращения времени этого переходного процесса служит нелинейный корректор усиления, компенсирующий квадратичную зависимость коэффициента передачи тиристорного выпрямителя от тока. Регулятор зарядного устройства обеспечивает времена нарастания и спада зарядного тока порядка 20 мс и время полного установления напряжения (после окончания стабилизации тока) не более 200 мс с погрешностью, не превышающей дискретность ЦАП (16 бит).

Зарядное устройство мощностью 15 кВ·А представляет собой трёхфазный трансформатор-выпрямитель с индуктивным ограничением тока, в первичную цепь которого включён тиристорный регулятор. Разрядный тиристорный ключ имеет обратную диодную ветвь, позволяющую рекуперировать примерно 50% заряда и тем самым исключить энергетически напряжённую начальную часть зарядного процесса.

Метрологические характеристики измерительно-регулирующего тракта иллюстрируются графиками, полученными в ходе длительных испытаний разработанного источника питания. Приведённые на рис.3 результаты измерения амплитуды разрядного тока при временно разомкнутой и замкнутой цифровой обратной связи отражают качество прогноза опорного напряжения. В данном эксперименте первые десятки циклов уставка ЦАП не регулировалась, оставаясь на фиксированном уровне, и относительный дрейф амплитуды тока за это время (длительность цикла равна 5 с) составил $2 \cdot 10^{-4}$. Затем была запущена программа коррекции, и опорное напряжение, вычисленное по восьми предыдущим циклам, обеспечило без дополнительных итераций заданную величину разрядного тока (10^6 единиц) с относительным разбросом его значений от цикла к циклу в пределах $\pm 2 \cdot 10^{-5}$.

Симметричная относительно заданной величины разрядного тока (10^6 единиц) гистограмма на рис.4, набранная за две с лишним тысячи циклов (3 часа работы импульсного источника питания во время неустойчивого теплового режима обмотки МОЭ), подтверждает, что разработанный комплекс аппаратно-программных средств обеспечивает высокую долговременную стабильность амплитуды тока при сравнительно небольшом уровне собственных шумов в контуре стабилизирующей обратной связи.

ЛИТЕРАТУРА

1. Асеев и др. Быстрый вывод протонов из ускорителя на 70 ГэВ для жидководородной камеры "Мирабель" (вывод А), Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П, стр.160, М.: Наука, 1973.
2. Елин А.П., Комаров В.В., Матюшин А.А. Управление токами в магнитных элементах вывода при помощи мини-ЭВМ РДР-8/Е. ИФВЭ 80-155, Серпухов, 1980.
3. Гмурман В.Е. Теория вероятностей и математическая статистика. М.: Высшая школа, 1977.
4. Писарев А.Л. и Деткин Л.П. Управление тиристорными преобразователями (системы импульсно-фазового управления). М.: Энергия, 1975.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМОВ ОБРАБОТКИ РАЗРЯДОМ МОДЕЛИ УЧАСТКА ВАКУУМНОЙ СИСТЕМЫ I СТУПЕНИ УНК

А.М.Кивер, К.Г.Мирзоев, С.Е.Порошков, В.Г.Рогозинский

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Режимы разряда в аргоне для очистки поверхности камеры исследовались на модели вакуумной системы, соответствующей участку камеры между серединами двух соседних дипольных магнитов. Данная модель отличается от предыдущей /1/ наличием лайнера в промежутке, соединяющем две камеры эллиптического сечения с осями 43х91 мм и 60х70 мм длиной по 3 м каждая, с толщиной стенки 1,5 и 1,0 мм соответственно. На поверхности лайнера имеются отверстия диаметром 5 мм для откачки камер. Установка лайнера между камерами вызвана необходимостью плавного перехода от одного сечения камеры к другому для исключения резонирующих полостей по тракту пучка, образующихся при резком изменении сечения камеры и в местах присоединения высоковакуумных насосов. Конструкция патрубка с лайнером показана на рис. 1. К патрубку через боковой фланец подсоединен магниторазрядный насос НМД-0,16 с быстротой действия 160 л/с и сублимационный титановый насос.

Участок поверхности в середине лайнера изолирован и является электродом для зажигания разряда при обработке камеры. Все детали и узлы изготовлены из нержавеющей стали 12Х18Н10Т и подвергались электрохимической полировке, прогрев до и после сборки макета не проводился.

Откачка модели осуществлялась магниторазрядным и сублимационным насосами. Распыление титана производилось ежедневно в течение 15 минут. Наилучший вакуум $5 \cdot 10^{-7}$ Па был достигнут через 4500 часов откачки при потоке газовой выделенной водорода, равном $2 \cdot 10^{-9}$ Вт/м². Поток натекания и газовой выделенной компонентов с массовым числом 28 составлял величину $10^{-9} + 10^{-8}$ Вт. С учетом состава остаточного газа давление в азотном эквиваленте по ядерному рассеянию составило $1,2 \cdot 10^{-7}$ Па.

Известно, что для сокращения времени получения рабочего вакуума используется очистка поверхности камеры обработкой тлеющим разрядом в аргоне, возбуждаемым специальным электродом или непосредственно магниторазрядным насосом. При этом выяснено, что глубина проникновения разряда и его интенсивность существенно зависят от величины давления и отношения длины к поперечному размеру камеры. С целью выяснения оптимальных условий обработки камеры I ступени УНК проведены измерения распределения плотности тока ионов по длине обеих эллипсных камер при различных способах зажигания разряда и давлениях аргона. При обработке разрядом в стенке камеры возникает ток электронов, плотность которого равна плотности тока ионов на стенку и имеет тот же характер распределения по длине камеры. Наличие тока в стенке камеры обуславливает разность потенциалов $U(x)$ вдоль камеры, с которой плотность тока ионов $j_i(x)$ связана уравнением:

$$j_i(x) = -\frac{1}{\rho} \frac{d^2 U(x)}{dx^2}, \quad (1)$$

где ρ - сопротивление единицы длины камеры.

Следовательно, построив кривую зависимости U от x для данных условий зажигания разряда, полученную экспериментально, можно найти $j_i(x)$ двукратным дифференцированием аналитической зависимости, достаточно хорошо аппроксимирующей экспериментальную.

Для измерения разности потенциалов при разряде вдоль обеих камер через каждые 0,5 м устанавливались медные контакты, к которым подсоединялся цифровой вольтметр. Разность потенциалов измерялась между данным сечением камеры и местом ее соединения с промежуточным патрубком, где был установлен первый контакт. Измерения проводились в диапазоне давлений аргона $0,1 \pm 15$ Па при общем токе разряда 0,6 А и напряжении 400 В. Измерения проводились для каждого значения давления при трех способах зажигания разряда: от электрода в лайнере, от электрода сублимационного насоса и от анодной системы магнито-разрядного насоса со снятыми магнитами. При зажигании разряда от магнито-разрядного насоса с установленными магнитами разность потенциалов вдоль камеры не наблюдалась во всем диапазоне указанных выше давлений, что свидетельствует о локализации разряда в объеме насоса и патрубка.

В процессе горения разряда наблюдалось неравномерное разогревание камер, возникающая при этом в контакте термо-ЭДС сравнима с величиной потенциала и может исказить результаты измерений. Для уменьшения этого эффекта разряд зажигался на короткое время (2–3 минуты) и разность потенциалов измерялась поочередно в одних и тех же сечениях каждой камеры. После каждого измерения камера выдерживалась без разряда в течение времени, необходимого для установления стационарной температуры и давления аргона. Погрешность измерений составляла $\pm 25\%$ и определялась погрешностью вольтметра и разбросом экспериментальных данных для одного и того же значения давления. На рис. 2 приведены экспериментальные значения разности потенциалов для давления, при котором ионный ток в обеих камерах имеет наибольшую величину, а также кривые, построенные по аппроксимирующей зависимости:

$$u(x) = \alpha (1 - e^{-\beta x}) , \quad (2)$$

где значения α и β для трех способов зажигания разряда приведены в таблице 1. Видно, что зависимость (2) удовлетворительно аппроксимирует экспериментальные значения разности потенциалов. Используя (1) и (2), получим зависимость плотности тока ионов от x в виде:

$$j_i(x) = \frac{1}{\rho} \alpha \beta^2 e^{-\beta x} . \quad (3)$$

По формуле (3) построены графики для электрода в лайнере, приведенные на рис. 2 с соответствующими величинами дозы ионов $M(x)$. Полный ток J , протекающий по камере, получим интегрированием (3) по x от 0 до L (табл. 1). Как следует из данных табл. 1, наиболее эффективно зажигание разряда от электрода в лайнере. Использование магнито-разрядного насоса со снятыми магнитами для зажигания разряда не представляет практического интереса. На рис. 3 приведена зависимость величины полного ионного тока для каждой камеры от давления аргона при зажигании разряда от электрода в лайнере. Ток максимален в диапазоне давлений $2,5 \pm 4$ Па, что является оптимальным давлением при обработке модели в целом. Как видно из приведенных результатов, ток разряда в камере 43×91 мм в 2–4 раза превышает ток в камере 60×70 мм. По-видимому, это связано с влиянием формы сечения камеры на параметры разряда, изучение которого представляет самостоятельный интерес.

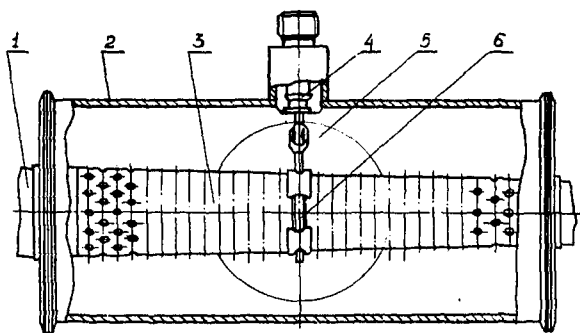


Рис. 1. Конструкция патрубка с лайнером:

1 - камера магнита; 2 - соединительный патрубок; 3 - лайнер;
4 - высоковольтный ввод; 5 - патрубок насосов; 6 - электрод.

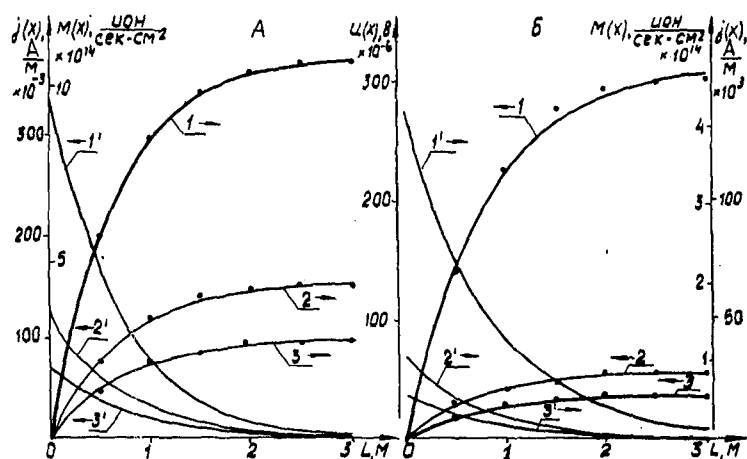


Рис. 2. Распределение разности потенциалов (кривые 1, 2, 3), тока и дозы ионов M (1, 2, 3) вдоль камеры.

А - эллипс 43x91 мм; Б - эллипс 60x70 мм; 1 - 1 - электрод на лайнере; 2 - 2 - ввод сублимационного насоса; 3 - 3 - ввод магниторазрядного насоса со снятыми магнитами.

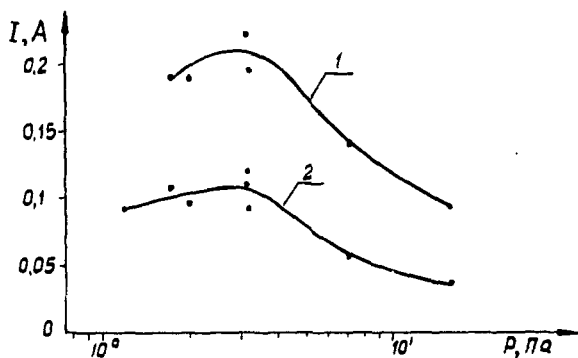


Рис. 3. Зависимость полного ионного тока, протекающего по камере, от давления аргона.

1 - камера 43x91 мм; 2 - камера 60x70 мм.

Т а б л и ц а I
Значения параметров для разных случаев зажигания разряда

Параметры	α , 10^{-6} В		β , м^{-1}		γ , 10^{-3} А	
Камера	43x91	60x70	43x91	60x70	43x91	60x70
Электрод на лайнере	322	316,2	1,51	1,23	221	108
Электрод сублимационного насоса	131	55,7	1,4	1,45	84	23
Ввод насоса НМД-0,16 со снятыми магнитами	85	36,7	1,32	1,26	51	13

Для случая электрода в лайнере почти половина ионного тока приходится на промежуточный и соединительный патрубки, что обеспечивает их интенсивную обработку и является важным фактором в процессе получения рабочего вакуума. Для эффективной очистки поверхности камеры от адсорбированных паров и газов достаточно довести интегральную дозу ионов при обработке до величины порядка 10^{18} ион/см² /2/. В настоящей работе средняя интегральная доза ионов на камерах до получения предельного вакуума составляла $1,1 \cdot 10^{18}$ ион/см². На предыдущей модели для получения давления $4 \cdot 10^{-7}$ Па потребовалась доза $1,5 \cdot 10^{18}$ ион/см² /1/. При ориентировочной величине 10^{18} ион/см² для камеры с меньшим током общее время обработки модели разрядом, зажигаемым от электрода в лайнере, должно быть порядка 170 мин. Таким образом, при средней длительности одной обработки 30 мин для очистки камеры требуется провести 5 обработок разрядом в аргоне. Интервалы между обработками определяются временем замедленного снижения давления в камере и обычно составляют 5-10 суток от качки. После каждой обработки камеры желательно провести обработку магнито-разрядного насоса при давлении аргона $(6-7) \cdot 10^{-2}$ Па в течение 10-15 мин. В дальнейшем обработку камеры разрядом рекомендуется проводить после напуска атмосферы и выработки камеры.

Из полученных результатов можно сделать следующий вывод: при обработке камеры вакуумной системы I ступени УНК можно рекомендовать указанные выше режимы разряда, для зажигания которого использовать электрод, установленный в лайнере промежуточного патрубка. Лайнер, как было показано выше, не оказывает заметного влияния на получение и поддержание требуемого вакуума.

Л и т е р а т у р а

1. Мирзоев К.Г., Павлов А.А., Рогозинский В.Г. Вакуумные параметры модели камеры I ступени УНК для режима встречных пучков. Труды 8-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1983, т. I, с. 289.
2. Рогозинский В.Г., Ушков В.Л. Очистка вакуумной камеры ускорителя тлеющим разрядом в аргоне и аргонная обработка магнито-разрядных насосов. Препринт ИФВЭ 76-16, Серпухов, 1976.

АВТОМАТИЗАЦИЯ КОНТРОЛЯ ВАКУУМА НА НАКОПИТЕЛЯХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Б.А.Гудков, В.И.Юхлин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

ВВЕДЕНИЕ

Современные ускорительные комплексы требуют поддержания и контроля высокого вакуума. Для накопителей заряженных частиц необходимы давления 10^{-8} – 10^{-9} Торр, для каналов транспортировки пучка и линейных ускорителей-инжекторов – 10^{-5} – 10^{-7} Торр.

Наиболее распространенными средствами откачки являются магниторазрядные насосы (МРН). Давление и ток МРН связаны линейной зависимостью в диапазоне от 10^{-5} до 10^{-9} Торр, что позволяет измерять давление по току МРН.

Опыт эксплуатации ранее разработанной системы измерения вакуума на ускорительно-накопительном комплексе ВЭПП-4 /1/ оправдал основной принцип ее построения: разделение на преобразователи тока в частоту (датчики), расположенные вблизи МРН, и многоканальный измеритель (частотомер). В описываемом комплекте аппаратуры этот принцип получил дальнейшее развитие.

ОРГАНИЗАЦИЯ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЙ

На рис.1 приведена структурная схема системы измерения вакуума накопителя "Сибирь-1".

Система содержит периферийное оборудование и многоканальные измерители ИВА-16. Система в целом подобна многоканальному интегрирующему АЦП с одновременным интегрированием сигнала и опоры с той существенной разницей, что выбор канала осуществляется не на аналоговом, а на цифровом уровне. Преобразователи тока в частоту (ПТЧ), входящие в периферийное оборудование, формируют выходную частоту следования импульсов, величина которой пропорциональна току МРН. Частоты, соответствующие величинам токов и напряжений МРН, передаются в ИВА-16 по 75-омным кабелям в виде разнополярных импульсов. К каждому из 16 каналов ИВА-16 может подключаться произвольный канал из набора периферийного оборудования.

Система имеет следующие параметры:

- суммарный диапазон контроля вакуума от 5×10^{-11} до 6×10^{-5} Торр,
- диапазон измерения напряжения 0,1–8 кВ,
- время измерения по одному каналу 200 мс;
- ошибка измерений тока и напряжения $\pm 2\%$ от измеряемой величины.

Как ИВА-16, так и преобразователи тока в частоту являются однодиапазонными устройствами. Динамический диапазон определяется разрядностью счетчика в ИВА-16 (16 двоичных разрядов) и принят равным 60000. Использование ПТЧ с различной крутизной преобразования дает возможность иметь поддиапазоны измерения по току. Разработаны ПТЧ с максимальными измеряемыми токами 6 мА (для сверхвысокого вакуума) и 120 мА (для установок с "умеренным" вакуумом). Таким образом, наличие поддиапазонов является свойством системы в целом, в то время как отдельные узлы системы являются однодиапазонными, что позволяет делать их сравнительно простыми.

ИЗМЕРИТЕЛЬ ВАКУУМА ИВА-16

Структурная схема измерителя представлена на рис.2. Импульсы положительной и отрицательной полярности, соответствующие данным тока и напряжения

МРН, поступают на входы измерителя /ВХ/, переводятся в уровни логики ТТЛ, и с помощью двоянного мультиплексора /МП/ подаются на счетчики тока /СТ/ и напряжения /СН/, в течение времени измерения накапливаются в счетчиках и заносятся в ЗУ. Измерение всех 16 каналов производится последовательно. ЗУ может обмениваться информацией с ЭВМ через магистраль КАМАК. Адрес ЗУ определяется при этом регистром адреса /РА/. Управляющий автомат /УА/ задает время измерения по одному каналу, алгоритм работы измерителя и перебор адресов посредством счетчика адреса /СА/.

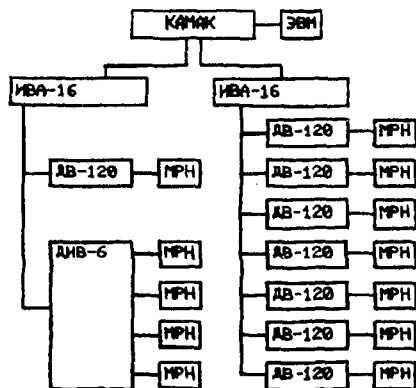


Рис.1. Система измерения вакуума накопителя "Сибирь-1".

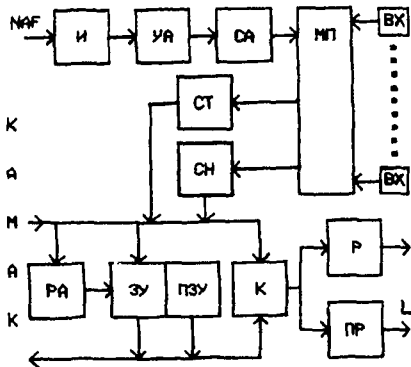


Рис.2. Структурная схема измерителя вакуума ИВА-16.

Для организации автономной работы системы в ЗУ хранятся программно задаваемые пределы по току и напряжению для каждого канала. Кроме того, имеются постоянные пределы по току для каждого канала, хранящиеся в ПЗУ. Сравнение пределов и данных тока и напряжения осуществляется цифровым компаратором /К/. Если ток в каком-либо канале превышает предел, или напряжение меньше предела, то генерируется сигнал прерывания /ПР/ в магистраль КАМАК. Если ток превышает постоянный предел, срабатывает реле /Р/. Интерфейс /И/ взаимодействует с магистралью КАМАК.

ПЕРИФЕРИЙНОЕ ОБОРУДОВАНИЕ

В таблице приведены основные характеристики периферийного оборудования:

! Наимен. !	Изм. ток !	Давление (Торр) !	Тип датчика !
! ДИБ-6 !	! 100нА-6мА !	! 5жТОЕ-II - 3жТОЕ-9 !	! 4 МРН !
! ДИБ-400 !	! 2мкА-120мА !	! 1жТОЕ-9 - 6жТОЕ-5 !	! МРН !
! ДВ-120 !	! 2мкА-120мА !	! 1жТОЕ-9 - 6жТОЕ-5 !	! МРН !
! ДВ-6 !	! 100нА-6мА !	! 5жТОЕ-II - 3жТОЕ-9 !	! МРН !

Датчики вакуума ДВ-120 и ДВ-6 предназначены для контроля тока и напряжения одного МРН.

4-канальный высоковольтный источник ДИБ-6 предназначен для питания 4 МРН и контроля их токов и напряжений.

Высоковольтный источник ДИВ-400 предназначен для питания одного МРН и контроля его тока и напряжения.

На рис.3 приведены вольтамперные характеристики ДИВ-6 и ДИВ-400.

ПРОГРАММНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ

Для всех действующих систем измерения вакуума написаны рабочие программы, позволяющие получать информацию о давлениях, токах и напряжениях МРН, задавать пределы по току и напряжению и т.п. Программы, помимо функций, необходимых пользователю, периодически контролируют величины постоянных пределов по току, что страхует пользователя от неправильной их установки при замене или перестановке модулей в крейте и т.п. случаях.

Помимо программного обеспечения по обслуживанию действующих установок, создан пакет программ, предназначенных для автоматизированной отладки и контроля всей производимой аппаратуры.

ДЕЙСТВУЮЩИЕ СИСТЕМЫ ИЗМЕРЕНИЯ ВАКУУМА

Описанная система измерения вакуума в настоящее время работает на установках "Сибирь-1", ТРАПШ, "Микротрон", "Амбал", ВЭПШ-2, ВЭПШ-3 и др.

На рис.4 приведена распечатка работы системы на накопителе ВЭПШ-3. В верхней части рисунка расположена диаграмма распределения давлений по МРН, в нижней части - временная диаграмма изменения давлений 3 произвольно выбранных насосов. Рисунок получен с цветного дисплея.

Описываемый комплект аппаратуры обладает рядом преимуществ по сравнению с ранее эксплуатировавшимися системами: линейность и отсутствие разброса характеристик датчиков, контроль токов и напряжений МРН, повышенная автономность системы. Использование частоты следования импульсов в качестве промежуточного вида информации позволяет передавать сигнал большого динамического диапазона на значительные расстояния в условиях помех.

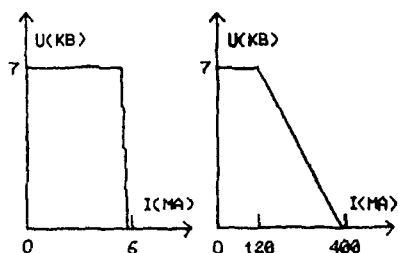


Рис.3. Вольтамперные характеристики источников ДИВ-6 и ДИВ-400.

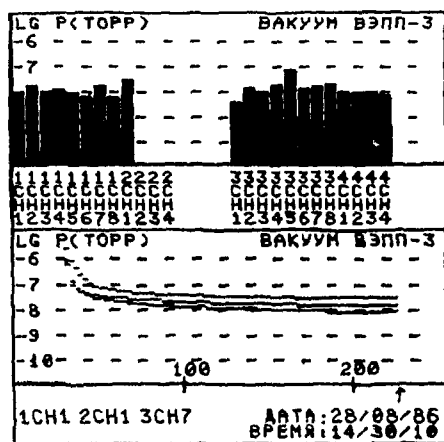


Рис.4. Вакуум накопителя ВЭПШ-3, копия с дисплея.

ЛИТЕРАТУРА. Б.А.Гудков, Э.А.Купер, А.С.Медведко, В.И.Нифонтов. Система измерения вакуума на накопителе ВЭПШ-4.

-Автометрия, 4, 1978.

СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЙ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ МЕТОДОМ СПИНОВОГО ЭХА

Н.И.Зиневич, А.С.Медведко, Д.П.Суханов, Б.И.Щубин
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

1. Введение

Для точных измерений постоянных магнитных полей, их стабилизации используются магнитометры, основанные на различных методах ядерного магнитного резонанса (ЯМР). В настоящее время на накопительных заряженных частиц в ИЯФ СО АН СССР эксплуатируются автодинные магнитометры и нутационные с проточной жидкостью. Прогресс, достигнутый в последние годы в цифроаналоговой и аналого-цифровой технике, открыл возможность создания автоматизированной системы магнитных измерений, основанной на нетрадиционных методах ЯМР. В описываемой системе используется метод спинового эха, который, как оказалось, придает системе магнитных измерений определенные преимущества перед другими типами магнитометров. К ее достоинствам следует отнести возможность размещения датчиков на значительном удалении от аппаратуры и легкость организации многоканальных измерений, полную автоматизацию измерений.

2. Основы метода спинового эха

Для понимания принципов, лежащих в основе измерения магнитных полей методом спинового эха, необходимо остановиться на физике эффекта спинового эха.

Движение отдельного ядерного момента $\vec{\mu}_i$ во внешнем поле $\vec{H}_0$ подчиняется уравнению $d\vec{\mu}_i/dt = \gamma[\vec{\mu}_i \times \vec{H}_0]$, решение которого представляет собой свободную прецессию вокруг направления поля с угловой скоростью $\omega_0 = \gamma H_0$ (γ — ядерное гиромагнитное отношение). Добавим слабое переменное поле $\vec{H}_1$ частоты ω , поляризованное по кругу в плоскости, перпендикулярной направлению $\vec{H}_0$. В этом случае, перейдя во вращающуюся с частотой ω систему координат, обнаружим, что ядерный момент прецессирует вокруг направления эффективного поля величины $H_{эфф} = \sqrt{(H_0 - \frac{\omega}{\gamma})^2 + H_1^2}$ с угловой скоростью $\omega_{эфф} = \gamma H_{эфф}$. При резонансе, когда $\omega = \omega_0$, движение момента в неподвижной системе координат является наложением двух вращений: прецессии вокруг $\vec{H}_0$ с частотой ω_0 и вокруг $\vec{H}_1$ с меньшей частотой $\omega_1 = \gamma H_1$. Конец вектора $\vec{\mu}_i$ будет следовать по спиральной траектории на сферической поверхности и за время Δt отклонится от направления $\vec{H}_0$ на угол $\Delta \theta = \omega_1 \Delta t$. Воздействуя на систему ядерных моментов, имеющую макроскопическую ядерную намагниченность $\vec{M}$, коротким импульсом переменного поля, можно отклонить вектор $\vec{M}$ на заданный угол (например 90°) от направления внешнего поля, после чего он будет стремиться к своему равновесному состоянию. Затухание поперечной компоненты $\vec{M}$, связанное с неоднородностью поля, является обратимым явлением. Воздействуя через некоторое время на систему импульсом, поворачивающим ядерные моменты на 180° , можно восстановить поперечную намагниченность. Это явление — спиновое эхо — объясняется следующим образом [1]. Поперечные компоненты магнитных моментов отдельных частиц образца, расходящиеся по фазе из-за разности частот прецессии, под воздействием второго импульса располагаются так, что начинают сходиться. В результате фазировки через время, равное интервалу между импульсами, восстанавливается поперечная компонента макроскопической намагниченности. Форма огибающей эха имеет колоколообразную форму, а частота колебаний вектора намагниченности равна средней частоте ларморовской прецессии в поле $\vec{H}_0$.

В описываемой системе измерение магнитного поля производится следующим образом. В образце вещества с нужным сортом ядер (например, протонами или ядрами лития) воздействием пары импульсов возбуждается спиновое эхо. Принимаемый с датчика эхо-сигнал частоты ЯМР переносится на низкую промежуточную частоту, где с помощью АЦП преобразуется в цифровую форму и далее производится спектральный анализ методом быстрого преобразования Фурье. По вычисленному спектру и известной гетеродинной частоте определяется частота эхо-сигнала и соответствующее ей значение магнитной индукции.

3. Система измерений

Автоматизированная система магнитных измерений построена по схеме рис.1. Датчиком является ампула с рабочим веществом, помещенная в цилиндрическую катушку с осью, перпендикулярной измеряемому полю. Обмотка катушки служит как для создания переменного поля H_1 при возбуждении, так и для приема эхо-сигнала, наводимого в ней поперечной компонентой вектора намагниченности.

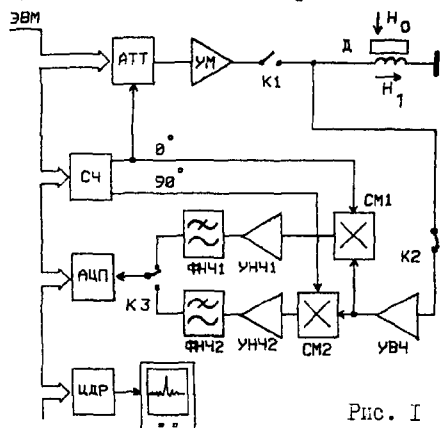


Рис. 1

Частота импульсов возбуждения задается управляемым от ЭВМ синтезатором частоты СЧ [2]. Напряжение синтезатора через аттенуатор АТТ, усилитель мощности УМ и ключ К1 подается на датчик Д. Ключ формирует пару импульсов длительностью 100 и 200 мкс с интервалом 20 мс между ними. Аттенуатором, управляемым от ЭВМ, регулируется амплитуда импульсов так, чтобы произведение амплитуды поля возбуждения на длительность сохранялось в рабочем диапазоне частот.

Эхо-сигнал частоты ЯМР снимается с датчика через ключ К2, работающий в противофазе с К1, усиливается

маломощным усилителем УВЧ и поступает на два ортогональных канала переноса частоты. Каждый канал содержит смеситель СМ, усилитель УНЧ и фильтр нижних частот ФНЧ. Гетеродинные напряжения на смесители поступают с ортогональных выходов синтезатора. На выходах каналов, таким образом, формируются два ортогональных эхо-сигнала низкой (единицы кГц) промежуточной частоты, которые через коммутатор КЗ подаются на вход АЦП и далее в ЭВМ. Коммутатор работает с частотой 10 кГц, являющейся частотой дискретизации, и служит для временного разделения сигналов. Полоса пропускания измерительного тракта составляет 5 кГц. Наличие двух ортогональных каналов необходимо для устранения зависимости параметров выходного сигнала от неопределенности фазы принимаемого с датчика эхо-сигнала.

Система магнитных измерений имеет два основных режима работы: режим поиска эхо-сигнала и режим измерения. В режиме поиска осуществляется сканирование по частоте с шагом, не превышающем полосу пропускания. Временной интервал между шагами составляет около 0,3 с. Поскольку отношение сигнал/шум может быть малым, например, в слабых полях, на каждом шаге измерения сигнал подвергается численной корреляционной обработке. Как известно из теории оптимальной фильтрации [3], корреляционный метод измерений дает наиболее достоверное обнаружение на фоне шумов сигнала с априорно известными параметрами. Эхо-сигнал характеризуется тремя параметрами: частотой ЯМР, моментом появления и формой огибающей; два последних параметра считаются априорно известными. В резуль-

тате поиска получается функция корреляции по частоте между эхо-сигналом и его копией (рис. 2а). Частота, на которой модуль функции корреляции принимает максимальное значение, является наиболее достоверным значением частоты ЯМР с погрешностью, не превышающей шага сканирования.

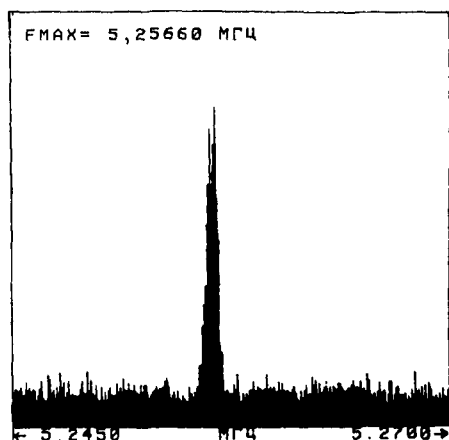


Рис.2 а

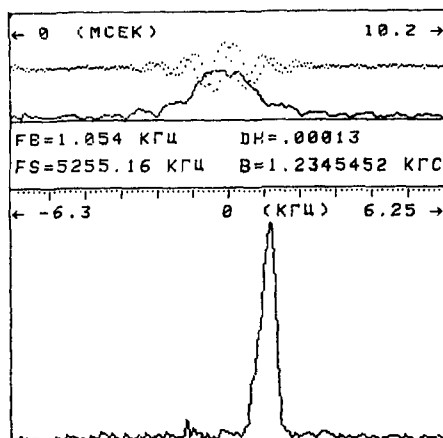


Рис.2 б

В режиме измерения частота синтезатора устанавливается вблизи частоты ЯМР. Измеренный эхо-сигнал промежуточной частоты подвергается в ЭВМ спектральному анализу с помощью быстрого преобразования Фурье, при этом определяется центр тяжести его спектра. По измеренной частоте центра тяжести спектра и известной частоте синтезатора вычисляются частота ЯМР эхо-сигнала и соответствующее ей магнитное поле. После каждого цикла измерения, занимающего 1-3 с, частота синтезатора устанавливается так, чтобы расстройка оставалась постоянной (около 1 кГц), осуществляя тем самым слежение за измеряемым полем. Эхо-сигнал, его спектр и вычисленное значение поля выводятся на дисплей (рис.2б).

Система позволяет измерять поля в диапазоне 0,05-1 Тл с помощью двух протонных датчиков (диапазон частот 2,1-42 МГц). Относительная погрешность измерений не превышает 3×10^{-6} . Ампулы датчиков имеют диаметр 5 мм с длиной обмотки 10 мм и заключены в медный экран. Датчик соединяется с измерительной системой 50-омным кабелем, согласованным с одного конца, что позволяет размещать его на значительном (десятки метров) удалении от системы. Широкополосность датчика дает возможность получить большое перекрытие по полю одним датчиком (3-5 раз).

В настоящее время работает автоматизированная система магнитных измерений с полями до 1 Тл. Расширение диапазона в области более сильных полей будет осуществляться применением датчиков с ядрами лития, имеющими меньшее гиромагнитное отношение. Это даст возможность при том же частотном диапазоне измерять поля до 2,6 Тл. Планируется реализовать также многоканальный режим работы системы.

Литература

1. Леше А. Ядерная индукция . М.: Иностранная литература, 1963.
2. Зиневич Н.И., Шубин Е.И. Синтезатор частоты в стандарте КАМАК . Препринт ИИФ СО АН СССР, 84-14, Новосибирск, 1964.
3. Тихонов В.И. Статистическая радиофизика . М.: Советское радио, 1966.

ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

Председатель: В.И.Курилко

Секретарь: А.Л.Светов

Сессия 6

345/346

СВЕТИМОСТЬ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ НА ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОМ НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-2М СО СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ МАГНИТНОЙ "ЗМЕЙКОЙ"

А.Б.Бассерман, Н.В.Воробьев, В.С.Глускин, И.М.Аванов,
Г.И.Кезерашвили, А.А.Кооп, А.И.Лысенко, А.А.Михайличенко,
В.А.Переведенцев, А.А.Полунин, А.Н.Скринский, В.Ф.Туркин,
Ю.М.Шатунов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Введение

С октября 1984 года в течение двух лет электрон-позитронный накопитель ВЭПП-2М [1] в экспериментах по физике высоких энергий работает со сверхпроводящей "змейкой" [2,3]. Основная цель постановки "змейки" — увеличение светимости установки в диапазоне энергий от 2×200 до 2×700 МэВ. За это время выполнена обширная программа физических экспериментов в области энергий 250 ± 516 МэВ с "нейтральным" детектором [4], которая в конце 1986 года полностью завершится.

В начале 1987 года запланирована реконструкция ускорительного комплекса ВЭПП-2М, которая включает монтаж и пуск нового бустерного накопителя БЭП [5]. Одновременно на кольце ВЭПП-2М будет установлен новый криогенный детектор КМД-2 [6]. Детектор с продольным магнитным полем $H = 2,0$ Тл состоит из координатной части на основе дрейфовой камеры с высоким пространственным разрешением и электромагнитного калориметра, позволяющего с высокой энергетической точностью регистрировать фотоны. При условии достижения светимости $\sim 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ эти качества детектора позволят изучить редкие типы реакций e^+e^- -аннигиляции, в том числе с образованием большого количества заряженных частиц и фотонов.

1. Увеличение светимости встречных пучков

Включение "змейки" в магнитную структуру накопителя приводит к увеличению светимости в основном за счет роста горизонтального фазового объема пучков δ_x . При составлении проекта предполагалось, что увеличение светимости будет происходить также за счет достижения более высоких значений параметров пространственного заряда $(\xi_z)_{\text{max}}$ и $(\xi_x)_{\text{max}}$ благодаря возрастанию радиационных декрементов G_z , G_x и соответствующего ослабления эффектов встречи [2,3].

Основные параметры "змейки" оптимизированы на достижение светимости $L_{\text{max}} \sim 2 \times 10^{31} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в области энергии Ψ -мезона (2×510 МэВ) без изменений магнитной структуры и конструкции накопителя. Исходными данными для прогнозирования светимости во всем диапазоне энергий явились значения параметров пространственного заряда $(\xi_z)_{\text{max}} = 0,05$ и $(\xi_x)_{\text{max}} = 0,02$ в режиме равных токов (режим максимальной светимости), которые были получены на энергии 510 МэВ до постановки "змейки". На этой энергии горизонтальный эмиттанс может быть увеличен примерно в 5 раз. Дальнейший рост δ_x в пределах существую-

шей физической апертуры ограничен понижением достижимого значения $(\xi_x)_{\max}$, когда отношение апертуры к радиальному размеру пучка $A/\delta_{x\text{tot}} \sim 8$. Предполагая $(\xi_{z,x})_{\max} \sim (G_{z,x})^{1/3}$, можно вычислить предельные параметры пространственного заряда при включенном максимальном поле "змейки":

$$E = 510 \text{ МэВ}, \quad H_W = 75 \text{ кГс}, \quad (\xi_z)_{\max} = 0,061, \quad (\xi_x)_{\max} = 0,027.$$

Вероятно, остается справедливой зависимость $(\xi_{z,x})_{\max} \sim \gamma$ (γ - релятивистский фактор). За счет увеличения пороговых значений по $(\xi_z)_{\max}$ и $(\xi_x)_{\max}$ выигрыш в светимости дополнительно может составить $\approx 1,7$ раза.

Следует отметить, что в силу требования сохранения максимальной динамической апертуры накопителя магнитное поле "змейки" в зависимости от энергии следует закону $(H_W)_{\max} \sim \gamma$ при $E < 510 \text{ МэВ}$. Следовательно, $\delta_x \sim \gamma^2$, $L_{\max} \sim \gamma^6$, $T_n \sim \gamma^4$. Время жизни пучков, определяемое эффектом внутрисгусткового рассеяния, для данной энергии ведет себя как $\tau_{\text{ж}} \sim \delta_x^{3/2}$.

Таким образом, фактор увеличения светимости в диапазоне энергий $250 \leq E \leq 510 \text{ МэВ}$ может быть получен ~ 8 .

На низких энергиях, начиная с 250 МэВ , фазовые объемы пучков определяются эффектом многократного внутрисгусткового рассеяния [7], и прирост светимости достигается в основном за счет увеличения декрементов радиационного затухания. В этом энергетическом диапазоне на предельных по эффектам встречи токах эмиттанс $\delta_x \approx \text{const}$, а максимальная светимость должна подчиняться закону $L_{\max} \sim \gamma^4$.

В диапазоне энергий $510 < E \leq 700 \text{ МэВ}$ максимальное поле в "змеijke" предполагается поддерживать на постоянном уровне, $H_W = 75 \text{ кГс}$. Поэтому горизонтальный фазовый объем практически не зависит от энергии, $\delta_x \approx \text{const}$. С учетом относительного изменения вклада поля "змейки" в декременты радиационного затухания $L_{\max} \sim \gamma^{7/2}$. На энергии 700 МэВ декременты определены в основном излучением в поле поворотных магнитов, и выигрыш в максимально возможной светимости примерно в 2,5 раза достигается за счет увеличенного δ_x .

На рис.1 приведены экспериментальные данные достигнутой светимости с включенной и выключенной "змежкой". Нижняя кривая соответствует средней светимости $\langle L \rangle$, полученной в экспериментах с детектором "ОЛЯ" (нет "змейки"). До энергии $\approx 430 \text{ МэВ}$ светимость следует закону $L \sim \gamma^6$, затем сказывается недостаточная скорость накопления позитронов. Средняя кривая - светимость в экспериментах с "нейтральным" детектором ("змейка" выключена). Верхняя кривая представляет расчетное значение максимальной светимости при достаточной скорости накопления позитронов.

На энергии 250 МэВ при включенном поле "змейки" $H_W = 37 \text{ кГс}$ средняя в экспериментах светимость увеличена в 5,5 раз, а максимальная - в 7 раз и составила величину $0,2 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Наблюдается малое время жизни максимальной светимости из-за влияния эффектов встречи в горизонтальной плоскости.

На рис.2 изображена зависимость ξ_z от ξ_x в режиме равных токов на энергии 250 МэВ . При достижении $(\xi_x)_{\max} = 0,0134$, что соответствует току $6,7 \text{ мА}$, наблюдается резкое ухудшение времени жизни пучков. В то же время параметр пространственного заряда ξ_z практически не достигает возможной максимальной величины. Подобный характер работы эффектов встречи вблизи $(\xi_x)_{\max}$ можно объяснить отсутствием симметрии по набегу бетатронной фазы μ_x между местами встречи, в случае, когда пучки встречаются в соседних со "змежкой" экспериментальных промежутках. Тем не менее достигнутые максимальные значения параметров пространственного заряда превышают аналогичные величины, которые могут быть получены при выключенном поле "змейки".

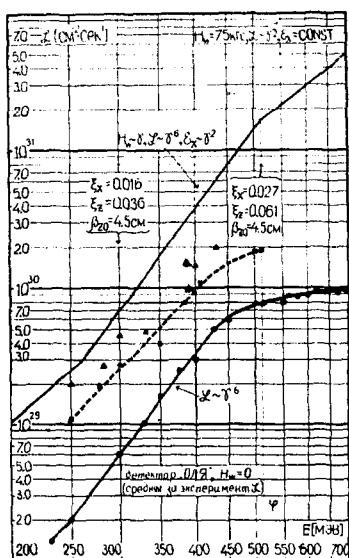


Рис.1. Зависимость светимости электрон-позитронного накопителя ВЭПП-2М от энергии. Δ - максимальная достигнутая светимость при включенной "змеяке".

Расчетные значения максимальной светимости $L_{\max}$ и параметров пространственного заряда для энергии 250 МэВ с включенным полем в "змеяке" составляют:

$$L_{\max} = 0,23 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, (\xi_x)_{\max} = 0,0132, (\xi_z)_{\max} = 0,03.$$

Экспериментально достигнутые результаты:

$$L_{\max} = 0,2 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, (\xi_x)_{\max} = 0,0134, (\xi_z)_{\max} = 0,0275.$$

Змеяка выключена: $L_{\max} = 0,03 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}, (\xi_x)_{\max} = 0,01, (\xi_z)_{\max} = 0,0245.$

Таким образом, возможность увеличения светимости за счет роста горизонтального фазового объема пучков реализована полностью. Кроме того, благодаря росту декрементов затухания, вносимого "змежкой", светимость дополнительно увеличена в 1,5 раза.

В области энергий Ψ -мезона светимость выросла примерно в 3 раза, $L_{\max} = 3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. Дальнейшее увеличение светимости ограничено возбуждением двухпучковой когерентной фазовой неустойчивости и недостаточной скоростью накопления позитронов. Достигнутый режим по встречным токам 55 МА(e^-)х25 МА(e^+) вместо расчетного 100 МАх 100 МА, который будет возможен только после запуска нового бустерного накопителя БЭП. Полученные результаты на низких энергиях дают основание рассчитывать на дальнейшее увеличение светимости в области энергий Ψ -мезона при условии успешного решения проблем с когерентной фазовой неустойчивостью и достижения требуемой скорости накопления позитронов.

2. Зависимость параметров пространственного заряда от искажений магнитной структуры накопителя

Вносимое "змежкой" искажение магнитной структуры скомпенсировано с помощью коррекций градиентов основных квадрупольных линз накопителя [2,3]. При этом сохраняется только условная четырехкратная зеркальная симметрия. Важным

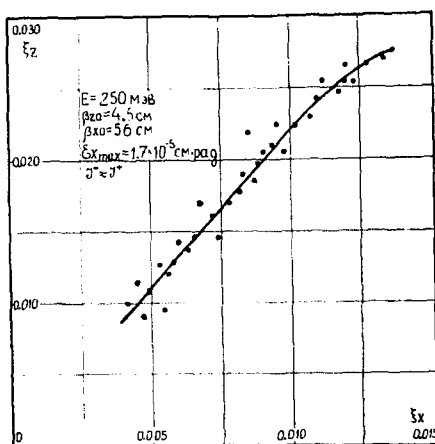


Рис.2. Зависимость параметра пространственного заряда ξ_z от значения ξ_x в режиме равных встречных токов ($\xi_x \sim$ току встречного пучка).

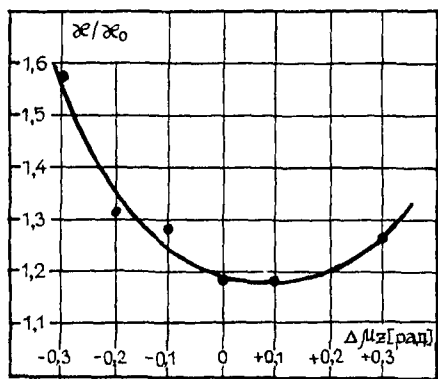


Рис.3. Относительная степень увеличения вертикального эмиттанта встречного пучка $\mathcal{E}/\mathcal{E}_0$ от величины $\Delta\mu_z$ при фиксированном значении ξ_z .

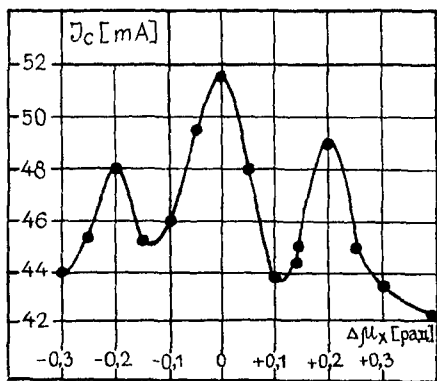


Рис.4. Зависимость предельного тока встречного пучка от величины $\Delta\mu_x$.
 $E = 390$ МэВ, $\Delta\mu_z \approx 0$, $\gamma_x = 3.0588$, $\gamma_z = 3.0974$.

параметром магнитной структуры, оказывающим существенное влияние на достижимые параметры пространственного заряда, является симметрия набегов бетатронных фаз μ_z и μ_x между местами встречи. Идеальным является случай, когда $\Delta\mu_{z,x} = (\mu_{z,x})_{\rightarrow} - (\mu_{z,x})_{\leftarrow} = 0$, т.е. отсутствует модуляция набегов бетатронных фаз между местами встречи. Влияние такой модуляции на работу эффектов встречи рассматривалось ранее как аналитически, так и с помощью численного моделирования. Результаты моделирования показывают, что модуляция набега бетатронной фазы может приводить как к "раздуванию" пучков (вертикальная плоскость), так и к ограничению времени жизни (горизонтальная плоскость) [8,9].

Если встреча происходит в прямолинейных промежутках, где располагается "змеяка", и наоборот, то сохраняется полная симметрия по набегам бетатронных фаз $\mu_{z,x}$ между местами встречи и модуляции отсутствуют. Совершенно другая ситуация в случае встречи пучков в соседних со "змежкой" экспериментальных промежутках. В вертикальной плоскости при компенсации искажений магнитной структуры условие $\Delta\mu_z = 0$ удается выполнить и сохраняется зеркальная симметрия. В горизонтальной плоскости из-за требования оптимальных значений других важных параметров структуры (симметрия по β_x тах, γ_x тах, нужное значение инварианта Куранта-Снайтера для γ_x на длине "змежки" и др.) зеркальная симметрия в набеге бетатронной фазы μ_x может отсутствовать.

На накопителе ВЭПП-2М проведены эксперименты по количественному изучению влияния модуляции $\mu_{z,x}$ на достижимые параметры пространственного заряда. На рис.3,4 представлена информация о степени влияния величины $\Delta\mu_z$ на "раздувание" пучка в вертикальной плоскости и $\Delta\mu_x$ на предельное значение тока встречного пучка. Эксперименты проведены в режиме "сильный-слабый" пучок, причем встреча происходила в промежутке со "змежкой" и противоположном. Здесь $\mathcal{E} = (\mathcal{E}_z^+/\mathcal{E}_x^+)^{1/2}$ - коэффициент связи фазовых объемов "слабого" пучка, который является функцией тока "сильного" пучка. $\mathcal{E}_0$ - значение $\mathcal{E}$ в отсутствие встречного пучка. $\mathcal{E}_x^+ = \mathcal{E}_x^- = \text{const}$, $\xi_x \sim J^+$, J^- - ток сильного пучка (e^-). Отношение $\mathcal{E}/\mathcal{E}_0$ характеризует относительную степень "раздувания" "слабого" пучка. Подобная работа эффектов встречи проявляется и в режиме двух "сильных" пучков (режим максимальной светимости).

При перестройке режима работы накопителя из-за погрешностей в выставке градиентов линз, как правило, возникает рассогласование зеркальной симметрии набегов бетатронных фаз по отношению к местам встречи. Доступный способ из-

мерения параметров магнитной структуры не обладает достаточной точностью и требует длительного времени в настройке. Наиболее эффективным является метод настройки магнитной структуры по критерию получения максимальной светимости. Было проведено моделирование на ЭМ и составлены алгоритмы управления симметрией по μ_z , μ_x и совмещения минимального значения β_{z0} с местом встречи пучков. Все другие важные параметры магнитной структуры, включая частоты бетатронных колебаний, остаются без изменений. Практическая работа в режиме встречных пучков показывает высокую оперативность и точность подобного метода настройки.

3. Управление вертикальной β -функцией в месте встречи

Первоначально планировался режим работы со значением вертикальной β -функции в месте встречи $\beta_{z0} = 3,0$ см, что предполагает условие $\beta_s < \beta_{z0}$. Как для укорочения "естественной" длины ступка β_s , так и для компенсации его удлинения, пропорционального росту тока, предусматривалось увеличение напряжения V_0 на ускоряющем ВЧ-резонаторе. Однако практическая реализация такого укорочения в настоящее время затруднительна, поскольку связанный с этим рост частоты синхротронных колебаний ν_s приводит к понижению порога возбуждения двухпучковой когерентной фазовой неустойчивости. Наличие остаточ-

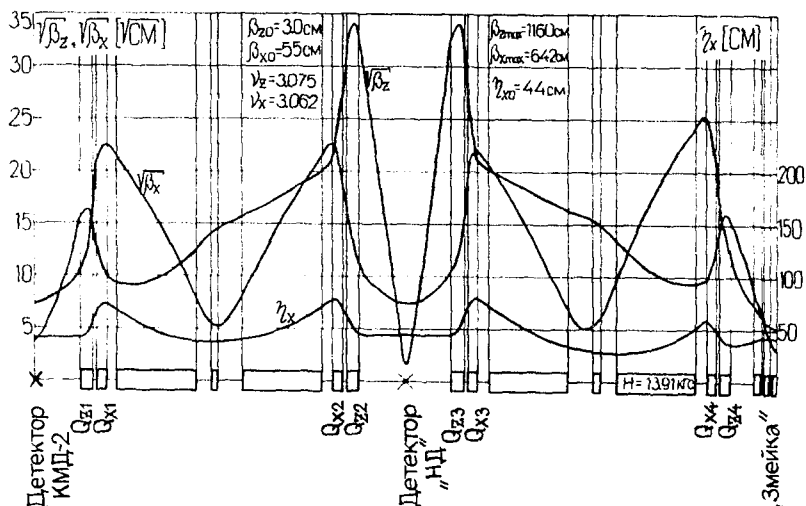


Рис.5. Магнитная структура половины кольца ВЭПП-2М, зеркально-симметричная по отношению к центру "змейки".

ных когерентных фазовых колебаний с малыми амплитудами при уменьшении β_{z0} вызывает понижение достижимого значения $(\xi_z)_{\max}$. Эти эффекты накладывают ограничение на минимальную величину β_{z0} , которая в диапазоне энергий 250+516 МэВ оказалась в пределах 4,3+4,7 см. В каждом конкретном случае величина β_{z0} оптимизировалась на получение максимальной светимости. Для оперативного управления вертикальной β -функцией используются коррекции градиентов квадрупольных линз $Q_{z1} \div Q_{z4}, Q_{x1} \div Q_{x4}$ и соответствующие им зеркально-симметричные согласно алгоритму (рис.5):

$$-\Delta G(Q_{z2}, Q_{z3}, Q_{z2}^*, Q_{z3}^*) + 2,2 \Delta G(Q_{z1}, Q_{z4}, Q_{z1}^*, Q_{z4}^*) - 0,39 \Delta G(Q_{x2}, Q_{x3}, Q_{x2}^*, Q_{x3}^*) + 0,86 \Delta G(Q_{x1}, Q_{x4}, Q_{x1}^*, Q_{x4}^*).$$

Мониторингующим процессом служит скорость счета однократного тормозного излучения на встречном пучке.

4. Использование синхротронного излучения из "змейки"

Синхротронное излучение, генерируемое сверхпроводящей "змейкой", используется на двух каналах вывода СИ с электронного направления для исследовательских и прикладных целей. Оба канала оснащены окнами-фильтрами для вывода мягкого рентгеновского излучения в диапазоне длин волн $\sim 5\text{--}12 \text{ \AA}$. На одном из каналов используется излучение с $\lambda \sim 5 \text{ \AA}$ для экспериментов по контактной рентгеновской микроскопии. На другом канале проводятся регулярные работы по созданию промышленной технологии субмикронной рентгенолитографии на длине волны $\lambda \sim 10\text{--}12 \text{ \AA}$. В этих экспериментах неподвижная пластина диаметром 80 мм с маской засвечивается по всей поверхности с однородностью не хуже 5%. Для этой цели используется специальный режим с "качающейся" орбитой в вертикальной плоскости, который обеспечивается с помощью пилообразного магнитного поля с частотой до 30 Гц в корректоре орбиты [10].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Тумайкин Г.М. Электрон-позитронный накопитель с высокой светимостью ВЭПП-2М. Труды 10-й Международной конференции по ускорителям высоких энергий. ИФВЭ, Протвино, 1977, т.1, стр. 443.
2. Анашин В.В., Вассерман И.Б. и др. Сверхпроводящая "змейка" с полем 75 кГс для электрон-позитронного накопителя ВЭПП-2М. Труды 6-го Всесоюзного совещания по использованию синхротронного излучения СИ-84. Инф СО АН СССР, Новосибирск, 1984, стр.55.
3. Anashin V.V., Vasserman I.B. et al. The 75 kG Superconducting Wiggler magnet for the electron-positron storage ring VEPP-2M Preprint /INP/ 84-123, 1984.
4. Golubev V.V. et al. Nucl. Instr. and Methods, 227 (1984), 467.
5. Анашин В.В., Вассерман И.Б. и др. Электрон-позитронный накопитель-охладитель БЭП. Труды 9 Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИИИ, Дубна, 1985, т.2, стр.238.
6. Аксенов Г.А., Аульченко В.М. и др. Проект детектора КМД-2 для ВЭПП-2М. Препринт ИЯФ СО АН СССР 85-118, Новосибирск, 1985.
7. Вассерман И.Б., Иванов П.М. и др. Состояние работ на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М. Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИИИ, Дубна, 1981, т.1, стр.242.
8. Вассерман И.Б., Израйлев Ф.М. Влияние различных типов модуляции на понижение порога стохастичности в эффектах встречи. Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИИИ, Дубна, 1981, т.2, стр.268.
9. Myers S. Simulation of the Beam-beam Effect for e^+e^- Storage Rings, CERN-ISR /RF /82-06, Geneva, 1982.
10. Gluskin E.S., Ivanov P.M., Kulipanov G.N., Skrinsky A.N. and Shatunov Yu.M. First experiments with SR from the 75 kG Superconducting Wiggler on VEPP-2M storage ring. Proceedings of the International Conference on X-ray and VUV synchrotron radiation instrumentation. Stanford, USA, 1985; NIM, 1986, vol.A246, N. 1-3, p.41-45.

ВЛИЯНИЕ МАЛОГО РАЗВЕДЕНИЯ ПУЧКОВ НА ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ В НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-4

А.Б.Темных

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Принципиальное ограничение светимости ускорителей со встречными пучками часто связано с эффектами, вызванными взаимодействием частиц с сильно нелинейным электромагнитным полем встречного сгустка. В литературе эти эффекты получили название эффектов встречи. Сильное влияние на эффекты встречи оказывают синхротронное движение частиц /1,2/, квантовые флуктуации синхротронного излучения /3/ и радиационное затухание /6/, нелинейные компоненты ведущего магнитного поля /4/ и др. В данной работе рассматривается влияние малого разведения орбит пучков на месте их взаимодействия на эффекты встречи и представлены экспериментальные данные, полученные на накопителе ВЭПП-4.

В одномерном случае движения частиц в ускорителе со встречными пучками можно описать гамильтонианом /5/:

$$H = H_0 + V(x) \cdot \delta(s).$$

Здесь H_0 - описывает невозмущенное движение, член $V(x) \delta(s)$ учитывает влияние электромагнитного поля встречного сгустка. Если орбиты встречных пучков в месте их взаимодействия совпадают, и плотность частиц в сгустках описывается бигaussianским законом, то $V(x)$ является четной функцией относительно x . В этом случае для установок с одним местом встречи, например ВЭПП-4, набор бетатронных частот, вблизи которых выполняются условия нелинейного резонанса, будет:

$$2m\nu_x = k, \quad (m, k \text{ целые числа})$$

здесь ν_x - частота бетатронных колебаний. Сила резонансов в основном определяется порядком $\rho = 2m$ и уменьшается с увеличением ρ . При разведении орбит симметрия сил, действующих на частицы со стороны встречного сгустка, нарушается, т.е. $V(x)$ перестает быть четной функцией координаты x . Следствием этого является возникновение дополнительных нелинейных резонансов:

$$(2m+1)\nu_x = k,$$

их сила зависит от величины разведения орбит и от порядка $\rho = 2m+1$ /5/.

Для иллюстрации эффекта появления дополнительных резонансов на рис.1 приведены фазовые плоскости движения частиц, взаимодействующих с круглым встречным пучком ($\delta_x/\delta_z = 1$). В случае совпадения орбит (рис.1а) на фазовой плоскости видны области автофазировки (ОБА) нелинейного резонанса I4 порядка (I4 $\nu_x = 120$). При малом разведении орбит в месте встречи, $\Delta x = 0,1\delta_x$ (рис.1б), на месте резонанса I4-го порядка появляются значительно большие ОБА резонанса 7-го порядка (7 $\nu_x = 60$). В таблице I приведены расчетные значения ширины ОБА одномерных резонансов для сильно эллиптического пучка ($\delta_x/\delta_z = 100$) при различном радиальном разведении. Из этой таблицы видно, что даже малое ($\Delta x = 0,1\delta_x$) разведение орбит уже сильно влияет на бетатронное движение частиц.

Изучение дополнительных нелинейных резонансов связи, возникающих при радиальном разведении, а также изучение влияния вертикального разведения орбит на эффекты встречи осложняется сильной модуляцией набеге вертикальной бетатронной фазы между местами встречи /1/ и требует отдельного рассмотрения.

Влияние малого радиального разведения орбит на эффекты встречи экспериментально изучалось на накопителе ВЭПП-4. Методика экспериментов /4/ позво-

для быстро и с хорошей точностью измерять скорость потерь частиц из позитронного пучка и удельную светимость в зависимости от положения рабочей точки. На рис.2 представлены результаты измерений при пересечении рабочей точки резонанса $7 \nu_x = 60$ при различном напряжении на пластинах радиального разведения орбит. Значения параметров f_z , f_x , которые характеризуют силу эффектов встречи, были $f_z \approx 0,035$, $f_x \approx 0,01$. Из этих измерений видно, что, во-первых, при напряжении $U = 20 \text{ кВ}$ потери частиц на резонансе $7 \nu_x = 60$ минимальны, то есть это напряжение соответствует точному радиальному сведению орбит в месте встречи, во-вторых, удельная светимость практически не зависит от разведения, т.е. использовать этот параметр для контроля за малым разведением орбит нельзя. На рис.3 представлены результаты измерений, когда рабочая точка "заметала" в плоскости бетатронных частот ν_x, ν_z квадрат со сторонами $0,04 \times 0,04$. Здесь видны области с большими потерями, которые отражают влияние нелинейных резонансов на динамику движения частиц. Не вдаваясь в

Таблица I. Ширина областей автофазировок нелинейных резонансов $\rho \cdot \nu_x = k$

Порядок резонанса	разведение орбит в единицах δ_x					
	0	0,02	0,04	0,06	0,08	0,10
ρ	Ширина областей автофазировок в ед. δ_x (центр на амплитуде $3\delta_x$)					
1	2	3	4	5	6	7
5	—	0,48	0,68	0,83	0,96	1,07
6	1,92	1,92	1,92	1,92	1,92	1,92
7	—	0,26	0,37	0,45	0,52	0,58
8	0,88	0,68	0,88	0,83	0,88	0,88
9	—	0,12	0,18	0,22	0,25	0,28
10	0,38	0,38	0,38	0,38	0,38	0,38
11	—	0,06	0,08	0,10	0,11	0,13
12	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15	0,15
13	—	0,03	0,03	0,04	0,05	0,054
14	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06	0,06

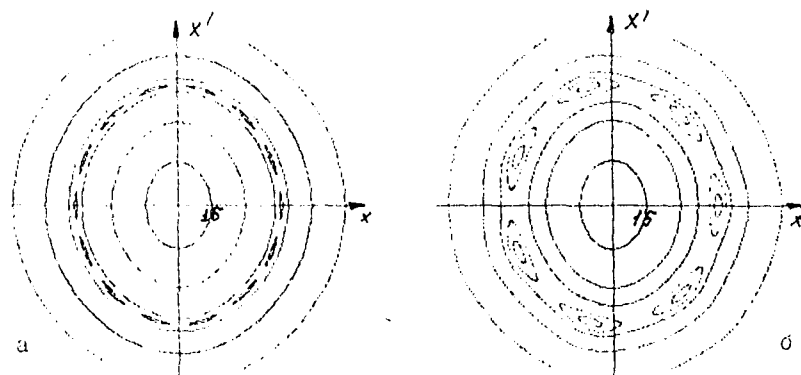


Рис.1. Траектории частиц на фазовой плоскости. Модель: круглый встречный пучок, $f_0 = 0,03$, $\nu_x = 8,563$.

а) $\Delta x = 0$, б) $\Delta x = 0,1 \delta_x$.

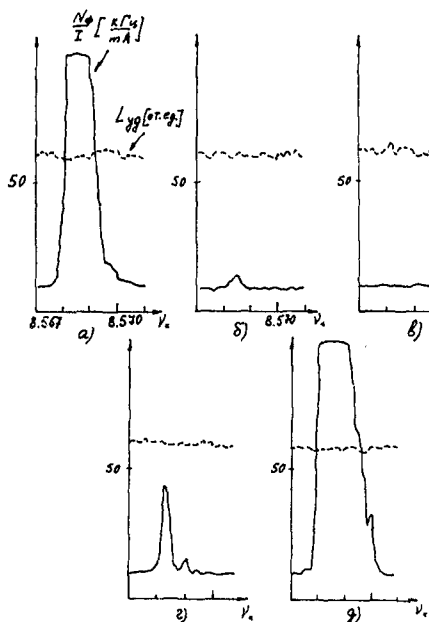


Рис. 2. Зависимость удельной светимости и скорости потерь частиц из позитронного пучка при пересечении рабочей точки резонанса $\gamma \nu_x = 60$. $N\phi/I$ — величина пропорциональная скорости потерь, $\xi_x \approx 0,01$, $\xi_z \approx 0,03$. U — напряжение на пластинах радиального разведения. а) $U = 0$, б) $U = 7,5$ кВ, в) $U = 20$ кВ, г) $U = 32,5$ кВ, д) $U = 40$ кВ.

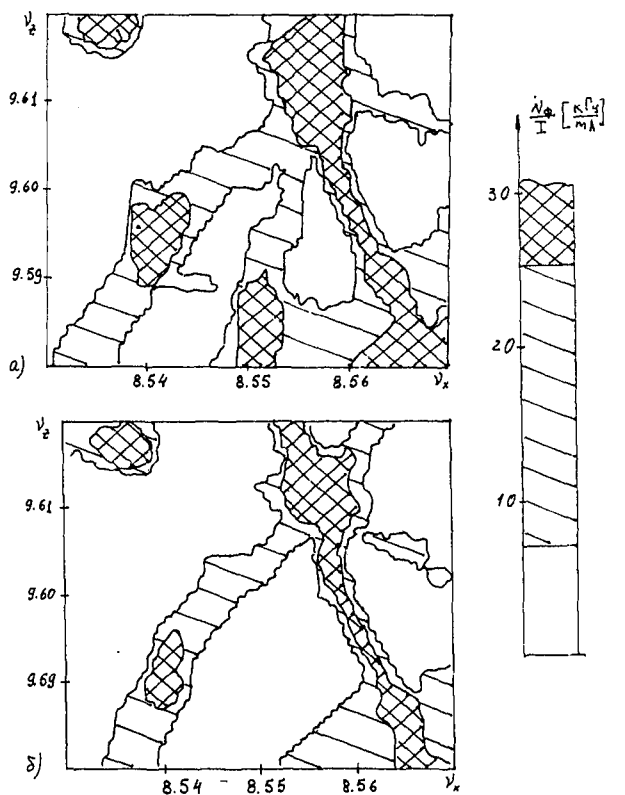


Рис. 3. Зависимость потерь частиц из позитронного пучка от положения рабочей точки накопителя. $\xi_z = 0,035$, $\xi_x = 0,01$. а) $U = 30$ кВ, б) $U = 20$ кВ.

подробное описание результатов, представленных на рис.3, отметим, что в случае, когда радиальное разведение в месте встречи отсутствует (рис.3б) размеры областей с большими потерями частиц уменьшаются.

Точное радиальное сведение орбит в месте взаимодействия встречных пучков на накопителе ВЭПП-4 привело к увеличению времени жизни частиц в накопителе при работе вблизи порога по эффектам встречи. Возможно, что и на других установках со встречными пучками более точное сведение орбит может повысить эффективность работы.

В заключение автор выражает благодарность С.И.Мишневу и Г.М.Тумайкину за постоянный интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

1. Вассерман И.Б., Израйлев Ф.М. Препринт ИЯФ СО АН СССР 81-25, Новосибирск, 1981.
2. Piwinski A. Satellite Resonances Due to Beam-Beam Interaction. IEEE, 1977, v.NS-24, No.3, p.1406.
3. Tenneyson J. Proc of the Beam-Beam Interaction Seminar. SLAC-PUB-2624, 1980, p.3.
4. Темных А.Б. Влияние кубической нелинейности ведущего магнитного поля на эффекты встречи на накопителе ВЭПП-4. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-97, Новосибирск, 1986.
5. Izrailev F.M. Nearly Linear Mappings and their Applications. INP Preprint 80-149, Novosibirsk, 1980; Physica 1D (1980) 243.
6. Дербенев Я.С., Мишнев С.И., Скринский А.Н. Атомная энергия, 1966, т.20, с.217.

МАГНИТНАЯ СТРУКТУРА ВЧ-МОНОХРОМАТИЗАЦИИ НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-4

А.Н.Дубровин, А.А.Жоленц

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В качестве одного из направлений будущего развития накопителя ВЭПП-4 рассматривается ВЧ-монохроматизация энергии пучков перед местом встречи /1/. Для ее реализации необходимо на участке специальных ВЧ-резонаторов с приблизительно линейным по поперечной горизонтальной координате высокочастотным продольным электрическим полем создать линейное разложение пучка по этой координате в зависимости от энергии частиц. Степень монохроматизации $\chi = \frac{\sigma_\epsilon}{\sigma_\beta}$ (σ_ϵ - естественный энергетический разброс в пучке, σ_β - энергетический разброс в пучке после прохождения ВЧ-резонаторов) определяется в основном тем, насколько большое отношение поперечного синхротронного размера пучка на резонаторах к бетатронному размеру удастся создать: $\chi = \frac{\sigma_z}{\sigma_\beta}$, поскольку бетатронное движение перемешивает траектории частиц с различной энергией. Обычно в накопителях синхротронный и бетатронный размеры пучка примерно равны, поэтому для создания большого отношения синхротронного размера пучка к бетатронному нужна специальная магнитная структура.

1. Рассмотрим способ создания большого параметра монохроматизации χ , который можно представить в виде

$$\chi^2 = \frac{\sigma_z^2}{\sigma_\beta^2} = \frac{\Psi^2}{\beta} \frac{\sigma_\epsilon^2}{\epsilon_x},$$

где ϵ_x - горизонтальный эмиттанс пучка, σ_ϵ - естественный энергетический разброс в пучке, σ_z , σ_β , Ψ , β - горизонтальные синхротронный и бетатронный размеры пучка, дисперсионная и β - функции на резонаторах соответственно. Это выражение показывает, что практически для увеличения параметра χ необходимо с помощью специальной магнитной структуры сильно увеличить отношение Ψ^2/β . Легко заметить, что это отношение совпадает с амплитудой $\Gamma^2 = \dot{\varphi}^2 + \dot{\varphi}^2$, где $\varphi = \Psi/\beta^{1/2}$, в случае $\dot{\varphi} = 0$, здесь точкой обозначено дифференцирование по набегу бетатронной фазы.

Амплитуда Γ^2 очень слабо изменяется на элементах периодичности и является точным инвариантом на участках без поворотных магнитов, что хорошо видно из уравнения для φ :

$$\ddot{\varphi} + \varphi = k \beta^{3/2},$$

где k - кривизна орбиты. Сильно увеличить амплитуду Γ^2 , как следует из этого уравнения, можно с помощью магнитной структуры, подобной предложенной в работе /2/ для получения малого коэффициента расширения орбит, путем создания на специальном магните большой β - функции. Фактически амплитуда Γ^2 увеличивается при этом лишь за счет увеличения производной $\dot{\varphi}$:

$$\Gamma^2 = \dot{\varphi}^2 = \left(\int k \beta^{1/2} dz \right)^2,$$

поэтому между магнитом и ВЧ-резонаторами необходимо обеспечить набег бетатронной фазы, равный $\pi/2$, чтобы созданный большой инвариант Γ^2 полностью перешел в необходимое нам отношение $\varphi^2 = \Psi^2/\beta$.

2. Проанализируем ограничения на максимальный параметр монохроматизации χ , который можно получить этим способом. Для получения значений χ порядка 5-10 (заметим, что на элементах периодичности отношение синхротронного размера к бетатронному определяется отношением поперечного и продольного декрементов затухания: $\beta_x^2/\beta_z^2 = G_x/G_z \approx 1/2$) амплитуда F^2 существенно, скажем, в 100 раз, возрастает на магните. Следовательно, магнитное поле не может быть очень большим, так как при этом сильно возрастает эмиттанс пучка, который пропорционален интегралу $J = \oint k^3 F^2 ds$, а это прямо ведет к уменьшению χ . Фактически же поле магнита должно быть слабее поля в элементах периодичности.

Для получения максимального значения χ можно рассмотреть задачу оптимизации распределения магнитного поля при заданном поведении β - функции на магните. Если задаться определенным значением амплитуды F^2 , получаемым на магните, то, в пренебрежении малым начальным значением F_0^2 , минимальный вклад в интеграл J от магнита дается выражением

$$\Delta J_{\text{min}} = \left(\frac{3}{5}\right) \frac{F^5}{(\beta^{3/4} ds)^{5/2}}.$$

Соответствующее распределение магнитного поля вдоль магнита, при котором вклад в эмиттанс минимален, в частном случае постоянной β - функции описывается формулой: $k \sim s^{-2/3}$. Надо отметить, что в этом случае магнит с постоянным полем, дающий то же значение амплитуды F^2 , вклад в интеграл дает примерно в 1,5 раза больше.

Если теперь найти максимальное значение параметра χ^2 , оптимизируя величину амплитуды F^2 , получаемой на магните, то оказывается, что эмиттанс при этом увеличивается по сравнению с естественным значением на 2/3 своей величины, а сам максимальный параметр χ_{max}^2 зависит фактически только от интеграла от β - функции по магниту. Таким образом, для получения большого значения параметра монохроматизации необходимо создать на длинном магните с относительно слабым магнитным полем большую β - функцию. Выпишем выражение для максимального параметра χ^2 :

$$\chi_{\text{max}}^2 = c \left(\frac{\beta_m}{\beta_c}\right)^{3/5} \cdot \left(\frac{\ell_m}{R_0}\right)^{4/5} \cdot \nu_0^{6/5} \cdot G_x/G_z,$$

где ℓ_m , β_m - длина специального магнита и β - функция на нем, β_c , R_0 , ν_0 - β - функция, радиус поворота в магнитах и жесткость фокусировки элементов периодичности, $c = ((2/3)^{1/2} \cdot \frac{4}{5} \pi)^{4/5} \approx 1.5$ - численный коэффициент, $G_x/G_z \approx 1/2$ - отношение декрементов затухания.

Если подставить в эту формулу значения $R_0 = 35$ м, $\nu_0 = 8$ для накопителя ВЭПП-4, то оказывается, что для получения параметра монохроматизации $\chi \approx 5$ на магните длиной 10 м требуется увеличить β - функцию на магните по сравнению с β - функцией на элементах периодичности примерно в 30 раз. Слабая зависимость параметра χ_{max}^2 от β - функции практически ограничивает возможность дальнейшего увеличения параметра монохроматизации за счет увеличения β - функции на магните.

3. На основании рассмотренного способа получения большого параметра монохроматизации была предложена специальная магнитная структура для накопителя ВЭПП-4 (рис.1,2). Помимо получения большого параметра монохроматизации, магнитная структура обеспечивает согласование с остальным кольцом накопителя и создание необходимых параметров пучка на резонаторах и в месте встречи.

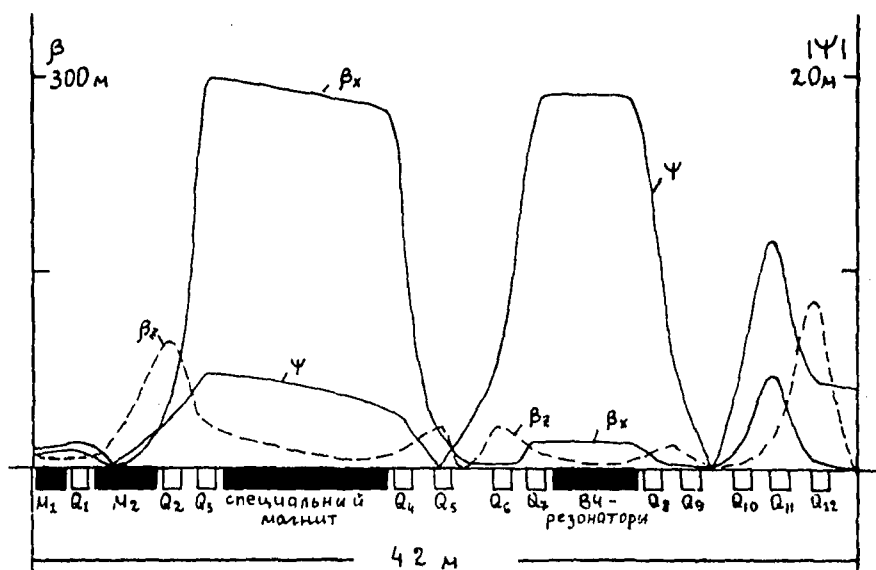


Рис.1. Магнитная структура ВЧ - монохроматизации для накопителя ВЭПП-4. Буквами Q , M обозначены квадрупольные линзы и дополнительные поворотные магниты.

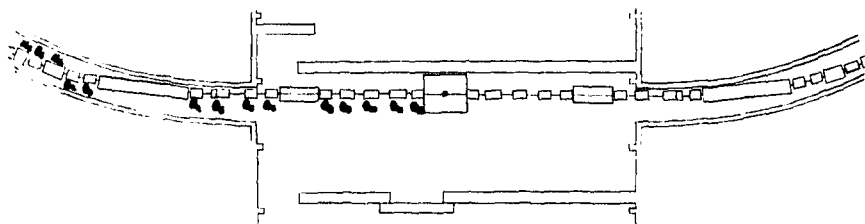


Рис.2. Расположение элементов схемы ВЧ-монохроматизации в экспериментальном промежутке накопителя ВЭПП-4.

Рассмотрим основные особенности этой магнитной структуры.

Большое значение β - функции на магните получается путем перефокусировки β - функции с помощью квадрупольной линзы. Участок структуры до магнита служит также для вписывания в реальную геометрию туннеля накопителя, поскольку этот участок вместе со специальным магнитом находится внутри кольца и замещают часть элементов периодичности накопителя.

Поскольку β - функция на специальном магните фактически постоянна, то из соображений простоты изготовления поле магнита выбрано также постоянным, при этом теряется примерно 10% в выигрыше $\mathcal{K}$. При длине магнита 9 м и магнитном поле 4,5 кГс, а также при введении магнитного поля 3 кГс в две линзы, находящиеся по обе стороны магнита, получаемое значение параметра монохроматизации равно 5. Дополнительно можно увеличить параметр $\mathcal{K}$ путем перераспределения декрементов затухания.

Участок структуры между специальным магнитом и ВЧ-резонаторами, помимо преобразования полученного на магните инварианта F^2 в большое отношение синхротронного и бетатронного размеров, обеспечивает также создание большого синхротронного и малого вертикального размеров пучка на ВЧ-резонаторах. Сильное разложение пучка по энергии необходимо из-за ограничения на градиент высокочастотного электрического поля, который можно получить на резонаторах. Поскольку по горизонтали щель для пучка идет по всей ширине резонатора, необходимо обеспечить малый вертикальный размер щели.

Особенностью участка магнитной структуры между ВЧ-резонаторами и местом встречи является наличие горизонтального разворота пучка (см. /1/), возникающего из-за влияния высокочастотного вертикального магнитного поля резонаторов на несинхронные частицы. В местах максимального разворота пучка, т.е. в двух ближних к месту встречи линзах, из-за разворота пучка требуется примерно в два раза увеличить горизонтальную апертуру этих линз. Так как эти две линзы должны быть достаточно сильными для создания малых β - функций в месте встречи, их, по-видимому, можно изготовить в виде линз Пановского со сверхпроводящими обмотками.

Другой особенностью является большая дисперсионная функция, а точнее, большой горизонтальный размер пучка в месте встречи. За счет этого светимость накопителя (при увеличении токов пучков в $\mathcal{K}$ раз) возрастает примерно в $\mathcal{K}$ раз.

Таким образом, предлагаемая специальная магнитная структура обеспечивает возможность реализации ВЧ-монохроматизации на накопителе ВЭПП-4 с получением параметра монохроматизации $\mathcal{K} = 5$ и, при соответствующем увеличении токов пучков, увеличение светимости в 5 раз.

ЛИТЕРАТУРА

1. А.А.Жоленц, О.А.Нежевенко. Препринт ИЯФ СО АН СССР 86-145, Новосибирск, 1986.
2. А.Н.Дубровин, А.А.Жоленц. Препринт ИЯФ СО АН СССР 85-113, Новосибирск, 1985.

ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА ПРОМЕЖУТКА ДЛЯ ВСТРЕЧНЫХ ПУЧКОВ УНК

В.И.Балбеков, Ю.М.Носочков

Институт физики высоких энергий, Сердухов

Основные характеристики УНК изложены в работе [1]. В проекте предусмотрена возможность создания встречных пучков pp с энергиями $0,4 \times 3$ ТэВ, $p\bar{p}$ с энергиями 3×3 ТэВ и светимостью $\sim 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а в более отдаленном будущем – пучков pp с энергиями 3×3 ТэВ и светимостью $\sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. В настоящем докладе рассмотрены оптические схемы участков встреч с малыми β -функциями. В соответствии с общими принципами построения магнитной структуры УНК [3] эти участки полностью "невидимы", т.е. имеют единичную матрицу перехода и согласованы по дисперсии.

1. Промежуток для пучков pp $0,4 \times 3$ ТэВ

Схема промежутка представлена на рис.1. Промежуток почти симметричен относительно центра, поэтому показана только его левая половина. Пучки первой и второй ступеней (УНК-1 и УНК-2) пересекаются в вертикальной плоскости под углом 1 мрад.

При первом накоплении протонов в УНК-1 пучок пойдет по обводному каналу Т1 в обход детектора. После накопления и ускорения до 525 ГэВ пучок будет переведен в УНК-2, где он пойдет по трассе Т2. Система перевода находится в технологическом промежутке СПИ4 [3]. Затем магниты M_1 , M_2 будут выключены, и произойдет новое накопление пучка с энергией 70 ГэВ в УНК-1. При этом он пойдет по трассе Т1 в направлении, противоположном первоначальному. После завершения накопления пучки 1-й и 2-й ступеней будут ускорены до конечных энергий, причем в любой момент их энергии должны относиться как 1 : 7,5.

Ход амплитудных функций в промежутке показан на рис.2. Сплошные линии относятся к режиму встреч. При этом в центральном дублете линз размеры пучка велики. Использование такой оптики на этапах накопления и ускорения, когда пучки имеют большие эмиттансы, привело бы к необходимости иметь линзы с большой апертурой. Поэтому перед началом режима встреч предусмотрена перестройка оптической схемы, которая будет производиться изменением токов возбуждения квадрупольных линз. Пунктирными линиями на рис.2 показан ход амплитудных функций при накоплении и ускорении. На всех этапах набег фаз бетатронных колебаний в промежутке равен 4π по обоим направлениям. В режиме встреч отсутствует вертикальная дисперсия орбит как в пересечении, так и в регулярной части магнитной структуры. Горизонтальная дисперсия подавлена во всем промежутке с помощью примыкающих к нему специальных участков структуры [3].

Характеристики встречных пучков pp с энергиями $0,4 \times 3$ ТэВ представлены в табл.1.

Т а б л и ц а 1

Параметры встречных протон-протонных пучков

Параметр	УНК-1	УНК-2
Максимальная энергия, ТэВ	0,4	3
Полная интенсивность	$2,4 \cdot 10^{14}$	$2,4 \cdot 10^{14}$
Число сгустков	$1,2 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$
Число частиц в сгустке	$2 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{10}$
Инвариантный поперечный эмиттанс, 95% интенсивности, $\frac{\chi}{z}$, мм·мрад	$\frac{20\pi}{20\pi}$	$\frac{20\pi}{20\pi}$
Инвариантный продольный эмиттанс, 95% интенсивности, $\frac{M\Delta E}{s}$, м	10π	10π
β - функция в пересечении, $\frac{\chi}{z}$, м	$\frac{0,8}{0,8}$	$\frac{6}{6}$
Диаметр пучка в пересечении, мм	0,4	0,4
Длина сгустка, см	18	12
Расстояние между сгустками, м	1,5	1,5
Длина области взаимодействия, см		15
Угол пересечения, мрад		1
Светимость, $cm^{-2}s^{-1}$		$5 \cdot 10^{31}$
Число событий на столкновение		0,02
Сдвиги бетатронных частот при встречах		$0,8 \cdot 10^{-3}$
Длина свободной зоны для детектора, м		± 20

2. Промежуток для пучков с энергиями 3 x 3 ТэВ

Рассмотренный далее промежуток ориентирован на пучки рр̄ в УНК-2. Он же может быть принят за основу для пучков рр в УНК-2 и УНК-3. При этом дополнительно потребуются установить поворотные магниты для организации пересечения пучков под необходимым углом. Эту часть проблемы мы рассматривать не будем.

На рис.3 показана схема промежутка и ход амплитудных функций для режима встреч (сплошные линии) и режима накопления - ускорения (пунктир). Во всех случаях набег фаз бетатронных колебаний в промежутке равен 4π и отсутствует дисперсия орбит. Параметры встречных пучков рр̄ содержатся в табл.2. Характеристики антипротонного источника взяты из работы [2].

Отметим, что в этом случае на каждое столкновение приходится более десятка событий, что может серьезно затруднить их анализ. Для устранения этого недостатка необходим переход на многосгустковый режим. Однако это не только увеличит время выхода на заданную светимость, но и потребует решения технической сложной задачи о разведении протонных и антипротонных сгустков всюду, кроме места встречи.

Т а б л и ц а 2

Параметры встречных протон-антипротонных пучков

Максимальная энергия, ТэВ	3
Время накопления, с	$2 \cdot 10^3$
Число сгустков в каждом пучке	1
Число частиц в сгустке	$1 \cdot 10^{11}$
Инвариантный среднеквадратичный поперечный эмиттанс $\frac{\chi}{z}$, мм·мрад	$\frac{1,3\pi}{1,3\pi}$

β - функции в пересечении, $\frac{x}{z}$, м	$\frac{I}{I_0}$
Среднеквадратичные диаметры пучков в пересечении, мм	0,04
Светимость, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$	$3 \cdot 10^{30}$
Число событий на столкновение	14
Сдвиги бетатронных частот при встречах	0,02
Длина свободной зоны, м	± 20

3. Допуски и коррекция

Рассмотренные промежутки вносят значительный вклад в хроматичность, а также создают параметрический резонанс для частиц с неравновесным импульсом. Соответствующие данные представлены в табл.3, где ΔQ - сдвиг бетатронной частоты, P - полуширина резонанса, $\frac{\Delta P}{P}$ - относительное отклонение импульса от равновесного.

Т а б л и ц а 3

Добавки к хроматичности и полуширине параметрического резонанса

	Инжекция				Встречи			
	$\Delta Q_x / \frac{\Delta P}{P}$	$\Delta Q_z / \frac{\Delta P}{P}$	$P_x / \frac{\Delta P}{P}$	$P_z / \frac{\Delta P}{P}$	$\Delta Q_x / \frac{\Delta P}{P}$	$\Delta Q_z / \frac{\Delta P}{P}$	$P_x / \frac{\Delta P}{P}$	$P_z / \frac{\Delta P}{P}$
УНК-1, pp	-7	-8	5	5	-22	-9	21	5
УНК-2, pp	-5	-4	2	0,2	-17	-6	16	1
УНК-2, p $\bar{p}$	-6	-8	3	4	-29	-8	28	3

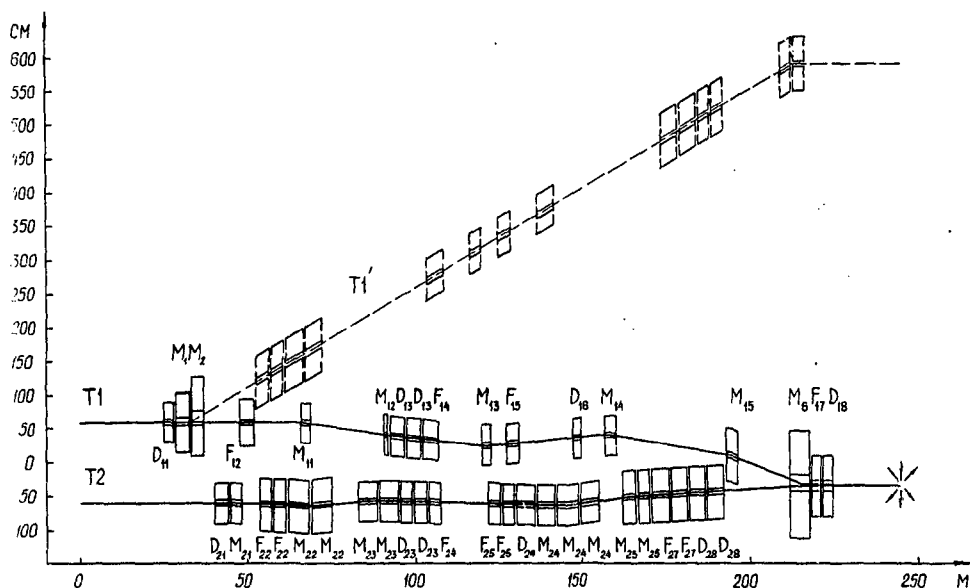
Добавки к хроматичности будут скомпенсированы с помощью общей системы коррекции хроматичности, которая обладает достаточной для этой цели силой. Параметрический резонанс при проектной величине импульсного разброса ($\frac{\Delta P}{P} = 7 \cdot 10^{-5}$ при энергии 3 ТэВ) не представляет серьезной опасности. Поэтому специальные секступольные корректоры промежутка пока не закладываются, хотя для них предусмотрено место в примыкающих участках подавления дисперсии [3]. Окончательное решение будет принято после уточнения величины продольного фазового объема пучка ускорителя У-70, являющегося инжектором УНК.

Отклонение градиентов линз от расчетных значений также приведет к возбуждению параметрического резонанса и к модуляции поперечных размеров пучка. Расчет показал, что подавляющий вклад в этот эффект дают линзы центральных дублетов (F_{17}, D_{18}), (F_{27}, D_{28}), (F_7, D_8) (см. рис.1,3). В табл.4 приведены значения полуширины резонанса при возмущении градиента одной из этих линз $\frac{\Delta G}{G} = 1 \cdot 10^{-3}$ (рассмотрен режим встреч). При этом модуляция размеров пучка может достигать 5% при бетатронной частоте 36,7. Поэтому допуск на возмущение градиентов этих линз выбран $2 \cdot 10^{-4}$. Требования к остальным линзам значительно свободнее: при $\frac{\Delta G}{G} = 1 \cdot 10^{-3}$ модуляция размеров пучка не превышает 0,5%.

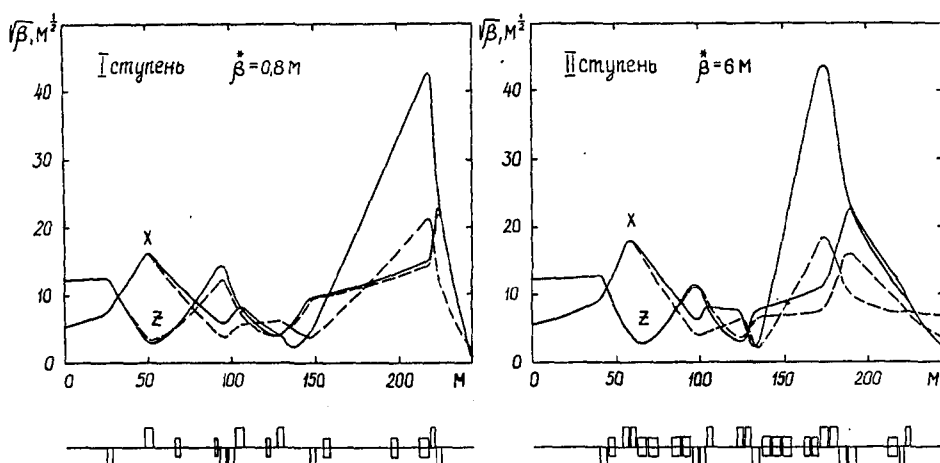
Т а б л и ц а 4

Полуширина параметрического резонанса

	Горизонтальное направление		Вертикальное направление	
	F	D	F	D
УНК-1, pp	$1,9 \cdot 10^{-2}$	$8,9 \cdot 10^{-3}$	$3,1 \cdot 10^{-3}$	$6,4 \cdot 10^{-3}$
УНК-2, pp	$6,2 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-3}$	$7,0 \cdot 10^{-4}$	$1,4 \cdot 10^{-3}$
УНК-2, p $\bar{p}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$4,2 \cdot 10^{-3}$	$8,5 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-3}$



Р и с. 1. Схема промежутка для встречных пучков пр с энергиями 0,4 x 3 ТэВ.



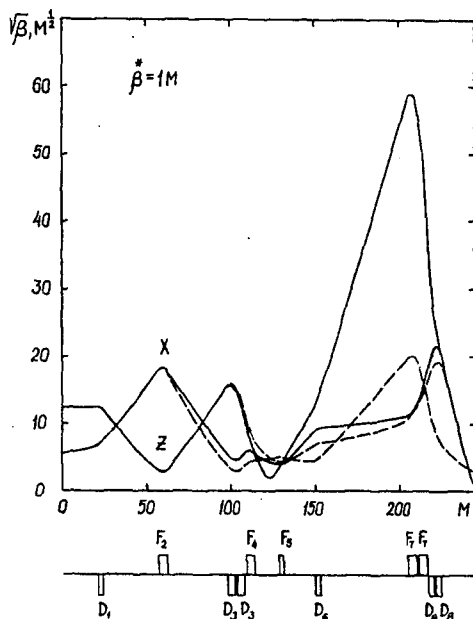
Р и с. 2. Амплитудные функции в промежутке для встречных пучков пр с энергиями 0,4 x 3 ТэВ.

4. Обводной канал

Во всех вариантах в УНК-I необходим дополнительный канал $T1'$, проводящий пучок мимо детектора. К нему не предъявляется каких-либо специфических требований, кроме "невидимости". Поэтому он может быть сравнительно просто построен из стандартных элементов. Однако вопрос осложняется тем, что обводной канал заметно увеличивает длину орбиты - в варианте, показанном на рис.1, на

150 мм. Поэтому перед переводом в УНК-2 пучок в УНК-1 придется сместить по радиусу на ~ 25 мм, что составляет почти треть ширины камеры. В настоящее время исследуется возможность провести этот канал сквозь детектор на расстоянии ~ 2 м от места встречи, что позволило бы уменьшить удлинение орбиты до вполне приемлемой величины ~ 15 мм.

Рис. 3. Схема и амплитудные функции промежутка для встречных пучков с энергиями 3×3 ТэВ.



Л и т е р а т у р а

1. А.И.Агеев и др. Труды седьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1981, том I, стр.13.
2. Т.А.Всеволожская и др. Там же, стр.229.
3. В.И.Балбеков и др. Труды восьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1983, том I, стр.187.

ПРОЕКТ МОДИФИКАЦИИ НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-4М ДЛЯ
ЭКСПЕРИМЕНТОВ С ПРОДОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ПУЧКАМИ

А.А.Моленц, В.В.Муратов, Ю.И.Эйдельман

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В настоящей работе описывается предложение по модификации экспериментального промежутка накопителя ВЭПП-4М для получения продольного направления поляризации спинов электронов и позитронов в месте встречи.

В основу метода получения продольной поляризации положен известный подход с применением соленоидальных спиновых ротаторов (см. рис.1) /1-3/. В этой схеме продольным магнитным полем соленоидов вертикальное направление поляризации сначала переводится в горизонтальное, а затем в продольное поворотом на 90° в магните с вертикальным магнитным полем. Симметричная часть схемы используется для восстановления вертикального направления поляризации.

Данная работа является продолжением исследований, начатых в /2,4/. В работе /2/ уже предлагалась конкретная схема получения продольной поляризации, адаптированная к оптике экспериментального промежутка накопителя ВЭПП-4. Однако в настоящее время существенно изменились планы, касающиеся установки в целом. Подготовлен проект модернизации накопителя - проект ВЭПП-4М, который, в частности, предусматривает и обновление оптики экспериментального промежутка. Естественно, что в этих условиях нужно было найти новое решение, адаптированное к новой оптике экспериментального промежутка. Эта работа выполнена и ее результаты приведены в настоящей статье.

Схема экспериментального промежутка накопителя ВЭПП-4М показана на рис.2а. Расположение магнитных элементов симметрично относительно места встречи. В центре размещен детектор с продольным магнитным полем, а рядом с ним дублет квадрупольных линз ($L1, L2$). За дублетом расположены два поворотных магнита ($M1, M2$), образующие вместе с квадрупольными линзами единую систему - жесткофокусирующий спектрометр для измерения энергии электронов и позитронов, которые потеряли часть своей энергии при двухфотонном взаимодействии /5/. Суммарный угол поворота траектории в магнитах выбран равным $8^\circ 23'$. В этом случае на энергии ипсилон-резонанса ($2 \times 4,7 \text{ ГэВ}$) вектор поляризации поворачивается в горизонтальной плоскости на 90° , что сразу же решает вторую часть нашей задачи. Первая часть задачи, именно перевод вектора поляризации из вертикальной плоскости в горизонтальную, решается с помощью специальной вставки в магнитную структуру экспериментального промежутка - соленоидально-го спинового ротатора.

Был выбран такой вариант вставки, который не требует изменений оптики центральной части экспериментального промежутка и тем самым сохраняет схему жесткофокусирующего спектрометра, что позволит продолжить изучение двухфотонных процессов уже с продольно поляризованными пучками.

Транспортная матрица выбранной вставки эквивалентна транспортной матрице дрейфового промежутка. Как известно /4/, конкретная реализация такой вставки может быть выполнена различными способами. Мы применили вариант вставки, представляющий собой два соленоида, между которыми расположены шесть квадрупольных линз, подбор параметров которых обеспечивает выполнение условий эквивалентности при любом поле соленоидов.

Техническое решение ротатора для экспериментального промежутка ВЭПП-4М осуществлено следующим образом (рис.2б). Снимается последний элемент перио-

дичности в полукольце. дрейфовый промежуток между линзами L3 и L4 увеличивается до 14 метров за счет замены линз L3, L4 на более короткие, уменьшения дрейфового промежутка между линзами L4, L5 и их размещения на месте снятого элемента периодичности. Необходимый доворот пучка осуществляется теперь магнитом M4. На освободившемся месте размещается спиновый ротатор – два соленоида (длинной по 155 см, с максимальным полем 80 кГс) и шесть стандартных квадрупольных линз ВЭП-4 (длина – 128,7 см, максимальный градиент – 2,1 кГс/см, диаметр вписанной окружности – 80 мм). Транспортная матрица ротатора эквивалентна матрице дрейфового промежутка с длиной, соответствующей расстоянию между линзами L3 и L4 в исходной схеме (рис. 2а). Поэтому всюду вне ротатора параметры пучка не претерпевают каких-либо заметных изменений. Естественно, внутри ротатора движение частиц существенно изменяется: они совершают одну волну бетатронных колебаний по горизонтали и полволны по вертикали. На рис.3 показана необходимая горизонтальная и вертикальная полуапертуры внутри ротатора. Малая апертура является следствием очень жесткой фокусировки. Другим ее следствием является заметный выклад в хроматизм всего ротатора в целом: $-1,1$ по вертикали и $-3,1$ по горизонтали.

При выборе оптики спинового ротатора особое внимание уделялось недопущению появления на регулярной части кольца накопителя большого значения параметра спин-орбитальной связи $\left\langle \frac{\partial \vec{r}}{\partial \vec{r}} \right\rangle$ (см.приложение). Как показал анализ, описанная выше схема ротатора может быть выполнена таким образом, что возмущения спинового движения частиц их орбитальным движением, вносимые различными магнитными элементами ротатора, будут взаимно скомпенсированы. На практике полностью реализовать такую схему не удалось. Однако сделана взаимная компенсация малых остаточных возмущений одного ротатора другим, расположенным с другой стороны от места встречи и восстанавливающим вертикальное направление поляризации. Другими словами, элементы транспортной матрицы от начала первого ротатора до конца второго, обозначенные в приложении как элементы матрицы D, практически равны нулю.

Сказанное выше иллюстрирует график поведения параметра $\left| \left\langle \frac{\partial \vec{r}}{\partial \vec{r}} \right\rangle \right|$ на экспериментальном промежутке ВЭП-4 (рис.4). Видно, что в начале, на участке "Р", величина $\left| \left\langle \frac{\partial \vec{r}}{\partial \vec{r}} \right\rangle \right|$ очень мала. Затем она сильно увеличивается внутри ротатора (участок "В"), и к концу ротатора (в начале участка "С") вновь уменьшается. Это говорит о взаимной компенсации спин-орбитальных возмущений магнитных элементов ротатора. При прохождении поворотных магнитов (участок "М") величина $\left| \left\langle \frac{\partial \vec{r}}{\partial \vec{r}} \right\rangle \right|$ опять возрастает. Это приводит к некоторой потере степени поляризации. Для ее уменьшения магниты имеют сравнительно слабое поле. Дальнейшее поведение параметра $\left| \left\langle \frac{\partial \vec{r}}{\partial \vec{r}} \right\rangle \right|$ после места встречи симметрично. К концу экспериментального промежутка величина $\left| \left\langle \frac{\partial \vec{r}}{\partial \vec{r}} \right\rangle \right|$ возвращается к своему первоначальному малому значению, что подтверждает слова о компенсации остаточных спин-орбитальных возмущений одного ротатора другим. В месте встречи $\left| \left\langle \frac{\partial \vec{r}}{\partial \vec{r}} \right\rangle \right| = 0$.

Была исследована зависимость степени поляризации от угла поворота спина в ротаторе (рис.5). Для расчета поляризационных характеристик пучка использовалась программа, реализующая методику, описанную в приложении. Видно, что ротатор совсем не обязательно должен поворачивать спин на 90° . Угол поворота спина может быть уменьшен без значительной потери степени продольной поляризации. Это позволяет использовать более слабые соленоиды.

Расчетная зависимость времени и степени продольной поляризации от энергии пучков в накопителе в области первых трех ипсилон-резонансов показана на рис.6. На нем отмечены положения линейных спиновых и спин-орбитальных резонансов:

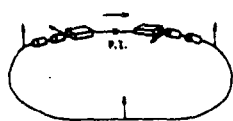


Рис.1. Принципиальная схема получения продольной поляризации с использованием соленоидов.

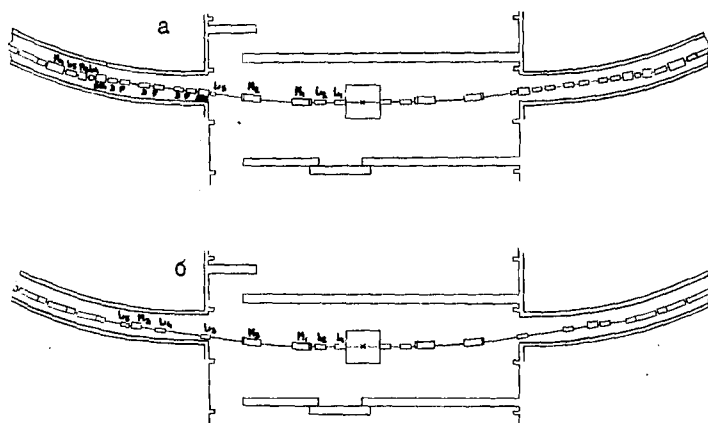


Рис.2. Расположение элементов экспериментального промежутка:

- а - при модернизации накопителя ВЭПП-4М,
б - для получения продольной поляризации.

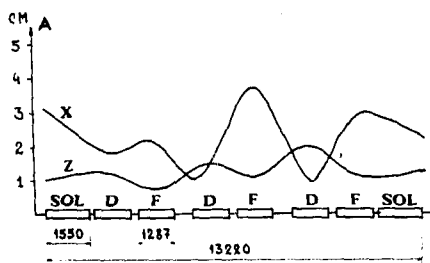


Рис.3. Схема ротатора и значение требуемой полуапертуры:
X - по горизонтали, Z - по вертикали.

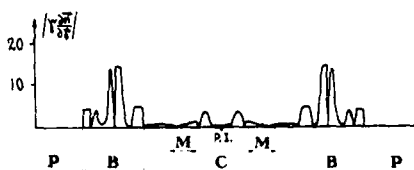


Рис.4. Значение модуля вектора спин-орбитальной связи в экспериментальном промежутке:

P - полукольцо, B - соленоидальный шиновой ротатор, C - центральная часть, M - поворотные магниты.

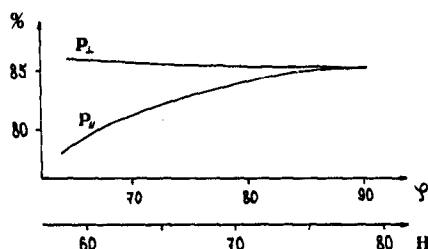


Рис.5. Степень поперечной ($\perp$) и продольной ($\parallel$) поляризации в зависимости от угла поворота спина в ротаторе и соответствующее этому углу поле в соленоидах на энергии γ - резонанса.

$$\begin{aligned} \nu &= K & \nu \pm \nu_z &= K \\ \nu \pm \nu_x &= K & \nu \pm \nu_s &= K, \end{aligned}$$

где ν – частота прецессии спина, ν_x , ν_z , ν_s – частоты бетатронных и синхротронных колебаний, K – целое число. Видно, что падение степени поляризации как раз объясняется действием этих резонансов.

Степень продольной поляризации на энергии первого γ -резонанса $\approx 80\%$. При этом время поляризации составляет ≈ 10 минут. Для получения такого малого времени поляризации в середине каждого полукольца ВЭПП-4М предполагается разместить по трехполюсной змейке, обладающей большим средним значением куба магнитного поля.

Таким образом, предложена схема получения продольной поляризации в месте встречи накопителя ВЭПП-4М, обеспечивающая сохранение оптики центральной части экспериментального промежутка. Это позволяет рассчитывать на использование высокой светимости накопителя в экспериментах с продольно поляризованными пучками. Показано, что степень продольной поляризации в этих экспериментах может достигать значения $\approx 80\%$.

Авторы искренне благодарны Г.М.Тумайкину и Ю.М.Шатунову за полезные обсуждения в процессе выполнения работы.

Приложение: МЕТОДИКА РАСЧЕТА ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЕ

Для нахождения степени и времени поляризации пучка удобно использовать хорошо известные формулы: /6/:

$$\alpha_+ = \frac{1}{2\pi R} \oint \frac{ds}{|g(s)|^3} \left[1 - \frac{2}{9} (\vec{n} \vec{v})^2 + \frac{11}{18} |\vec{r} \frac{\partial \vec{n}}{\partial s}|^2 \right], \quad \alpha_- = \frac{1}{2\pi R} \oint \frac{ds}{|g(s)|^3} \left[\frac{\vec{v} \vec{v}}{|\vec{v}|} (\vec{n} - \vec{r} \frac{\partial \vec{n}}{\partial s}) \right] (1)$$

$$P = \frac{8}{5\sqrt{3}} \cdot \frac{\alpha_-}{\alpha_+}, \quad \tau_{pol} = \left(\frac{5\sqrt{3}}{8} \frac{e^2 \hbar^5}{m_0^2 c^2} \alpha_+ \right)^{-1}. \quad (2)$$

В этих формулах используются все обозначения /6/. Наибольшую трудность вызывает нахождение вектора спин-орбитальной связи $\vec{r} \frac{\partial \vec{n}}{\partial s}$. Примененная методика вычисления вектора $\vec{r} \frac{\partial \vec{n}}{\partial s}$ аналогична матричному формализму А.Сhao/7/. Но в отличие от /7/ для описания движения вектора спина используются все три его компоненты.

Суть методики заключается в совместном решении уравнения орбитального движения и уравнения ВМТ /8/ движения спина частицы:

$$\vec{E} + \frac{e}{c} \vec{z} \times \vec{B} = \frac{d}{dt} \left(\frac{e}{c^2} \vec{z} \right), \quad \mathcal{E} = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \vec{v}^2/c^2}} \quad (3)$$

$$\frac{d\vec{F}}{dt} = \vec{\Omega} \times \vec{F} \quad (4)$$

$$\vec{\Omega} = -\frac{e}{m_0 \gamma c} \left[(1 + \gamma) \vec{B} - \frac{\gamma \vec{r}^2}{1 + \gamma} \frac{1}{c^2} (\dot{\vec{z}} \vec{B}) \vec{z} - \left(\gamma + \frac{\gamma}{1 + \gamma} \right) \dot{\vec{z}} \times \frac{\vec{E}}{c} \right]. \quad (5)$$

Здесь обозначено: e, m_0 – заряд и масса покоя частицы;

c – скорость света; $\vec{E}, \vec{B}$ – электромагнитное поле, $\vec{z}$ – радиус-вектор частицы, $\vec{F}$ – вектор спина частицы.

Известно, что орбитальное движение частицы в накопителе полностью описывается 6-компонентным вектором $\vec{X}$, который удобно разбить на вектор замкнутой орбиты $\vec{X}_0$ и вектор малых колебаний $\vec{x}$ вокруг нее:

$$\vec{X}(s) = \vec{X}_0(s) + \vec{x}(s)$$

$$\vec{X}_0(s+l) = \vec{X}_0(s)$$

$$\vec{x} = (x, x', z, z', y, \delta) \quad , \quad \text{где } \delta = \Delta E / E \quad .$$

Вектор $\vec{x}$ от азимута s_1 к азимуту s_2 преобразуется с помощью транспортной матрицы M :

$$\vec{x}(s_2) = M_{6 \times 6}(s_2 | s_1) \cdot \vec{x}(s_1) \quad .$$

Решение уравнения (4) усложняется тем, что вектор прецессии спина $\vec{\Omega}$ непосредственно зависит от $\vec{X}$. Поэтому удобно разбить его на две части:

$$\vec{\Omega}(\vec{X}) = \vec{\Omega}_0(\vec{X}_0) + \vec{\omega}(\vec{x}) \quad .$$

Вектор спина $\vec{f}$ тоже разбиваем на две части: $\vec{f} = \vec{n} + \Delta \vec{n}$, где $\vec{n}$ – вектор равновесного положения, спина, а $\Delta \vec{n}$ – малая поправка к $\vec{n}$, обусловленная бета-тронным и синхронным движением частицы. Тогда в линейном приближении для $\vec{n}$ и $\Delta \vec{n}$ можно записать уравнения

$$\frac{d\vec{n}}{dt} = \vec{\Omega}_0 \times \vec{n} \quad (6)$$

$$\frac{d\Delta \vec{n}}{dt} = \vec{\Omega}_0 \times \Delta \vec{n} + \vec{\omega} \times \vec{n} \quad . \quad (7)$$

Решение (6) находится в виде: $\vec{n}(s_2) = N_{3 \times 3}(s_2 | s_1) \vec{n}(s_1) \quad ,$

$$\vec{n}(s+l) = \vec{n}(s) \quad ,$$

где $N_{3 \times 3}$ – матрица 3х3 преобразования спина от азимута s_1 к азимуту s_2 . Она легко вычисляется для каждого ускорительного элемента /9/.

Решение уравнения (7) имеет вид

$$\Delta \vec{n}(s_2) = N(s_2 | s_1) [\Delta \vec{n}(s_1) + I \cdot \vec{n}(s_1)] \quad , \quad (8)$$

$$I = \int_{s_1}^{s_2} N(s_2 | t) W(t) N(t | s_1) dt \quad ,$$

где $W(t)$ – матрица вращения $\vec{n}$ вокруг вектора $\vec{\omega}(t)$ на азимуте t .

Теперь, зная как ведут себя векторы $\vec{n}$ и $\Delta \vec{n}$, можно описывать совместно спин-орбитальное движение частицы 9-компонентным вектором $\vec{Y}_9 = (\vec{x}_6, \Delta \vec{n}_3)$, который преобразуется через матрицу T : $\vec{Y}(s_2) = T_{9 \times 9}(s_2 | s_1) \vec{Y}(s_1) \quad .$

Матрица $T_{9 \times 9}(s_2 | s_1)$ имеет блочный вид:

$$T_{9 \times 9} = \left(\begin{array}{c|c} M_{6 \times 6} & 0_{6 \times 3} \\ \hline D_{3 \times 6} & N_{3 \times 3} \end{array} \right) \quad ,$$

$0_{3 \times 3}$ – нулевая матрица; $M_{6 \times 6}$ – транспортная матрица орбитального движения; $N_{3 \times 3}$ – матрица поворота спина, $D_{3 \times 6}$ – матрица спин-орбитальной связи, определяемая интегралом (8) и зависящая как от $\vec{n}$, $\vec{x}$, так и от полей, действующих на частицу в накопителе.

Следуя стандартной процедуре, находим матрицу для каждого отдельного элемента. Далее перемножением матриц вычисляем полную матрицу всего кольца.

Девять собственных векторов этой матрицы обозначим как $\vec{E}_\kappa = \vec{u}_\kappa + i \vec{v}_\kappa$. Их орбитальная часть $\vec{e}_\kappa$ удовлетворяет условию ортонормировки:

$$\vec{e}_\kappa^* \cdot \vec{e}_\nu = \begin{cases} i & \kappa = \nu \\ 0 & \kappa \neq \nu \end{cases} \quad ,$$

где S – симплектическая матрица 6х6. Для нахождения собственных векторов на заданном азимуте накопителя достаточно умножить $\vec{E}_\kappa$ на транспортную матрицу соответствующего участка.

Известно, что после испускания частицей фотона (ΔE) возбуждаются

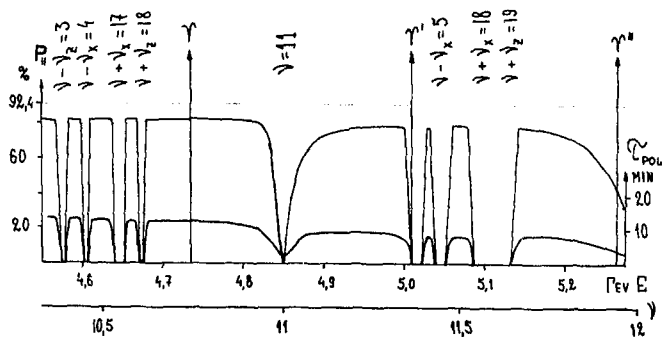


Рис.6. Зависимость времени поляризации пучка и степени продольной поляризации в месте встречи от энергии частиц.

колебания частицы около равновесной орбиты. Амплитуды этих колебаний A_k затухают со временем радиационного затухания. В свою очередь колебания приводят к возмущению спинового движения, которое затухает в течение большого времени. Поэтому оставшееся приращение спина равно $\left(\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} \cdot \frac{\Delta E}{E} \right)$, и соответствующее уравнение для него имеет вид:

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \Delta E/E \end{pmatrix} = \sum_{\substack{n \in \text{срб.} \\ \text{зактн}}} A_k \vec{E}_k + \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \left(\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} \right)_i \end{pmatrix} \cdot \frac{\Delta E}{E}.$$

Из этой системы девяти уравнений находим шесть амплитуд A_k и получаем формулу для $\left(\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} \right)_i$:

$$\left(\frac{\partial \vec{n}}{\partial t} \right)_i = 2 \sum_{\substack{n \in \text{срб.} \\ \text{зактн}}} (u_{k_s} v_{k_{i+1}} - v_{k_s} u_{k_{i+1}}), \quad i = 1, 2, 3.$$

Теперь, интегрируя по кольцу функции (1) и подставляя их в формулы (2), находим степень и время поляризации пучка частиц.

Можно показать, что данная методика дает увеличение параметра спин-орбитальной связи на резонансах:

$$\begin{aligned} \vec{V} &= \vec{K} \\ \vec{V} \pm \vec{V}_{x,z,s} &= \vec{K}, \end{aligned}$$

что приводит к потере степени поляризации на этих резонансах.

Литература

1. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко, А.Н.Скринский. Препринт ИЯФ СО АН СССР 2-70, Новосибирск, 1970.
2. С.А.Никитин, Е.М.Салдин, М.В.Юрков. Препринт ИЯФ СО АН СССР 81-116, Новосибирск, 1981.
3. D.P.Barber e.a. Preprint DESY 84-102, Hamburg, 1984.
4. А.А.Жоленц, В.Н.Литвиненко. Препринт ИЯФ СО АН СССР 81-80, Новосибирск, 1980.
5. А.Е.Бондарь и др. В сб.: Аннотации докладов XIII Международной конференции по ускорителям высоких энергий. ИЯФ СО АН СССР, Новосибирск, 1986, с.119.
6. Я.С.Дербенев, А.М.Кондратенко. ЭТФ, 64, 1918, (1973).
7. A.W.Chao, Nucl. Instr. Methods, 180, 29 (1981).
8. V.Bargmann, L.Michel, V.Telegdi. Phys. rev. lett., 2, 435 (1959).
9. H.Mais, G.Ripken. Preprint DESY 83-062, Hamburg, 1983.

**ДИНАМИКА ПУЧКОВ,
КОЛЛЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ
УСКОРЕНИЯ
И ИМПУЛЬСНЫЕ УСКОРИТЕЛИ**

**Председатель: А.А.Колюменский
Секретарь: С.А.Коренев**

Сессия 7

373/374

ШИРОКОПОЛОСНАЯ СИСТЕМА ПОДАВЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ДИПОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ ИВЭЭ

Л.М.Адо, А.Н.Вершинин, Ю.П.Лебедев, В.В.Поляков

Институт физики высоких энергий, Серпухов

При работе ускорителя ИВЭЭ с инжекцией от бустера необходимо подавлять поперечные дипольные колебания не только пучка в целом, но и отдельных сгустков. Существующая узкополосная система подавления когерентных бетатронных колебаний /1/ не обеспечивает требуемой для этих целей полосы пропускания, поэтому в дополнение к ней была создана широкополосная система с верхней граничной частотой пропускания, превышающей частоту ускоряющего поля. Новая система позволяет подавлять поперечные колебания сгустков, вызванные ошибками инжекции частиц из бустера и эффектами пространственного заряда. Аналогичный способ расширения полосы пропускания цепи обратной связи, действующей в поперечном направлении, используется в *SPS CERN/2/*.

Цепь широкополосной обратной связи по когерентным бетатронным колебаниям пучка строится по известной схеме /3/ (см.рис. 1) и состоит из датчика, регистрирующего отклонение центра тяжести сгустка, толкателя (в нашем случае магнитного), действующего в поперечном направлении, усилительных элементов, обеспечивающих прохождение сигнала по тракту цепи за время, равное времени пролёта сгустка от датчика до толкателя.

Основной характеристикой цепи обратной связи является величина декремента затухания, вносимого в поперечные колебания сгустка, которая рассчитывается по формуле /4/:

$$\tau^{-1} = - \frac{\eta \omega N K L}{\beta_H H R} \frac{\sqrt{\beta(0)\beta(l_0)}}{2 T_0} \sin \mu_0, \quad (1)$$

где τ - постоянная времени затухания бетатронных колебаний; $\beta(0)$, $\beta(l_0)$ - амплитудные функции бетатронных колебаний в месте установки датчика и толкателя; T_0 - период обращения частиц; μ_0 - набег фазы бетатронных колебаний от датчика до толкателя; ω - чувствительность датчика; N - число протонов в сгустке; K - коэффициент передачи в цепи обратной связи; L - длина толкателя; β_H - волновое сопротивление толкателя; η - отношение поля к току в обмотке толкателя; R - радиус кривизны орбиты в магнитных блоках; H - напряжённость поля в магнитных блоках.

Из выражения (1) следует, что наибольшая скорость подавления достигается при установке датчика и толкателя в точках ускорителя с максимальными значениями амплитудных функций, причём между ними должно быть расстояние, равное нечётному числу длин волн бетатронных колебаний.

1. Описание системы

Широкополосная система состоит из двух независимых каналов для радиального и вертикального направлений. Блок-схема канала показана на рис. 2. Канал включает в себя два электростатических датчика положения пучка с механической длиной 350 мм, ёмкостью ~ 85 пФ на пластину и дифференциальной чувствительностью $4 \cdot 10^{-12} N_0 / V_f$ (В/м), где N_0 - число протонов в кольце, V_f - банч-фак-

тор. Сигналы с каждой пары пластин датчика через входные блоки, имеющие полосу ($1 \text{ кГц} + 150 \text{ МГц}$), передаются на блок компенсации, который подавляет составляющую в спектре сигналов, обусловленную статическим искажением замкнутой орбиты пучка, и предотвращает насыщение выходного мощного усилителя. Блок компенсации сигнала замкнутой орбиты пучка построен по схеме самобалансирующегося моста /5/ с фактором подавления, превышающим 40 дБ. Степень подавления блока существенно зависит от фазового соотношения между сигналами, приходящими с пластин датчика положения пучка. Поэтому временные задержки в кабелях от датчика до блока компенсации тщательно вымерены, и на двухсотметровой длине разница в задержках не превышает 0,5 нс.

Для получения максимальной скорости подавления когерентных бетатронных колебаний в широкополосной системе расстояние между датчиком и толкателем должно равняться нечётному числу четвертей длин волн бетатронных колебаний. Чтобы это условие выполнялось для всех рабочих бетатронных частот, в тракт системы включён так называемый виртуальный датчик /6/, представляющий собой комбинацию из двух датчиков, установленных на разных азимутах ускорителя, и сумматора, в котором производится сложение сигналов с определёнными весовыми коэффициентами. Соотношение между коэффициентами передачи в трактах датчика 1 и датчика 2 для виртуального датчика, находящегося от толкателя на расстоянии, равном нечётному числу четвертей длин волн бетатронных колебаний, может быть записано:

$$\frac{K_1}{K_2} = - \frac{\sqrt{\beta(\varphi_2)} \cos \varphi_2 Q}{\sqrt{\beta(\varphi_1)} \cos \varphi_1 Q}, \quad (2)$$

где $\beta(\varphi_1)$, $\beta(\varphi_2)$ – бетатронные функции в местах установки датчика 1 и датчика 2; φ_1 , φ_2 – азимутальные углы между датчиками 1, 2 и толкателем соответственно; Q – число бетатронных колебаний частиц за один оборот.

Обязательным требованием для системы, работающей в режиме "сгусток в сгусток", является равенство времён пролёта сгустка и распространения сигнала от датчика до толкателя. Для выполнения этого требования в диапазоне изменения энергии пучка от 1,3 ГэВ до 70 ГэВ в цепь обратной связи включена дискретная электронно-переключаемая линия задержки. Принцип её действия подобен тому, который используется в CERN /7/ и FNAL /8/. Сигнал проходит через комбинацию кабельных задержек, электрические длины которых представляют би-нарную прогрессию. Каждый кабель может быть подключён или отключён с помощью аналогового ключа, управляющего задержкой в двоичном коде с кратностью, равной минимальной кабельной задержке. Полоса пропускания электронно-переключаемой задержки ($0 + 40 \text{ МГц}$), отклонение ФЧХ от линейности в полосе ($20 \text{ кГц} + 20 \text{ МГц}$) не более $\pm 14^\circ$, максимальное время задержки 350 нс. Управление задержкой осуществляется специальным блоком, синхронизируемым частотой ускоряющего поля.

Наличие в тракте системы управляемого фазовращателя позволяет изменять фазу сигналов в цепи обратной связи на π и тем самым обеспечивает условие самовозбуждения сгустков для диагностических целей. Замыкание цепи обратной связи осуществляется линейным ключом, управляемым таймерными импульсами системы синхронизации ускорителя.

Усиление сигналов в канале производится несколькими каскадами усилителей, равномерно распределённых по цепи и согласованных по динамическому диапазону. Коэффициент усиления каждого каскада составляет + 20 дБ, полоса ($1 \text{ кГц} + 50 \text{ МГц}$), отклонение ФЧХ от линейности в полосе ($5 \text{ кГц} + 30 \text{ МГц}$) не более $\pm 5^\circ$. Один из усилителей имеет регулируемый коэффициент усиления. Оконечным

Рис. 1. Схема широкополосной обратной связи по когерентным бетатронным колебаниям пучка.

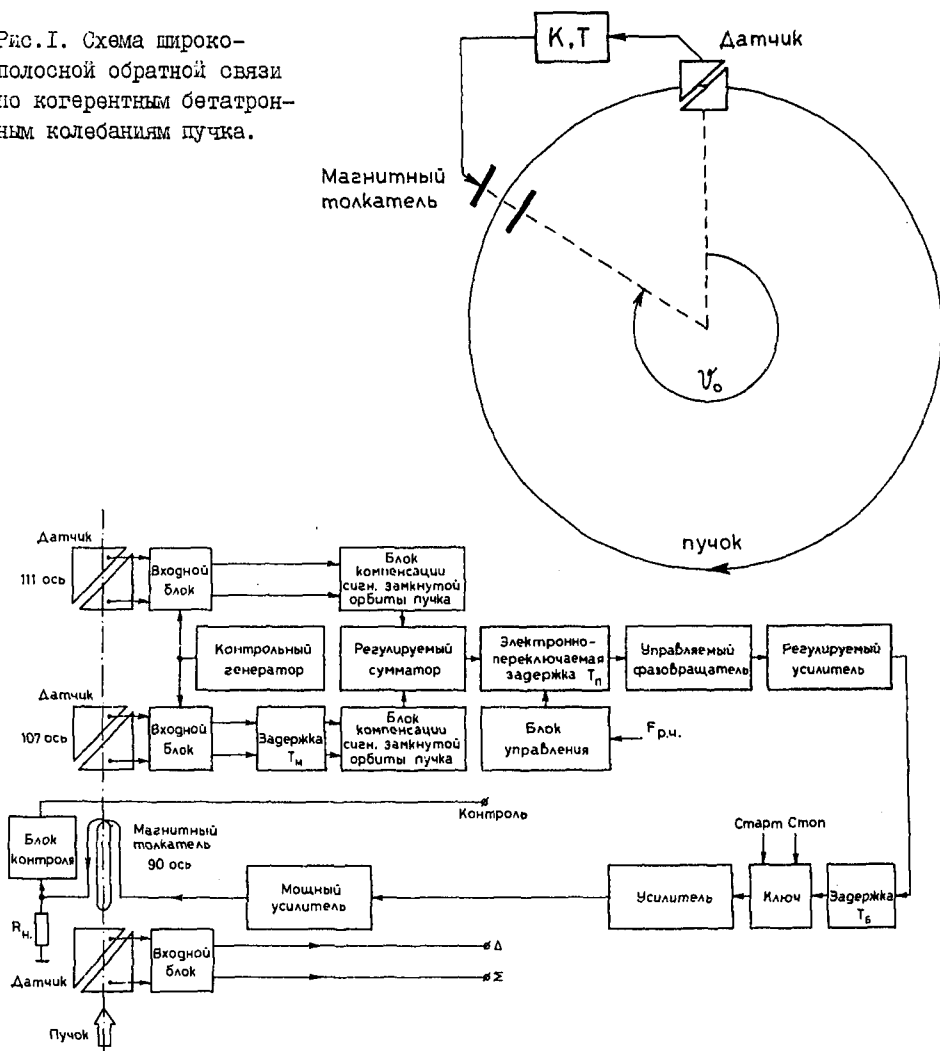


Рис. 2. Блок-схема канала широкополосной системы подавления поперечных дипольных колебаний пучка.

усилительным каскадом является мощный двухтактный ламповый усилитель, работающий в режиме АВ на магнитный толкатель, представляющий собой двухтактный воздушный соленоид. Полоса усилителя ($200 \text{ кГц} + 15 \text{ МГц}$), максимальный выходной ток $\sim 6 \text{ А}$ на нагрузке $37,5 \text{ Ом}$. Обмотка магнитного толкателя является двухпроводной 75-омной линией. Механическая длина 1100 мм , отношение величины магнитного поля в центре толкателя к току, протекающему по обмотке, составляет $6,5 \cdot 10^{-3} \text{ э/А}$. В одном танке совмещены две обмотки, создающие H_x и H_z компоненты магнитного поля. Внешний вид магнитного толкателя показан на рис. 3.

Мощный ламповый усилитель, его источники питания, малоомощная электроника, средства контроля и управления вынесены из зоны радиации ускорителя, что облегчает обслуживание системы и повышает её надёжность.

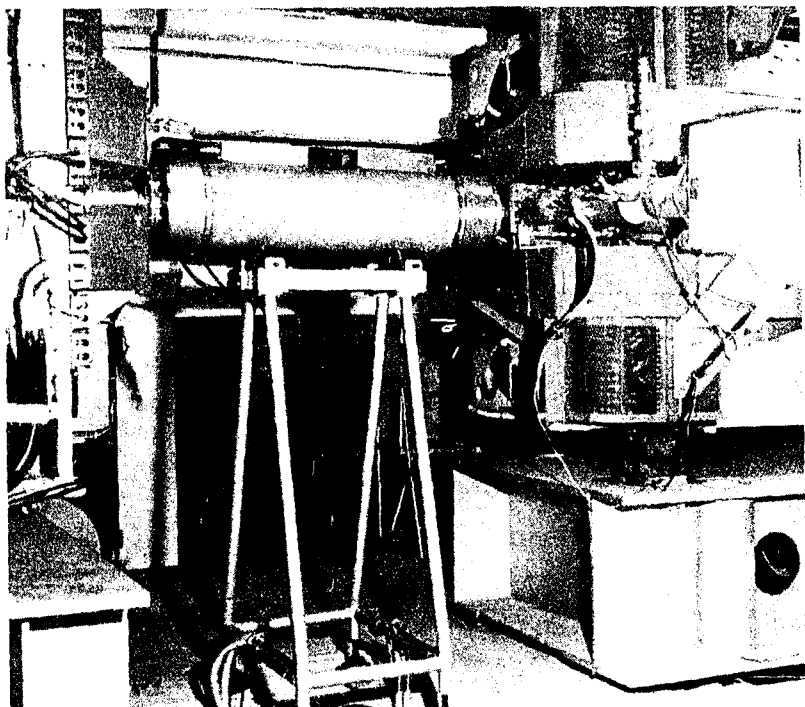


Рис. 3. Внешний вид магнитного толкателя.

2. Экспериментальные результаты

Максимальный декремент затухания, вносимый системой в поперечные дипольные колебания сгустков на энергии циркулирующего поля 1,35 ГэВ, составил $\sim 10^3 \text{ с}^{-1}$, коэффициент усиления цепи обратной связи $\sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ мрад/мм}$.

При максимальном коэффициенте усиления и амплитудах поперечных колебаний центра тяжести сгустка $(0,01 \pm 5) \text{ мм}$ цепь обратной связи работает в линейном режиме.

Наличие в тракте системы виртуального датчика позволяет избежать зависимости декремента от значения бетатронной частоты ускорителя.

Совместное функционирование узкополосной и широкополосной систем подавления когерентных бетатронных колебаний обеспечило работу ускорителя ИФЭО с интенсивностью пучка $1,2 \cdot 10^{13}$ протонов в цикле.

Л и т е р а т у р а

1. Вилбеков В.И., Терцев К.Ф., Лебедев О.П. Препринт ИФЭО 84-23, Серпухов, 1984.
2. Scandale W. SPS/DI-MST/Note/83-2, 1983.
3. Martin J.H. et al. V Intern. Conf. on High Energy Accel., Frascati, 1965, p.347.
4. Will K. Internal Report DESY PET-79/01, 1979.
5. Christiansen C.E. CERN/PS/BR 80-5, 1980.
6. Bossart R. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-26, No 3, 1979, p.3284.
7. Carter G. et al. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-28, No 3, 1981, p.2270.
8. Higgins E.F. IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-24, No 3, 1977, p.1830.

ПОПЕРЕЧНАЯ ФОКУСИРОВКА ПУЧКА В ОНДУЛЯТОРНОМ УСКОРИТЕЛЕ

Э.С. Масунов

Московский инженерно-физический институт

При исследовании динамики пучка в линейном ондуляторном ускорителе с периодическим вдоль оси магнитостатическим полем основное внимание обычно уделяется продольному движению /1-3/. Для сгруппированных ультрарелятивистских сгустков, взаимодействующих с полем плоской световой волны в ондуляторе, эффекты поперечной дефокусировки незначительны, по крайней мере на длине одной ускоряющей секции. Однако при рассмотрении процессов группировки и ускорения пучков в нерелятивистской или слабо релятивистской области энергий $\gamma = W/mc^2 \approx 3$ важным становится учет влияния продольной динамики на поперечную фокусировку частиц. При небольших энергиях частота ускоряющей электромагнитной волны выбирается в ВЧ-или СВЧ-диапазоне и трехмерная динамика пучка, зависящая от вида распределения полей в продольном и поперечном направлениях, определяется уже не только выбором типа ондулятора, но и волноведущей системы.

Ранее методами численного интегрирования изучалась поперечная динамика слабо релятивистских частиц в полях спирального ондулятора и циркулярно поляризованной электромагнитной волны /4/. В приближении слабого высокочастотного поля анализ поперечного движения проводился и в работе /5/. Как в /4/, так и в /5/ не учитывалась зависимость амплитуды высокочастотного поля от поперечных координат, что при больших величинах полей является принципиальным.

Действительно, периодическое поле ондулятора $\vec{B}_0$ является одновременно и фокусирующим полем. В случае отсутствия или малой величины амплитуды поля электромагнитной волны пучок всегда фокусируется в присоединенной области. С другой стороны, само высокочастотное поле, распространяющееся с фазовой скоростью, большей или равной скорости света, может как фокусировать, так и дефокусировать частицы пучка /6/. Совместное воздействие магнитного поля ондулятора $\vec{B}_0$ и электрического поля волны $\vec{E}_0$ также влияет на поперечную динамику, т.е. в поле комбинационной волны, амплитуда которой $\sim [\vec{B}_0, \vec{E}_0] \cdot \vec{z}$, частицы могут фокусироваться и дефокусироваться в зависимости от условий инжекции.

Целью настоящей работы является последовательный учет взаимодействия заряженных частиц с электромагнитным полем бегущей или стоячей волны на частоте ω в квазипериодическом ондуляторе произвольного типа. Для общности рассмотрения будем считать, что на длине периода ондулятора λ_0 поперечное смещение частицы и изменение ее скорости малы. Если ввести в рассмотрение безразмерные амплитуды поперечных магнитных полей ондулятора $\vec{b}_0 = \frac{e \vec{B}_0 \lambda_0}{2\pi mc}$ и волны

$$\vec{b}_0 = \frac{e \vec{B}_0 \lambda_0}{2\pi mc}, \quad \text{где } \lambda_0 = 2\pi/k_z, \quad \text{то последнее условие означает, что}$$

$$|\vec{b}_0| \ll 1, \quad |\vec{b}_1| \ll 1. \quad (I)$$

Кроме того, будем считать, что для поля ондулятора выполнено условие квазипериодичности, т.е. период λ_0 и амплитуда b_0 могут медленно изменяться вдоль координаты z .

Рассмотрим вначале случай взаимодействия пучка с полем бегущей вдоль оси z волны. В волноведущей системе амплитуды поперечных компонент электричес-

кого E_z и магнитного B_z полей связаны условием $\vec{E}_\perp^+ = V_s [\vec{B}_\perp^+, \vec{z}]$, где $V_s = \omega/k_z$ — фазовая скорость волны. Используя эту связь, уравнение поперечного движения удобно преобразовать так, чтобы в правую часть его входили только амплитуды и фазы поперечных компонент магнитного поля волны и ондулятора. Решение уравнения при выполнении условия (I) будем искать в виде суммы плавно меняющихся и быстро осциллирующих составляющих $\vec{R} = \vec{R}_c + \vec{r}_c$. Тогда, проводя усреднение по быстрым осцилляциям аналогично тому, как это делалось в [6], получим в гладком приближении $\frac{d}{d\tau} (\gamma_c \frac{d\vec{R}_c}{d\tau}) = -\frac{1}{2\gamma_c} \nabla_\perp U$. (2)

Здесь $U = \frac{1}{2} (\vec{b}_c^2 + \vec{b}_s^2 + 2\vec{b}_c \vec{b}_s \sin \psi)$, (2a)

$\tau = ct$, $\psi = \omega(z/V_s - \tau/c) + \psi_0$ — медленная фаза, V_s — скорость синхронной частицы, которая выражается через V_s , длину волны λ_s и период ондулятора λ_0 :

$$V_s = V_s^+ = V_s \frac{\lambda_0}{\lambda_0 + \lambda_s} \quad (0 < \frac{\lambda_s}{\lambda_0} < \infty); \quad V_s = V_s^- = V_s \frac{\lambda_s}{\lambda_s - \lambda_0} \quad (0 < \frac{\lambda_s}{\lambda_0} < 1). \quad (3)$$

При усреднении считается, что продольные скорости частиц пучка таковы, что обеспечивается синхронизм только с одной комбинационной волной, имеющей фазовую скорость V_s^+ или V_s^- .

Аналогичным образом получается уравнение гладкого приближения для продольной координаты z : $\frac{d}{d\tau} (\gamma_c \frac{dz}{d\tau}) = -\frac{\pi V_s}{\gamma_c \lambda_s V_s} \frac{\partial}{\partial \psi} U = A \cos \psi$, (4)

где $A = A^\pm = \frac{\pi}{\gamma_c} (\frac{1}{\lambda_0} \pm \frac{1}{\lambda_s}) \vec{b}_c \vec{b}_s$ при $V_s = V_s^\pm$; $A^\pm$ — амплитуда комбинационной волны. При выводе (4) предполагалось, что продольная компонента электрического поля E_z либо отсутствует, либо мала.

Максимальная амплитуда поперечной скорости, связанной с быстрыми осцилляциями, равна $V_\perp^+ / c = \sqrt{\vec{b}_c^2 + \vec{b}_s^2}$, а, соответственно, максимальная амплитуда поперечных осцилляций, которая определяет минимально возможный размер пучка, равна $r_\perp^+ = V_\perp^+ / \omega$.

Уравнение (4) хорошо известно в теории линейных ускорителей. Выбор зависимостей $\vec{b}_s(z)$ и $V_s(z)$ может обеспечить максимальный захват частиц и эффективную группировку пучка, если при этом не будут нарушаться условия поперечной устойчивости для всех фаз $-\pi/2 < \psi < 3\pi/2$ (условия минимума для "потенциальной" функции U по переменной $R_\perp^+$). Вид функции $U(R_\perp^+)$ зависит от типа электромагнитной волны и типа ондулятора. Как и в обычных линейных ускорителях, при выборе амплитуд полей b_c и b_s надо избегать условий, при которых возникают параметрические резонансы и резонансы связи.

До сих пор предполагалось, что в ондуляторном ускорителе используется бегущая волна. Аналогичным образом можно рассмотреть систему на стоячей волне (поле в резонаторе). Это несложно сделать, если представить стоячую волну как сумму двух встречных волн. При этом следует различать два случая: а) $\lambda_0 < \lambda_s$, б) $\lambda_0 > \lambda_s$. Первый случай соответствует ускорителю с нерелятивистским (протонным) пучком. С точностью до членов $\sim \lambda_0/\lambda_s$ уравнения (2), (4) остаются теми же, только b_s надо заменить в U и A на $b_p \sin \frac{2\pi}{\lambda_s} z$. Очевидно, группировать и ускорять пучок теперь можно на длине $L \leq \lambda_s/2$. В случае б) после усреднения исходного уравнения вместо (2a) получим

$U = \frac{1}{2} (\vec{b}_c^2 + \frac{1}{2} \vec{b}_p^2 + \vec{b}_c \vec{b}_p \sin \psi)$ при $V_s = |V_s|$ и $U = \frac{1}{2} (\vec{b}_c^2 + \frac{1}{2} \vec{b}_p^2 - \vec{b}_c \vec{b}_p \sin \psi)$ при $V = -V_s^+$, (5) где $\vec{b}_p$ — амплитуда высокочастотного поля в резонаторе. Соответственно и величина A в (4) изменится.

Ниже рассмотрено несколько примеров реализации ондуляторного ускорителя и найдены условия фокусировки пучка.

I. Ускорение ТЕМ-волной, распространяющейся по двухпроводной линии (ДП), помещенной в линейный ондулятор (ЛО).

Пусть ДЛ расположена в плоскости XZ , которая одновременно является плоскостью антисимметрии линейного ондулятора. Плоскость YZ является плоскостью симметрии ЛО и плоскостью антисимметрии ДЛ. Пучок инжектируется по оси Z , являющейся линией пересечения XZ и YZ . Тогда электрическое поле ТЕМ-волны вблизи оси имеет компоненты $E_x = E_0(1 + \frac{x^2 - y^2}{a^2}) \sin \frac{2\pi}{\lambda_0}(z - ct)$ и $E_z = 2E_0 \frac{xy}{a^2} \sin \frac{2\pi}{\lambda_0}(z - ct)$, где $2a$ - расстояние между проводниками. Поперечное поле ЛО: $B_x = 0$; $B_y = B_0 \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} z$, $\alpha = 2\pi \int \frac{dz}{\lambda_0}$. Введя безразмерные амплитуды $b_0 = \frac{eB_0 \lambda_0}{2\pi mc}$, $b_z = \frac{eE_0 \lambda_0}{2\pi mc^2}$ на оси z , получим условие поперечной устойчивости

$$\left(\frac{2\pi a}{\lambda_0}\right)^2 b_0 (b_0 + b_z \sin \psi) > 2b_z (b_0 + b_z \sin \psi) > 0. \quad (6)$$

Для любой фазы ψ они выполнены, если $E_0 = \frac{\lambda_0}{\lambda_0} c B_0$ и $\frac{2\pi a}{\lambda_0} > \sqrt{2}$.

2. Ускорение пучка циркулярно поляризованной ТЕМ-волной, распространяющейся по четырехпроводной линии в спиральном ондуляторе (см./3/).

Поперечное магнитное поле спирального ондулятора в приаксиальной области можно записать так:

$$B_x = -B_0 \left\{ \left[1 + \frac{\alpha^2}{8} (3x^2 + y^2) \right] \sin \alpha - \frac{\alpha^2}{4} xy \cos \alpha \right\}; B_y = B_0 \left\{ \left[1 + \frac{\alpha^2}{8} (x^2 + 3y^2) \right] \cos \alpha - \frac{\alpha^2}{4} xy \sin \alpha \right\}, \quad (7)$$

где $\alpha = 2\pi \int dz / \lambda_0$.

Если четырехпроводная линия состоит из проводников, расположенных параллельно оси на одинаковом от нее расстоянии, равномерно по окружности радиуса a , то компоненты электрического высокочастотного поля циркулярно поляризованной ТЕМ-волны вблизи оси равны

$$E_x = E_0 \left\{ \left(1 + \frac{y^2 - x^2}{a^2} \right) \sin \varphi - 2 \frac{xy}{a^2} \cos \varphi \right\}; E_y = E_0 \left\{ \left(1 + \frac{y^2 - x^2}{a^2} \right) \cos \varphi - 2 \frac{xy}{a^2} \sin \varphi \right\}, \quad (8)$$

где $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (z - ct)$.

Используя (7) и (8), можно получить "потенциальную" функцию (2а) и условие поперечной устойчивости пучка, которое в данном случае имеет простой вид:

$$E_0 \sin \psi + \frac{\lambda_0}{\lambda_0} c B_0 > 0. \quad (9)$$

При $E_0 < \frac{\lambda_0}{\lambda_0} c B_0$ неравенство выполняется для всех ψ в интервале $(-\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2})$.

3. Ускорение пучка циркулярно поляризованной волной типа H_{11} в круглом волноводе со спиральным ондулятором.

Снова используя выражение для поля ондулятора (7) и поля H_{11} , легко получить условие поперечной устойчивости

$$x^2 B_0^2 \frac{\lambda_0}{\lambda_0} - v^2 B_0^2 \frac{\lambda_0}{\lambda_0} > B_0 B_1^2 (x^2 - v^2) \sin \psi, \quad (10)$$

где B_0 и B_1^2 - амплитуды поперечных магнитных полей ондулятора и H_{11} -волны на оси системы, $x = \frac{2x}{\lambda_0}$, $v = \frac{M_1}{R_0}$, R_0 - радиус волновода, M_1 - первый корень уравнения $J_1'(u) = 0$. При $2\pi R_0 = \mu_0 \lambda_0$ фокусировка имеет место, когда $B_0 > \frac{\lambda_0}{\lambda_0} B_1$. В остальных случаях необходимо выполнение неравенства

$$x^2 B_0^2 \frac{\lambda_0}{\lambda_0} - v^2 B_0^2 \frac{\lambda_0}{\lambda_0} > B_0 B_1^2 |x^2 - v^2|. \quad (11)$$

Таким образом, из приведенных примеров видно, что в ондуляторном ускорителе можно не использовать дополнительные фокусирующие поля, чтобы обеспечить поперечную устойчивость пучка при его группировке и ускорении. Однако при этом необходимо выполнение определенных соотношений между амплитудами поля электромагнитной волны и поля ондулятора, которые зависят от типа ускорителя.

Л и т е р а т у р а

1. R.V.Palmer, J.Appl.Phys., Vol.43, No.7, p.3014, 1972.
2. G.Brauttti et al, Nuclear Instr. and Methods, Vol.153, p.357, 1978.
3. Е.Г.Бессонов, А.В.Серов. Препринт ФИАН, № 87, М., 1980.
4. Е.Г.Бессонов, А.В.Серов.-ЖТФ, т.52, с.383, 1982.
5. А.М.Кондратенко, Е.Л.Салдин.-ЖТФ, т.53, с.1317, 1983.
6. А.В.Гапонов, М.А.Миллер.-ЖЭТФ, т.34, с.751, 1958.

ДИНАМИКА НАКОПЛЕНИЯ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ МОДУЛИРОВАННОГО РЕЛЯТИВИСТСКОГО ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ В ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СИСТЕМАХ С ОБРАТНЫМИ СВЯЗЯМИ

Н.И. Айзацкий

Харьковский физико-технический институт АН УССР

Поиски путей повышения эффективности существующих линейных резонансных ускорителей электронов (ЛУЭ) привели к разработке специальных схем ускорения ^{/1,2/}, обеспечивающих при заданной мощности СВЧ-генераторов двух-трехкратное увеличение выходной энергии пучка по сравнению с традиционными схемами. Основными элементами предложенных установок являются инжекторный ЛУЭ и накопитель СВЧ-энергии, позволяющий накапливать энергию поля излучения модулированного пучка с последующей передачей накопленной энергии ускоряемым электронам. Данные схемы являются развитием методов автоускорения непрерывных пучков наносекундной длительности.

Поскольку накопление поля излучения невозможно без наличия обратной связи, то в качестве накопителей СВЧ-энергии предлагается использовать цепочки слабосвязанных резонаторов ^{/1/} (внутренняя связь, см. рис. 1 а) и резонаторы бегущей волны (РБВ) ^{/2/} (внешняя связь, см. рис. 1 б). Однако, как показывают теоретические и экспериментальные исследования, результаты которых представлены в данной работе, наличие обратной связи может привести к тому, что динамика взаимодействия модулированного электронного пучка с замедляющей структурой может стать качественно новой, а именно: при определенных параметрах пучка стационарный режим становится неустойчивым. При этом развиваются автомодуляционные процессы, приводящие к изменению во времени амплитуды и фазы накопленного поля излучения. В электронных приборах с непрерывными пучками развиваются аналогичные процессы (см. ^{/3,4/} и цит. там лит.).

Рассмотрим процесс взаимодействия релятивистского пучка электронов, промодулированного по плотности на рабочей частоте ускорителя $f_0 = 2797$ МГц с отрезком диафрагмированного волновода ($V_0 (f = f_0) = C$) при наличии обратной связи, которая осуществляется либо внешним волноводом с фазовращателем (рис. 1 б), либо за счет отражения на торцах замедляющей структуры (рис. 1 а). Расчет динамики накопления поля излучения в таких системах был выполнен на основе нестационарной модели ускорения ^{/5/}:

$$\frac{\partial V}{\partial \xi} + \alpha V + q \frac{\partial V}{\partial \tau} = I \sigma_{\tau} \frac{\int_{-\pi}^{\pi} d\tau_0 f(\tau_0) \exp[i \Delta(\tau_0, \xi)]}{\int_0^{\tau} d\tau_0 f(\tau_0)}, \quad (1.1)$$

$$\frac{d\Delta}{d\xi} = P \left[\frac{\kappa}{\sqrt{\beta^2 - 1}} - \frac{1}{\beta\phi} \right], \quad (1.2)$$

$$\frac{d\kappa}{d\xi} = -\sigma_0 \operatorname{Re}[V(\tau_0, \xi) \exp(-i\Delta)], \quad (1.3)$$

где $V(\tau, \xi)$ – комплексная амплитуда ускоряющего поля, нормированная на некоторое значение $E_0 (E = \frac{1}{2} V E_0 \exp(ikz - i\omega t) + \text{к.с.},$ для приведенных ниже результатов расчетов $E_0 = 100$ кВ/см), I – среднее по периоду значение

инжектируемого тока в амперах, γ - релятивистский фактор частицы, Δ - фаза частицы относительно возбуждаемой волны. Остальные безразмерные параметры определяются электродинамическими характеристиками замедляющей структуры (см./5/). Граничное условие, связывающее значения амплитуды поля на входе и выходе, имеет вид

$$V(\tau, 0) = H \exp(i \Delta \Phi) V(\tau - T_2, 1), \quad (2)$$

$H = e^{-\alpha}$ для схемы (I а) и $H = e^{-\alpha_1 \ell_2}$ для схемы (I б) (α, ℓ_2 - затухание и длина внешнего волновода), $\Delta \Phi$ - набег фазы за один оборот, T_2 - время задержки в цепи обратной связи.

На рис. 2 представлены результаты расчета амплитуды поля на выходе секции для РБВ (схема I б) со следующими параметрами: длина диафрагмированного волновода $L_1 = 160$ см, последовательное сопротивление $R_n = 635$ Ом/см², затухание $\alpha = 6,8 \cdot 10^{-4}$ 1/см, время задержки в цепи обратной связи $T_2 = \ell_2 / v_{gr} = 86 / f_0$. При расчетах мы предполагали, что начальная функция распределения пучка имеет вид

$$f(\tau_0) = \sum_{n=1}^N \delta(\tau_0 - 2\pi n), \quad (3)$$

т.е. пучок представляет последовательность точечных сгустков. Все сгустки имеют одну и ту же энергию $W_0 = mc^2(\gamma_0 - 1)$. Кривая 1 описывает динамику накопления поля излучения пучка электронов с энергией $W_0 = 4,5$ МэВ и импульсным током $I = 0,4$ А в случае резонансной настройки кольца ($\Delta \Phi = 2\pi n$). Видно, что в этом случае процесс накопления выходит на стационар. При введении фазового сдвига возникает автомодуляция сигнала с характерным периодом, совпадающим с временем пробега энергии по РБВ: $T_0 = L_1 / v_{gr} + T_2$ (кривая 2, $\Delta \Phi = 2\pi n - 0,3$). При увеличении тока инжекции автомодуляционный процесс развивается и в случае $\Delta \Phi = 2\pi n$ (кривая 3, $I = 0,6$ А), причем период автомодуляции в два раза меньше, чем T_0 . С ростом энергии пучка пороговые значения токов, при которых возникает неустойчивость, увеличиваются.

Были также проведены расчеты динамики накопления в случае инжекции пучка с конечной длительностью сгустков, которые показали, что с увеличением фазовой длины сгустка пороговые значения токов увеличиваются, так, при $\Delta \varphi = \pi$ пороговый ток возрастает в два раза по сравнению со случаем, рассмотренным выше, и составляет величину $I_* \approx 1$ А.

Исследование накопления в структуре с внутренней обратной связью (схема (I а)) показало, что развивающиеся процессы имеют характер, аналогичный описанному выше.

Экспериментальная проверка динамики взаимодействия модулированного релятивистского пучка электронов с РБВ была проведена на второй секции универсального инжекторного комплекса (УИК) ускорителя ЛУЭ-300 ХФТИ АН УССР, отличительной особенностью которого является наличие внешних обратных связей в системе СВЧ-питания всех четырех ускоряющих секций. Длина первой секции $L_1 = 83$ см, трех остальных - $L_2 = 172$ см. В каждом кольце обратной связи, соединяющего выход секции со входом, установлены фазовращатель для настройки кольца в резонанс и коаксиальные направленные ответвители для индикации высокочастотного сигнала. Две секции попарно через двойной Т-образный мост запитываются от одного высокочастотного источника мощности. Особенностью запитки является применение направленного ответвителя с регулируемой связью, позволяющего устанавливать оптимальную связь для передачи высоко-

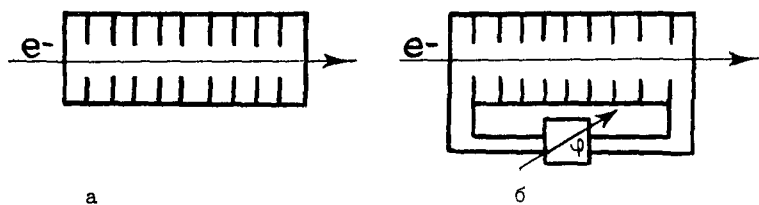


Рис. 1

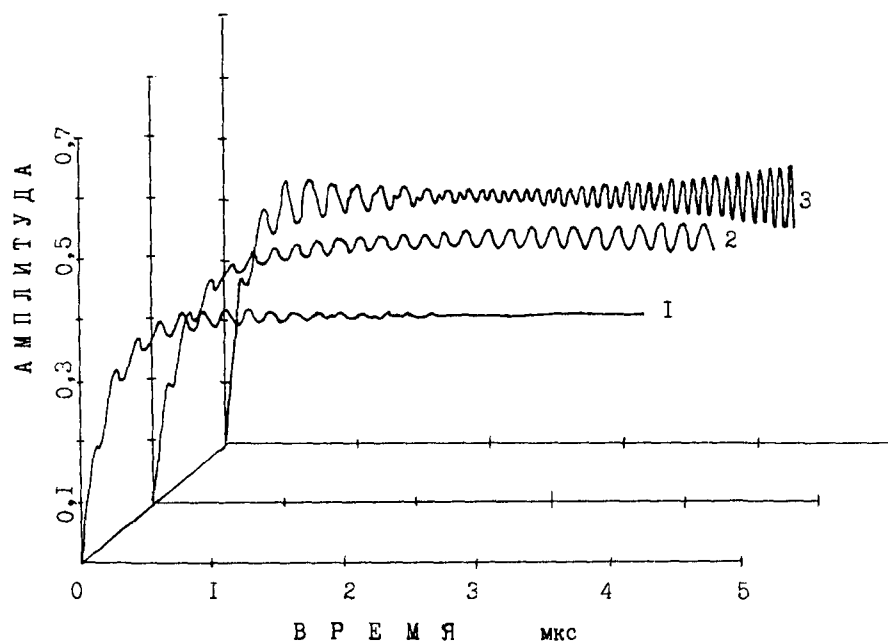


Рис. 2

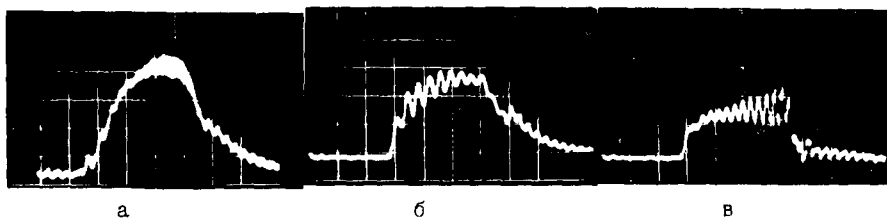


Рис. 3

частотной мощности в кольцо. В данных экспериментах коэффициент связи направленного ответвителя второй секции устанавливался близким к нулю. При этом мощность от внешнего источника в рассматриваемую секцию не подавалась, а осуществлялась полная передача энергии с выхода на вход (за исключением потери во внешнем волноводе). В РБВ инжектировался модулированный пучок электронов с энергией $W_0 \approx 3 \div 5$ МэВ. Экспериментальные исследования подтвердили описанные выше закономерности. На рис. 3 а представлена осциллограмма амплитуды поля на выходе секции для случая $\Delta\Phi = 2\pi n$ (цена деления по горизонтали $\Delta t = 0,5$ нс). Видно, что после переходного режима развивается сложный автомодуляционный процесс. При уменьшении тока пучка стационарный режим накопления при $\Delta\Phi = 2\pi n$ становится устойчивым (рис. 3 б), а автомодуляция развивается при $\Delta\Phi \neq 2\pi n$ (рис. 3 в).

Таким образом, в данной работе показано, что процесс накопления поля излучения в замедляющей структуре с обратной связью может стать неустойчивым. При этом возникают автомодуляционные явления, затрудняющие реализацию предложенных методов аутоускорения в области умеренных энергий ($W_0 < 10 + 15$ МэВ).

Л и т е р а т у р а

1. Вишняков В.А., Закутин В.В., Кушнир В.А., Шендерович А.М. Методы увеличения энергии существующих линейных резонансных ускорителей. М.: ЦНИИатоминформ, 1984, с. 17.
2. Богданович Б.Ю., Останин В.А., Шальнов А.В., Яценко В.В. Линейный ускоритель электронов с использованием энергии поля излучения пучка. - В сб.: Ускорители. М.: Атомиздат, 1981, вып. 20, с. 72 - 76.
3. Кислов В.Я., Дмитриев А.С. Стохастические колебания в радиотехнических и электронных системах. - В сб.: Проблемы современной радиотехники и электроники. М., Наука, 1983, с. 193-212.
4. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Периодические и стохастические автомодуляционные режимы в электронных генераторах с распределенным взаимодействием. В сб.: Релятивистская высокочастотная электроника. Институт прикладной физики АН СССР, Горький, 1981, с. 101.
5. Айзацкий Н.И. Переходный процесс в инжекторной секции ЛУЭ с кольцом рекуперации ВЧ-мощности. - В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. Харьков, 1984, № 2 (19), с. 18 - 20.

РАСЧЕТ И ИЗМЕРЕНИЕ ПРОДОЛЬНОГО ИМПЕДАНСА СВЯЗИ ГОФРИРОВАННОЙ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИФВЭ

В.И.Галбеков, К.Ф.Герцев, Л.И.Копылов, М.С.Михеев

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В протонном синхротроне ИФВЭ наблюдается самогруппировка частиц внутри существующих сгустков, сопровождаемая СВЧ-сигналом сантиметрового диапазона /1/. В результате экспериментального исследования было установлено, что центральная частота СВЧ-модуляции зависит от энергии частиц и уменьшается от 6 ГГц при $E = 7$ ГэВ до 5, 7 ГГц при $E = 70$ ГэВ, ширина спектров находится в пределах $100 \div 300$ МГц, а приведенный импеданс увеличивается в том же диапазоне энергий от 90 Ом до $300 \text{ Ом} / 2 /$. Расчеты показали, что причиной появления такого импеданса могут быть гофры вакуумной камеры /3/. В подтверждение были проведены измерения характеристик коротких резонаторов, изготовленных из отрезков гофрированной камеры ускорителя У-70. В настоящем докладе представлены методика и результаты измерений и расчетов.

I. Методика измерений

Отрезок камеры, содержащий целое число гофров, закорачивался с торцов медными пластинами, на которых устанавливались возбуждающая и приемная петли связи. Условие резонанса в такой системе имеет вид

$$\frac{m}{2} \lambda(f_m) = L, \quad m = 0, 1, \dots, \quad (1)$$

где L - длина резонатора, f_m - резонансная частота, $\lambda(f)$ - длина волны основной гармоники в волноводе. Высшие пространственные гармоники поля, появляющиеся из-за гофров, практически не дают вклада вблизи оси, т.к. шаг гофра значительно меньше диаметра камеры.

Сканируя частоту возбуждения и регистрируя сигнал на приемной петле, находим резонансные частоты f_m и соответствующие добротности Q_m . При известном m с помощью (1) можно восстановить дисперсионную характеристику $\lambda(f)$, а также найти зависимость фазовой скорости волны от частоты:

$$\beta_p(f) = \frac{f}{c} \lambda(f). \quad (2)$$

Число m определялось методом малых возмущений /4/, для чего вдоль оси резонатора протягивался небольшой металлический цилиндр, вызывающий изменение резонансной частоты:

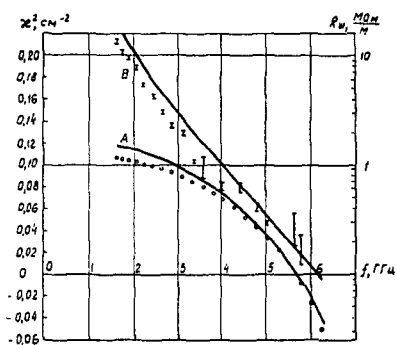
$$\Delta f_m(z) = a \rho_m(z) f_m, \quad (3)$$

где a - коэффициент, зависящий от размеров, формы и материала возмущающего тела, z - его координата, ρ_m - параметр, характеризующий форму поля в резонаторе:

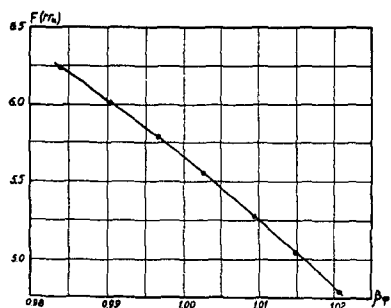
$$\rho_m(z) = \frac{E_z^2(z)}{\int E^2 dV}. \quad (4)$$

Измеряя зависимость $\Delta f_m(z)$, можно найти индекс m , а также амплитудное значение ρ_m , необходимое для вычисления погонного шунтового сопротивления резонатора:

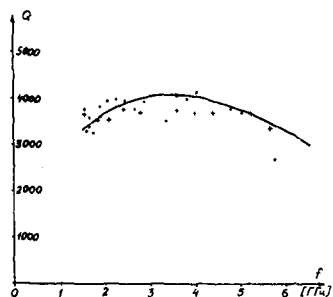
$$R_w = \frac{2Q_m \rho_m L}{f_m}. \quad (5)$$



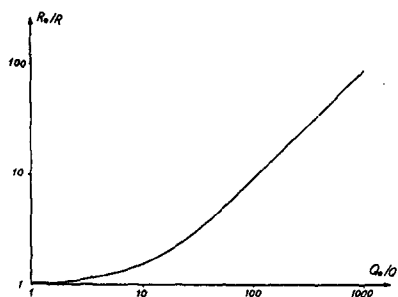
1. Зависимость параметра $\mathcal{Z}_m^2$ и шунтового сопротивления резонатора от частоты.



2. Участок дисперсионной характеристики гофрированной камеры.



3. Добротность измеряемого резонатора при различных частотах возбуждения.



4. Зависимость шунтового сопротивления гофрированной камеры ускорителя от параметра γ .

Этот метод применим только к изолированным резонансам. В области частот выше 4 ГГц, которая представляет для нас наибольший интерес, резонансы расположены очень часто, и их наложение является скорее правилом, чем исключением. В ряде случаев их удавалось развести путем небольшого продольного сжатия резонатора. Для улучшения методики мы применили последовательную протяжку двух пробных тел с разными чувствительностями $Q_{1,2}$ и Фурье-анализ сигналов $V(z)$ приемной петли. Можно показать, что амплитуды гармоники $V \sim \cos \frac{2\pi m z}{L}$ имеют вид

$$V_m \sim \frac{f - f_m - \frac{Q}{2} f_m \rho_m}{[(f - f_m)^2 + f_m^2 / Q_m^2]^2}. \quad (6)$$

Определив частоты возбуждения $f_1^{(0)}$ и $f_2^{(0)}$, при которых $V_m = 0$ соответственно для первого и второго тела, с помощью (6) получим

$$\rho_m = 2 \frac{f_1^{(0)} - f_2^{(0)}}{Q_2 f_1^{(0)} - Q_1 f_2^{(0)}}, \quad (7)$$

$$f_m = f_1^{(0)} + \frac{Q_1}{2} \rho_m f_1^{(0)}. \quad (8)$$

Добротность резонатора определяется по результатам измерения с одним из тел частот f' и f'' , при которых величина V_m экстремальна:

$$Q_m = \frac{f_m}{\sqrt{3} |f' - f''|} \frac{1}{1 - A}. \quad (9)$$

Здесь A — переходное ослабление резонатора по мощности, которое измерялось методом замещения [4]. Калибровка пробных тел производилась в специальном цилиндрическом резонаторе, характеристики которого поддаются расчету.

Измерения проводились на автоматизированной установке с применением микроЭВМ, которая управляла частотой возбуждения и протяжкой пробных тел, считывала, обрабатывала и представляла оператору данные. Наибольшую погрешность в измерение дисперсионной характеристики вносит непараллельность торцов резонаторов и связанная с этим неопределенность длины $\delta L \approx 0,5$ мм. Соответствующая ошибка фазовой скорости волны составляет $\sim 10^{-3}$. Шунтовое сопротивление измерено на частотах (1,6 ÷ 4) ГГц с погрешностью (5 ÷ 10)%. В диапазоне (4 ÷ 6) ГГц, при близком расположении резонансов, на отдельных частотах не удалось получить точность лучше 50%. Основная причина состоит в том, что разности частот, входящие в формулу (7), составляют несколько десятков кГц и измеряются с точностью около 10 кГц.

2. Результаты измерений и расчетов

На рис.1 точками представлена функция $\chi_m^2(f_m) = \pi^2 \left(\frac{4f_m^2}{c^2} - \frac{m^2}{L^2} \right)$ для резонатора длиной $L = 544$ мм (кривая А). При $f > 5,65$ ГГц $\chi^2 < 0$, что указывает на возможность распространения в камере волны с фазовой скоростью $< c$. Соответствующая этим данным зависимость $\beta_p(f)$ показана на рис.2. Из условия $\beta_p(f) = \beta_{лучка}$ найдены частоты резонансного взаимодействия пучка с камерой, которые хорошо совпадают с результатами измерений на ускорителе [2]. На рис.3 и рис.1 (кривая В) представлены добротности и погонные шунтовые сопротивления трех резонаторов длиной 544, 317 и 240 мм.

Те же характеристики можно рассчитать по методике работы [3]. Результаты имеют вид:

$$f_m = \frac{c}{2\pi \sqrt{\alpha_1 \epsilon b}} \sqrt{\frac{x J_0(x)}{J_1(x)}}, \quad (10)$$

$$Q_m = \frac{b}{\alpha_1 \delta_m} \left[\frac{1}{2} + \frac{\alpha_1 \ell}{b} - \frac{J_0(x)}{x J_1(x)} + \frac{J_0^2(x)}{2 J_1^2(x)} \right], \quad (II)$$

$$R_w = \frac{4}{c \alpha_2 \delta_m} \left(\frac{\ell \alpha_1}{b} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{x}{J_0^3(x) J_1(x)}}, \quad (I2)$$

где $x = b \alpha_m$, $J_n(x)$ - функция Бесселя, ℓ - шаг гофра, b - эффективный радиус камеры, $\alpha_{1,2}$ - геометрические параметры, зависящие от формы гофров, δ_m - толщина скин-слоя на частоте f_m . Параметры b и $\alpha_{1,2}$ в рамках используемой модели не поддаются точному расчету. Для комбинаций, входящих в (I0)-(I2), ранее были получены оценки [3]:

$$b = 7,4 \text{ см}; \quad \ell \alpha_1 = 0,165 \text{ см}; \quad \alpha_2^2 \rho = 40 \text{ мОм} \cdot \text{см},$$

где ρ - удельное сопротивление стенок. Уточнение этих величин по измерениям дисперсионной характеристики камеры дает:

$$b = 6,8 \text{ см}; \quad \ell \alpha_1 = 0,21 \text{ см}; \quad \alpha_2^2 \rho = 64 \text{ мОм} \cdot \text{см}.$$

Результаты расчетов показаны на рис. I-3 сплошными линиями. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных подтверждает теоретическую модель и полученные на ее основе характеристики камеры У-70 / 3 /. Отмеченное выше небольшое изменение параметров приводит к некоторому увеличению импеданса камеры, так что при энергии 70 ГэВ он достигает 340 Ом (вместо 200 Ом), при измененном значении $\sim 300 \text{ Ом} / 2 /$.

3. Демпфированные камеры

Внутри резонансного макета вводились различные поглощающие элементы (демпферы). Наиболее подходящим демпфером с точки зрения использования его в ускорителе является лента со слоем поглотителя, расположенная на нижней широкой стенке эллипса камеры по всей длине гофров. Она эффективно демпфирует замедленную Е-волну, не сокращает апертуру камеры и может быть легко установлена. На ленту наносилась смесь графитового порошка с силикатным клеем. Оказалось, что введение такого демпфера в резонатор слабо влияет на резонансные частоты, но значительно уменьшает его добротность.

Будем характеризовать уменьшение добротности резонатора параметром $\eta = \frac{Q_0}{Q} - 1$, где Q_0 - добротность без демпфера, а Q - с демпфером. Измерения показали, что параметр η пропорционален ширине демпфера. Например, для получения $\eta = 100$ нужно использовать ленту шириной $\sim 20 \text{ мм}$. Однако связь шунтового сопротивления гофрированной камеры ускорителя и параметра η нелинейна (рис.4). Уменьшение добротности в сто раз приводит лишь к десятикратному падению импеданса. Это обусловлено действием гладких участков вакуумной камеры, уменьшающих естественную длину затухания волны в камере в 10-15 раз за счет расфазировки волны и частицы. Для применения демпфера необходимо решить ряд вопросов, связанных с выбором материалов и технологией его изготовления. Следует отметить, что использование демпфера может привести к усилению резистивных неустойчивостей пучка. Этот вопрос требует специального изучения.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Г.Гуров. Препринт ИФВЭ 80-109, Серпухов, 1980.
2. В.И.Балбеков, К.Ф.Герцев и др. Препринт ИФВЭ 85-129, Серпухов, 1985.
3. В.И.Балбеков. Препринт ИФВЭ 85-128, Серпухов, 1985.
4. О.А.Вальднер и др. Справочник по диафрагмированным волноводам. М.: Атомиздат, 1977.

$$Q_m = \frac{b}{\alpha_1 \delta_m} \left[\frac{1}{2} + \frac{\alpha_1 \ell}{b} - \frac{J_0(x)}{x J_1(x)} + \frac{J_0^2(x)}{2 J_1^2(x)} \right], \quad (II)$$

$$R_{\text{ш}} = \frac{4}{c \alpha_2 \delta_m} \left(\frac{\ell \alpha_1}{b} \right)^{3/2} \sqrt{\frac{x}{J_0^3(x) J_1(x)}}, \quad (I2)$$

где $x = b \alpha_m$, $J_n(x)$ - функция Бесселя, ℓ - шаг гофра, b - эффективный радиус камеры, $\alpha_{1,2}$ - геометрические параметры, зависящие от формы гофров, δ_m - толщина скин-слоя на частоте f_m . Параметры b и $\alpha_{1,2}$ в рамках используемой модели не поддаются точному расчету. Для комбинаций, входящих в (I0)-(I2), ранее были получены оценки [3]:

$$b = 7,4 \text{ см}; \quad \ell \alpha_1 = 0,165 \text{ см}; \quad \alpha_2^2 \rho = 40 \text{ мкОм} \cdot \text{см},$$

где ρ - удельное сопротивление стенок. Уточнение этих величин по измерениям дисперсионной характеристики камеры дает:

$$b = 6,8 \text{ см}; \quad \ell \alpha_1 = 0,21 \text{ см}; \quad \alpha_2^2 \rho = 64 \text{ мкОм} \cdot \text{см}.$$

Результаты расчетов показаны на рис. I-3 сплошными линиями. Хорошее совпадение расчетных и экспериментальных данных подтверждает теоретическую модель и полученные на ее основе характеристики камеры У-70 / 3 /. Отмеченное выше небольшое изменение параметров приводит к некоторому увеличению импеданса камеры, так что при энергии 70 ГэВ он достигает 340 Ом (вместо 200 Ом), при измененном значении $\sim 300 \text{ Ом} / 2 /$.

3. Демпфированные камеры

Внутри резонансного макета вводились различные поглощающие элементы (демпферы). Наиболее подходящим демпфером с точки зрения использования его в ускорителе является лента со слоем поглотителя, расположенная на нижней широкой стенке эллипса камеры по всей длине гофров. Она эффективно демпфирует замедленную Е-волну, не сокращает апертуру камеры и может быть легко установлена. На ленту наносилась смесь графитового порошка с силикатным клеем. Оказалось, что введение такого демпфера в резонатор слабо влияет на резонансные частоты, но значительно уменьшает его добротность.

Будем характеризовать уменьшение добротности резонатора параметром $\eta = \frac{Q_0}{Q} - 1$, где Q_0 - добротность без демпфера, а Q - с демпфером. Измерения показали, что параметр η пропорционален ширине демпфера. Например, для получения $\eta = 100$ нужно использовать ленту шириной $\sim 20 \text{ мм}$. Однако связь шунтового сопротивления гофрированной камеры ускорителя и параметра η нелинейна (рис.4). Уменьшение добротности в сто раз приводит лишь к десятикратному падению импеданса. Это обусловлено действием гладких участков вакуумной камеры, уменьшающих естественную длину затухания волны в камере в 10-15 раз за счет расфазировки волн и частицы. Для применения демпфера необходимо решить ряд вопросов, связанных с выбором материалов и технологий его изготовления. Следует отметить, что использование демпфера может привести к усилению резистивных неустойчивостей пучка. Этот вопрос требует специального изучения.

Л и т е р а т у р а

1. Г.Г.Гуров. Препринт ИФВЭ 80-109, Серпухов, 1980.
2. В.И.Балбеков, К.Ф.Герцев и др. Препринт ИФВЭ 85-129, Серпухов, 1985.
3. В.И.Балбеков. Препринт ИФВЭ 85-128, Серпухов, 1985.
4. О.А.Вальднер и др. Справочник по диафрагмированным волноводам. М.: Атомиздат, 1977.

ХАРАКТЕРИСТИКИ СИНХРОТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОН-ИОННОГО КОЛЬЦА КУТИ-20 И ПЕРСПЕКТИВА ИСПОЛЬЗОВАНИЯ

Г.Б. Долбилов, А.А. Малышев, Б.Н. Саранцев, А.Н. Сумбаев, С.И. Тютюнников,
В.Н. Шаляпин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Синхротронное излучение (СИ) релятивистских электронов в циклических ускорителях и накопителях является источником в широкой области спектра от видимого диапазона до рентгеновского излучения. Это излучение с каждым годом находит все более широкое применение в исследованиях физики твердого тела, атомной физике, рентгеновской литографии /1/. Такой повышенный интерес к СИ стимулирует поиск технических решений в создании мощных источников излучения, более компактных, дешевых, чем большие накопители. Так, в работе /2/ было показано, что в электронных кольцах, которые используются для коллективных методов ускорения с энергией $E_e = 70$ МэВ и $R = 2$ см, могут быть получены большие пиковые мощности вплоть до длин волн $\lambda \approx 1000$ А. Исходя из этого, мы проанализировали характеристики СИ электрон-ионного кольца коллективного ускорителя тяжелых ионов КУТИ-20 с целью найти возможное применение. Одной из основных привлекающих особенностей электронных колец является большое число электронов $N_e \approx 10^{13}$ /3/ по сравнению с известным источником СИ на кольцах малого размера, ускоритель "Тролл" /4/. Коллективный ускоритель тяжелых ионов КУТИ-20 имеет следующие параметры: $E_e = 15+25$ МэВ, $a_r = a_z = 2$ мм, $R = 4+3$ см, $N_e = 10^{13}$. Для такого электронного кольца спектр СИ лежит в ИК-области. Для этой спектральной области, особенно для дальнего ИК-диапазона, отсутствуют мощные излучатели, а из имеющихся можно перечислить:

1. Источник абсолютно-черного тела АЧТ при $T = 1200^\circ\text{К}$, для которого $P = 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{мм}^2 \text{ см}^2}$ для $\lambda = 100$ мкм.
2. Ртутная лампа при сверхвысоком давлении, у которой $P = 10^{-8}$ Вт в интервал длин волн $\Delta\lambda/\lambda = 1/10$ для $\lambda = 100$ мкм /5/.
3. Субмиллиметровые лазеры, которые, однако, дают дискретные линии, без возможности перестройки от 40 до 1800 мкм в импульсной мощности до 10 кВт. Отсутствие перестройки по длинам волн является их главным недостатком /6/.

Впервые в работе /7/ был проведен анализ использования СИ в дальней ИК области, и показано, что поскольку его спектральная плотность спадает как λ^{-1} , а плотность излучения АЧТ как λ^{-3} , то в дальней области ИК мощность СИ будет превосходить АЧТ. Расчеты для накопителя "Tantalus" с параметрами: $R = 0,65$ м, $E_e = 240$ МэВ, $I_e = 50$ мА, показывают, что уровень СИ на $\lambda = 240$ мкм будет превосходить АЧТ более чем на два порядка. Были выполнены измерения СИ в ИК-диапазоне на накопителе АСО $E_e = 540$ МэВ, $R = 1,1$ м, $I_e = 70$ мА на длине волны $\lambda = 2,5$ мкм, которые дают значение мощности излучения $P = 10^{-7}$ Вт в $\Delta\Omega = 10^{-1}$ /8/, где $\Delta\Omega$ - телесный угол регистрации излучения.

Как было сказано выше, в электронном кольце КУТИ-20 число электронов $N_e \approx 10^{13}$. На рис.1 приведены расчетные значения импульсной спектральной плотности СИ и излучения АЧТ с температурой 1200°К . Из графика видно, что для $N_e = 10^{13}$ мощность СИ на $\lambda = 100$ мкм составляет $P_{\text{СИ}} = 0,5 \frac{\text{Вт}}{\text{мм}^2 \text{ см}^2}$.

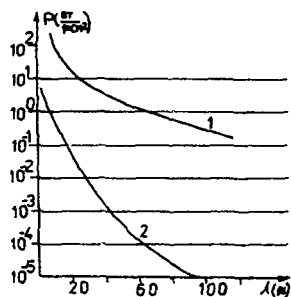


Рис. 1. Спектральное распределение плотности СИ и излучения АЧТ. 1 - СИ $\gamma = 50, R = 4$ см, $N_e = 10^{13}$; 2 - АЧТ $T = 1200^\circ\text{C}$.

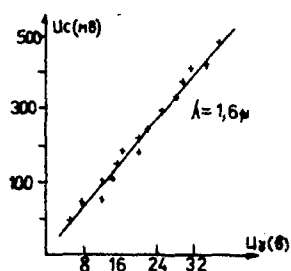


Рис. 3. Зависимость суммарной мощности СИ на $\lambda = 1,6$ мкм от относительной интенсивности электронов U_v , измеренной в электронном кольце КУТИ по γ - излучению.

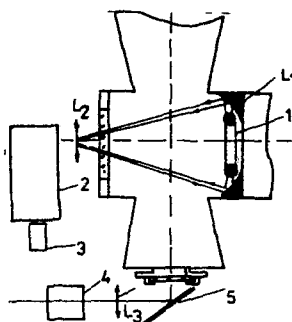


Рис. 2. Геометрия вывода СИ из камеры ускорителя. 1 - электронное кольцо, 2 - монохроматор ИК, 3 - детектор ИК, 4 - диссектор, 5 - зеркало, L_1, L_2, L_3 - линзы.

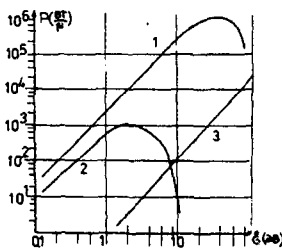


Рис. 4. Спектральное распределение СИ: 1 - электронное кольцо $\gamma = 100, R = 2$ см, $N_e = 10^{13}$, 2 - КУТИ-20 $\gamma = 50, R = 4$ см, $N_e = 10^{13}$, 3 - накопитель "Сибирь" $\gamma = 840, R = 100$ см, $I_e = 0,2$ А.

$P_{\text{АЧТ}} = 10^{-5} \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2 \cdot \text{мкм}}$. Расчетное значение спектральной плотности излучения для накопителя АСО /8/ для $\lambda = 100$ мкм составляет $P_{\text{СИ}} = 10^{-6} \frac{\text{Вт}}{\text{мкм}}$. Расчетное значение мощности СИ для $\lambda = 100$ мкм для накопителя DORIS: $E_e = 4$ ГэВ, $R = 12$ м, $I_e = 0,3$ А; $P_{\text{СИ}} = 10^{-4} \frac{\text{Вт}}{\text{мкм}}$. В электронном кольце КУТИ-20 удастся создать выводной канал СИ с геометрической эффективностью, близкой к единице.

На рис.2 показана геометрия вывода СИ из камеры адгезатора, где происходит формирование электронных колец. Для работы на пучке СИ от электронных колец необходимо иметь два независимых канала: 1 - канал для измерения интенсивности электронов в кольце в каждом цикле, энергии электронов. Для этого излучение выводится через окно в медианной плоскости ускорителя; 2 - канал излучения позволяет геометрически с помощью фокусирующей оптики собрать практически все излучение электронного кольца. Для реализации этого режима электронное кольцо выводится в место установки фокусирующего зеркала L_1 . Таким образом, обеспечивается геометрия использования полного СИ от кольца в ИК-области 50% при непрерывном мониторингировании интенсивности электронов N_e , энергии E , размеров сечения кольца Q_R, Q_z , в видимой области спектра или в ближнем ИК. Измерения, проведенные на КУТИ-20, показали, что средняя энергия электронов от цикла к циклу меняется не более чем на 1%. Относительную точность монитори-

рования по числу электронов можно обеспечить не хуже 5% (по измерению γ -излучения от высадки электронов), по абсолютной мощности СИ не хуже 10%, что связано с абсолютным измерением числа электронов (рис.3). Длительность импульса СИ в КУТИ-20 может изменяться от 100+200 мкс в случае полного сбора излучения и от 2 до 20 мс для режима удержания кольца в медианной плоскости. Режим с удержанием $T = 20 \text{ мс}$ экспериментально реализован на установке типа ИКУТИ /9/. Если обеспечить режим длительного удержания кольца вблизи отражающего ИК-излучения зеркала, то можно значительную часть энергии пучка перевести в СИ. Для 5% потерь энергии на СИ при полной энергии кольца $W = 40 \text{ Дж}$ в ИК-области будут излучены 2 Дж. На ускорителе КУТИ-20 были проведены измерения спектра СИ в ближней ИК-области с помощью монохроматора ИДР-2 в интервале $0,7 \div 2,5 \text{ мкм}$. Разрешение прибора $\lambda/\Delta\lambda = 150$.

В таблице приводятся данные измерений на длине волны 2,5 мкм для КУТИ-20 и данные для накопителя АСО /9/.

Таблица

Тип ускорителя	$P_{\text{СИ}}$ (Вт) $\lambda = 2,5 \text{ мкм}$	Примечание
Электронное кольцо КУТИ-20 $\gamma = 40; R = 3 \text{ см}$ $N_e = (2+3) \cdot 10^{12}$	0,06	Импульсный режим $\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 6,6 \cdot 10^{-3}$ $\Delta\Omega = 3 \cdot 10^{-3}$
АСО $R = 1,1 \text{ м}$ $E_e = 540 \text{ МэВ}$ $I_e = 70 \text{ мА}$	10^{-7}	$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = 10^{-2}$ $\Delta\Omega = 10^{-4}$ непрерывный режим

Как видно из таблицы, экспериментально измеренная мощность СИ для электронного кольца на пять порядков больше, чем для накопителя АСО; соответственно и на длинных волнах мощность излучения электронного кольца будет гораздо больше.

Область использования ИК-излучения длинноволнового диапазона чрезвычайно широка: 1 - выполнение работ, связанных с калибровкой детекторов ИК-излучения, вторичных источников; 2 - материаловедческие работы по измерению характеристик материалов в ИК-области: коэффициентов пропускания, отражения; 3 - работы, связанные с исследованием структуры полупроводниковых материалов, изучением процессов фотопроводимости.

Электронные кольца коллективного ускорителя могут быть также эффективным источником излучения в области вакуумного ультрафиолета /2/. для этого необходимо иметь значение энергии электронов в кольце $E_e \gg 50 \text{ МэВ}$.

На рис.4 показано расчетное значение спектральной плотности излучения электронного кольца с разными параметрами и специализированного накопителя "Сибирь". Видно, что в области длин волн до $\lambda = 1000 \text{ А}$ мощность СИ электронного кольца превосходит накопитель. Для некоторых задач метрологии мощности СИ электронного кольца с $E = 25 \text{ МэВ}$ уже достаточно.

Работы могут быть проведены на длине волны излучения $\lambda = 2000 \text{ А}$. При разработке для целей импульсной метрологии источник излучения должен давать сравнительно большое поле излучения. Для этой цели синхротрон "Тролль" работает в

режиме больших сгустков с увеличенным угловым разбросом электронов /4/. В электрон-ионном кольце, как показали эксперименты, можно регулировать ширину углового распределения изменением величины накопленного ионного заряда.

Литература

1. Г.п.Кулипанов, А.п.Скринский. ЖЭТ, т.122, в.3, 1977, с.371-403.
2. С.Аневский и др. ЖТФ, 1985, т.55, вып. I, с.212-214.
3. В.Н.Саранцев, Э.А.Перельштейн. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М.: Атомиздат, 1979.
4. С.П.Беликанов и др. Атомн. энергия, т.41, № 2, 1976, с.113-117.
5. Техника спектроскопии в дальней ИК - субмиллиметровой области. Сб. статей под ред. Т.М.Лившица, М.: Мир, 1970.
6. В.Н.Мурзин. Субмиллиметровая спектроскопия коллективных и связанных состояний носителей тока в полупроводниках. М.: Наука, 1985.
7. Stevenson R., Ellis E., Bartlet G. - Appl. Optic. 12, 1973, p.2884.
8. Meyer P., Lagarge P. - J. Physique 37, 1976, p.1387.
9. И.Б.Кузнецов и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 16-86, дубна, 1986, с.33.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ БЕТАТРОН

К.И.Алексахин

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

С целью повышения тока ускоренных электронов до значений ≥ 1 кА в настоящее время разрабатывается ряд новых схем бетатронов, в частности "удлинённый", или "растянутый", бетатрон ^{/1/}. Магнитное поле в этом устройстве создается двумя протяженными соосными соленоидами, один из которых вложен внутрь другого, и запитываемыми переменным током так, чтобы на некотором промежуточном радиусе выполнялось бетатронное условие $\partial(2B_z - \bar{B}_z)/\partial t = 0$. За счет протяженности устройства удастся осуществить многооборотную инжекцию с высоким коэффициентом захвата и снять ограничение по пространственному заряду. Однако большая индуктивность соленоидов не позволяет получить высокую конечную энергию электронов, ограничивает частоту повторения и КПД устройства.

Указанные недостатки можно устранить, используя суперпозицию пространственно-растущего статического поля ^{*} бетатронного типа и импульсного магнитного поля ("поршня") небольшой напряженности, ускоряющего и одновременно продвигающего электроны в сильное статическое поле ^{/3/}. Преимущества такой схемы обусловлены тем, что вихревая ЭДС создается вследствие перемещения пространственно-локализованного "поршня", а не за счет увеличения тока соленоидов во времени.

1. Схема устройства показана на рис.1. Соленоиды 1,2 создают статическое магнитное поле $\bar{B}^{st}$, растущее вдоль оси z так, что на некотором радиусе r_0 выполняется соотношение
$$\frac{\partial}{\partial z}(2B_z^{st} - \bar{B}_z^{st}) = 0. \quad (1)$$

Отметим, что (1) регламентирует только производную среднего поля $\bar{B}_z = 2f B_z r' dr' / r^2$, поэтому поле внутреннего соленоида 2 может быть разнонаправленным на торцах, что обеспечивает заданный перепад $\bar{B}_z^{st}$ при вдвое меньшей величине тока в соленоиде.

Магнитный "поршень" $\bar{B}^p$ создается импульсом тока, бегущим со скоростью $v_z \ll c$ по виткам 3, которые вместе с зарядными 4 и шунтирующими 5 емкостями образуют лестничные цепочки (рис.2). Проводящие экраны 6,7 служат для развязки импульсных витков и соленоидов.

2. Геометрия магнитного поля. Движение электронного кольца в суммарном магнитном поле $\bar{B} = \bar{B}^{st} + \bar{B}^p$ является, в силу $v_z \ll c$, адиабатическим и описывается уравнениями

$$B_r(r, z_0) = -\frac{r_0}{2} \frac{\partial \bar{B}_z}{\partial z} = 0, \quad r_0^2 (2B_z - \bar{B}_z) = const, \quad (2)$$

где z_0 - аксиальное положение кольца, r_0 - его радиус. Необходимое условие устойчивого движения электронов имеет вид ^{/3/}:

^{*}) Как любезно указал А.А.Коломенский, на сходной идее использования пространственно-растущего статического магнитного поля основана предложенная ранее схема "пространственного циклотрона" ^{/2/}.

$$n(1-n)-p^2 > 0, \quad (3)$$

где
$$n = -\frac{r_c}{B_z} \frac{\partial B_r}{\partial z}, \quad p = \frac{r_c}{B_z} \frac{\partial B_z}{\partial z} \approx \frac{r_c}{2B_z} \frac{\partial}{\partial z} (2B_z^p - \bar{B}_z^p).$$

При использовании одиночной импульсной линии $\bar{B}_z^p \neq 2B_z^p$ и коэффициент p отличен от нуля, несмотря на равенство $\partial \bar{B}_z / \partial z = 0$ для суммарного поля. Условие (3) в этом случае ограничивает значения градиента магнитного поля и темп набора энергии весьма низкими значениями. Это ограничение отсутствует, если импульсное поле также удовлетворяет бетатронному условию при $r = r_*$, что возможно при использовании двух импульсных линий. Тогда $r_0 = r_*$, $p = 0$ и условие (3) переходит в ограничение

$$0 < n = \frac{r_c^2}{B_z} \frac{\partial^2 B_z}{\partial z^2} < 1,$$

так что суммарное поле в области кольца должно слабо зависеть от z . Для этого при линейной зависимости статического поля от z форма импульса тока в линиях должна быть близка к треугольной.

3. Параметры импульсной линии. Для приближенного вычисления импульсного магнитного поля заменим сосредоточенные токи в витках i -й линии непрерывным распределением с поверхностной плотностью I_i/h_i , где h_i - шаг между витками. Тогда при больших длинах волн ($\lambda \ll b-d$) имеем

$$B_z^{(i)} \approx \frac{4\pi I_i}{ch_i(b^2-d^2)} \begin{cases} b^2-r_i^2, & r < r_i, \\ -(r_i^2-d^2), & r > r_i. \end{cases} \quad (4)$$

Исходя из соответствующих выражений для потока магнитного поля, определим эффективные коэффициенты индукции

$$L_{ij} = \frac{4\pi^2}{\sqrt{h_i h_j}} \frac{(r_i^2-d^2)(b^2-r_j^2)}{b^2-d^2}, \quad (5)$$

где $r_i = \min(r_i, r_j)$, $r_j = \max(r_i, r_j)$.

Импульс в линии может быть представлен в виде суперпозиции нормальных волн, фазовые скорости которых (отнесенные к скорости света c) в длинно-волновом приближении равны

$$\beta_{\pm}^2 = [\beta_+^2 + \beta_-^2 \mp \sqrt{(\beta_+^2 - \beta_-^2)^2 + 4\beta_+^2 \beta_-^2 \kappa^2}] / 2(1 - \kappa^2), \quad (6)$$

где $\beta_{\pm} = h_i / \sqrt{L_{ii} C_i}$ - фазовые скорости парциальных волн, C_i - емкости зарядных конденсаторов i , $\kappa = L_{12} / \sqrt{L_{11} L_{22}}$ - коэффициент связи линий. Скорость β_+ соответствует волне с одинаково направленными токами в витках линий, β_- - волне с противоположно направленными токами.

При условии, что возбуждена только одна из нормальных волн, и в пренебрежении дисперсией связь между токами и напряжениями в линиях дается выражениями

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{h_1}{\pi \beta_+ Z_0} \frac{(r_2^2-d^2)h_1 U_1 - (r_1^2-d^2)h_2 U_2}{(r_1^2-d^2)(r_2^2-r_1^2)}, \\ I_2 &= \frac{h_2}{\pi \beta_+ Z_0} \frac{(b^2-r_1^2)h_2 U_2 - (b^2-r_2^2)h_1 U_1}{(b^2-r_2^2)(r_2^2-r_1^2)}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $Z_0 = 4\pi/c \approx 120\pi(0\Omega)$. Формулы (7) позволяют выразить индукцию магнитного поля через напряжения. При $r_1 < r < r_2$

$$B_z^p = \frac{h_2 U_2 - h_1 U_1}{\pi \beta_+ (r_2^2 - r_1^2)}, \quad (8)$$

так что при параллельной запитке линий от одного генератора ($U_1 = U_2$) шаг между витками в линиях не может быть одинаков. Бетатронное условие выполняется на радиусе

$$r_*^2 = \frac{r_2^2 h_1 U_1 - r_1^2 h_2 U_2}{h_2 U_2 - h_1 U_1} \quad (9)$$

Требование $r_1 < r_* < r_2$ приводит к ограничению на отношение напряжений:

$$\frac{2r_2^2}{r_1^2 + r_2^2} < \frac{h_2 U_2}{h_1 U_1} < \frac{r_1^2 + r_2^2}{2r_1^2}.$$

Отношение емкостей, необходимое для реализации желаемого отношения напряжений, может быть найдено из

$$C_1 / C_2 = h_1 I_1 U_2 / h_2 I_2 U_1$$

и выражений (7), а их абсолютные значения — из равенства фазовой скорости (6) заданной величине.

Проведем численную оценку. Пусть пиковые значения напряжения равны $U_1 = U_2 = 30$ кВ, и $h_1 = 4$ см, $h_2 = 6$ см. Соотношения (9) удовлетворяют значения радиусов $r_1 = 50$ см, $r_2 = 74,5$ см, $r_* = 60$ см. Для получения пикового значения индукции $B_{2max}^p = 0,06$ Тл согласно (8) требуется $\beta_* = 3,48 \cdot 10^{-5}$. При линейном законе роста B_2^p на фронте длительностью 45 мкс (пространственная протяженность фронта ≈ 50 см) получим темп набора энергии ≥ 20 МэВ/м, так что для получения конечной энергии электронов 100 МэВ требуется установка длиной менее 5 м.

Полагая $b = 95$ см, $d = 35$ см, найдем значения остальных параметров: $I_{1max} = 7,2$ кА, $I_{2max} = 10,4$ кА, $C_1 = 0,92$ мкФ, $C_2 = 2,0$ мкФ. Отметим несколько условный характер приведенных цифр, так как они получены без учета искажений импульса вследствие частотной дисперсии (которая может быть уменьшена емкостным шунтированием витков ^{/4,5/}) и нагрузки линии электронным кольцом ^{/5/}.

4. Интенсивность электронного пучка на выходе устройства определяется числом электронов в кольце N_e и частотой срабатывания. При скорости движения "поршня" $\beta_* = 3,5 \cdot 10^{-5}$ и длине ускорителя 5 м время ускорения равно 0,5 мс что допускает значения частоты повторения 1–2 кГц, характерные для работы ЛИУ в пакетном режиме.

Число электронов N_e ограничено кулоновским расталкиванием и возможностью развития когерентных неустойчивостей ^{/6/}. Кулоновская дефокусировка может быть скомпенсирована только при условии

$$\frac{2r_0 r_e N_e}{\pi \beta^2 \gamma^3 a_r a_z} < 1, \quad (10)$$

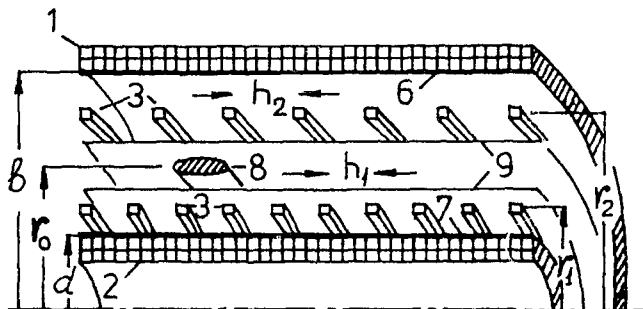
где $r_e = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор, $a_{r,z}$ — поперечные сечения кольца. Из требований когерентной устойчивости наиболее жестким является условие азимутальной устойчивости ^{/6/}:

$$\frac{r_0 r_e N_e}{\pi \gamma (\Delta r)^2} \left| \frac{Z_l}{\ell Z_0} \right| < 1, \quad (11)$$

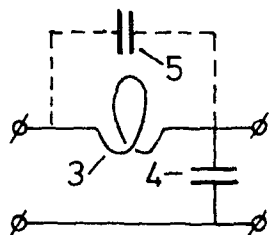
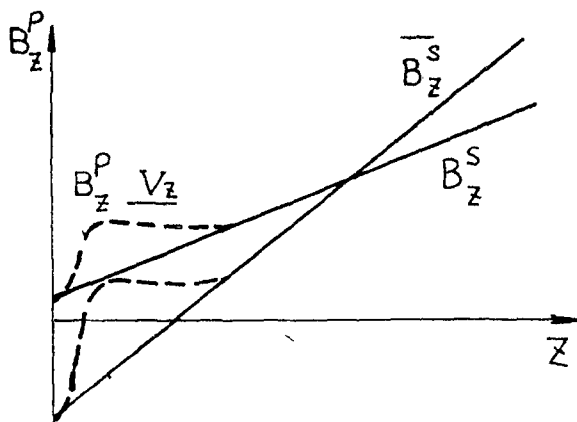
где Δr — полуразброс по равновесным радиусам электронов, Z_l — импеданс кольца на ℓ -й гармонике частоты обращения. Близкие к кольцу экраны (рис. 1, п. 9) уменьшают импеданс, однако, экранируя ВЧ-поля кольца, они должны быть прозрачными для импульсного магнитного поля. Этим противоречивым требованиям удовлетворяют экраны "двойное беличье колесо" ^{/7/}, которые заметно экранируют и равновесное магнитное поле кольца ввиду его сильной пространственной неоднородности ^{/7/}, компенсируя тем самым стеночную дефокусировку радиального движения электронов.

Импеданс кольца в коаксиальном волноводе рассчитан в работе /8/. Для сплошных экранов радиусов $r_1 = 52$ см, $r_2 = 73$ см и $r_0 = 60$ см относительный импеданс максимален при $\ell = 10$ и равен $|Z_p/\ell Z_0|_{\max} \approx 0,2$. Вклад разрезов в импеданс, наибольший при $\ell = 1$, лежит в тех же пределах /7/.

Полагая энергию инжекции равной 1,5 МэВ ($\beta = 4$) для $N_e = 10^{14}$ ($I = 1,25$ кА), из (II) получим $\Delta r \approx 5$ см. Заметим, что условие (II) справедливо при размерах поперечного сечения кольца, малых по сравнению с расстоянием до экранов, в рассматриваемом же случае ограничение слабее. Условие (IO) при $a_r = \Delta r = 5$ см и $q_z = 10$ см выполняется с запасом.



Р и с . 1



Р и с . 2

Л и т е р а т у р а

1. Blaugrund A.E. et al. - J. Appl. Phys., 1985, v.57, p.2474.
2. Teichman J. - Czech. Journ. Phys., 1959, v. 9, p. 262.
3. Барабаш Л.С. и др. ОИЯИ Р9-II776, Дубна, 1978.
4. Алексахин Ю.И., ОИЯИ Р9-82-843, Дубна, 1982.
5. Alexahin Yu.I., Sarantsev V.P. Particle Accelerators, 1985, v.16, p.171.
6. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
7. Алексахин Ю.И., ОИЯИ Р9-83-813, Дубна, 1983.
8. Алексахин Ю.И., Саранцев В.П., ОИЯИ Р9-7357, Дубна, 1973.

КОМПЕНСАЦИЯ НЕЛИНЕЙНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ ИЗОХРОННОГО РЕЖИМА НАКОПИТЕЛЯ ПРОТОНОВ МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ

М.Г.Нагаенко, Ю.П.Севергин, И.А.Шукейло

Научно-исследовательский институт электрофизической
аппаратуры им. Д.В.Ефремова, Ленинград

Кольцевой накопитель протонов предназначен для преобразования временной структуры импульса тока ускоренного пучка Московской мезонной фабрики /1/. Пучок ионов H^- на выходе линейного ускорителя представляет собой последовательность импульсов длительностью 100 мкс каждый с частотой следования 100 Гц. Нейтронные эксперименты требуют коротких интенсивных импульсов протонов — их длительность должна быть на несколько порядков меньше. Поэтому одной из основных функций накопителя будет компрессия импульсов тока вплоть до 10 нс /2/.

Компрессия достигается за счет накопления и последующего однооборотного вывода пучка. Накопление частиц осуществляется на основе перезарядной $H^- \rightarrow H^+$ инжекции /3/. Требуемая временная структура накопленного импульса формируется путем периодического прерывания пучка перед выпуском его в линейный ускоритель. Для сохранения фазовой протяженности сгустков во время накопления и последующего их удержания магнитная структура накопителя настраивается на изохронный режим циркуляции частиц. Коэффициент пространственного расширения орбит $\propto$ выбирается так, чтобы

$$\propto = \gamma^{-2}, \quad (1)$$

где γ — приведенная энергия протонов.

Выполнение условия (1) обеспечивает одинаковую частоту обращения частиц только в линейном приближении. Нелинейные продольные эффекты приводят к не-прерывному удлинению сгустка (пропорционально числу оборотов) и размытию сгустковой структуры.

В работе в общем виде рассмотрены продольные эффекты, показана возможность их компенсации и приведены расчетные величины.

Исследование нелинейных эффектов продольного движения удобно проводить с применением методов теории аббераций. Такой подход к изучению нелинейного поперечного движения в кольцевых структурах был рассмотрен в работах /4,5/. Преимущество его заключается в том, что он является машинно-ориентированным и позволяет быстро выполнить трудоемкие расчеты.

Изменение продольной координаты частицы σ за один оборот по кельцу запишем в виде разложения в ряд по степеням начальных условий

$$\Delta \sigma = \sigma - \sigma_0 = \sum_{\substack{k_1, \dots, k_5 \geq 0 \\ k_1 + \dots + k_5 \geq 1}} (\sigma | x^{k_1} p_x^{k_2} z^{k_3} p_z^{k_4} \delta^{k_5}) x_0^{k_1} p_{x_0}^{k_2} z_0^{k_3} p_{z_0}^{k_4} \delta^{k_5}. \quad (2)$$

Здесь x и z — радиальное и вертикальное отклонение частицы от равновесной орбиты, p_x и p_z — канонически сопряженные им импульсы;
 $\delta = \Delta E / \beta^2 E \approx \Delta p / p$ — импульс, сопряженный координате σ . Среднее уд-

линение циркулирующего сгустка частиц за один оборот можно представить в виде

$$\Delta\sigma = \frac{\partial\Delta\sigma}{\partial\varepsilon_x} \varepsilon_x + \frac{\partial\Delta\sigma}{\partial\varepsilon_z} \varepsilon_z + \frac{1}{2} \frac{\partial^2\Delta\sigma}{\partial\delta^2} \delta^2 + \frac{\partial^2\Delta\sigma}{\partial\varepsilon_x\partial\delta} \varepsilon_x \delta + \frac{\partial^2\Delta\sigma}{\partial\varepsilon_z\partial\delta} \varepsilon_z \delta + \frac{1}{6} \frac{\partial^3\Delta\sigma}{\partial\delta^3} \delta^3 + \dots, \quad (3)$$

где ε_x и ε_z – инварианты Куранта–Снайдера радиальных и вертикальных бетатронных колебаний. Коэффициенты этого разложения найдем, усредняя (2) по характеристикам бетатронных колебаний. В результате для эффектов второго и третьего порядков получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial\Delta\sigma}{\partial\varepsilon_x} &= \frac{1}{2} [(\sigma|x^2)\beta_x - (\sigma|x p_x)\alpha_x + (\sigma|p_x^2)\gamma_x], \\ \frac{\partial\Delta\sigma}{\partial\varepsilon_z} &= \frac{1}{2} [(\sigma|z^2)\beta_z - (\sigma|z p_z)\alpha_z + (\sigma|p_z^2)\gamma_z], \\ \frac{1}{2} \frac{\partial^2\Delta\sigma}{\partial\delta^2} &= (\sigma|\delta^2), \\ \frac{\partial^2\Delta\sigma}{\partial\varepsilon_x\partial\delta} &= \frac{1}{2} [(\sigma|x^2\delta)\beta_x - (\sigma|x p_x\delta)\alpha_x + (\sigma|p_x^2\delta)\gamma_x], \\ \frac{\partial^2\Delta\sigma}{\partial\varepsilon_z\partial\delta} &= \frac{1}{2} [(\sigma|z^2\delta)\beta_z - (\sigma|z p_z\delta)\alpha_z + (\sigma|p_z^2\delta)\gamma_z], \\ \frac{1}{6} \frac{\partial^3\Delta\sigma}{\partial\delta^3} &= [(\sigma|x\delta)\psi_2 + (\sigma|p_x\delta)\psi_2' + (\sigma|\delta^3)]. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $\beta_{x,z}$, $\alpha_{x,z}$ и $\gamma_{x,z}$ – параметры Куранта–Снайдера; ψ_2 и ψ_2' – квадратичные поправки к дисперсионной функции и ее производной.

Приведенные выражения (4) справедливы для ахроматических систем и соответствуют свойствам структуры накопителя. В общем случае в правых частях появляются дополнительные члены.

Используя инвариантные соотношения /6/, связывающие аберрации продольного и поперечного движений, можно показать, что

$$\begin{aligned} \frac{\partial\Delta\sigma}{\partial\varepsilon_x} &= \pi \frac{\partial V_x}{\partial\delta}, & \frac{\partial\Delta\sigma}{\partial\varepsilon_z} &= \pi \frac{\partial V_z}{\partial\delta}, \\ \frac{\partial^2\Delta\sigma}{\partial\varepsilon_x\partial\delta} &= 2\pi \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_x}{\partial\delta^2} \right), & \frac{\partial^2\Delta\sigma}{\partial\varepsilon_z\partial\delta} &= 2\pi \left(\frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_z}{\partial\delta^2} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где $\frac{\partial V_{x,z}}{\partial\delta}$ и $\frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_{x,z}}{\partial\delta^2}$ – линейная и квадратичная хроматичность системы.

Рассмотрим вопрос о компенсации продольного удлинения сгустка. Из (5) видно, что эффекты, связанные с конечной величиной фазового объема, устраняются одновременно с хроматичностью системы. Следовательно, можно использовать опыт, накопленный ранее по компенсации поперечной хроматичности, т.е. секступольные и октупольные линзы устанавливаются на азимутах, где соответственно величины $\beta_{x,z}\psi$ и $\beta_{x,z}\psi^2$ имеют максимальные значения.

Зависимость аберрационных коэффициентов $(\sigma|\delta^i)$ и $(\sigma|\delta^3)$ от секступольной и октупольной компонент магнитного поля дается равенствами:

$$(\sigma\delta^2)_{\text{секст}} = \frac{1}{2BR} \int \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} \psi^3(s) ds; \quad (\sigma\delta^3)_{\text{октуп.}} = \frac{1}{6BR} \int \frac{\partial^3 B}{\partial x^3} \psi^4(s) ds. \quad (6)$$

Отсюда ясно, что корректирующие эти эффекты линзы желательно устанавливать в места максимума ψ - функции.

Полученные результаты были использованы при проектировании системы компенсации нелинейных возмущений изохронного режима накопителя протонов Московской мезонной фабрики. На рис.1 изображена схема накопителя с расстановкой корректирующих элементов. На рис.2 представлены динамические функции элемента периодичности магнитной структуры.

В таблице в левых графах приведены нелинейные возмущения характеристик движения частиц в кольце при выключенной системе коррекции. Учитывались только "собственные" нелинейности, связанные с нелинейностью исходных уравнений движения. Возмущения амплитудных и дисперсионной функций вычислены в начале периода, коэффициенты продольного удлинения сгустка - на одном обороте. Размерные величины даны в сантиметрах. Аберрационные коэффициенты вычислены с помощью программы TOREX /7/, возмущения бетатронных колебаний - по формулам работ /4,5/, продольные эффекты - по формулам настоящей работы.

В накопителе протонов /1/ $\delta_{\text{max}} = 2,10^{-3}$, $\varepsilon_x = \varepsilon_z = 3,10^{-3}$ см.рад.

Поперечные нелинейные эффекты не дают сколько-нибудь заметного вклада в динамику пучка. Полное удлинение сгустка в зависимости от числа оборотов N равняется $\Delta b = N \cdot 6,7 \cdot 10^{-4}$ м и при максимальном значении $N \approx 2 \cdot 10^4$ составляет более 12 м. Такое удлинение является неприемлемым в режиме формирования нескольких коротких сгустков /1/ (сгусток длительностью 20 нс имеет протяженность менее 5 м).

С целью компенсации продольных нелинейных эффектов второго порядка в структуру введены секступольные линзы. Геометрическое расположение их показано на рис.1. На элементе периодичности устанавливаются три пары секступольных линз. Каждая пара размещена симметрично относительно середины периода и запитывается от отдельного источника тока. Эффективная длина линз - 20 см. Оптимальный режим компенсации при указанной геометрической расстановке достигается при градиентах в линзах

$$S_1: \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = 2,64 \frac{\text{Гс}}{\text{см}^2}; \quad S_2: \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = -1,78 \frac{\text{Гс}}{\text{см}^2}; \quad S_3: \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} = 0,59 \frac{\text{Гс}}{\text{см}^2}.$$

Нелинейные характеристики движения частиц в кольце накопителя с включенными секступольными линзами представлены в таблице в правых графах. Поперечные возмущения остаются по-прежнему незначительными. Продольное размытие сгустка, вызванное эффектами третьего порядка, при $N \approx 2 \cdot 10^4$ составляет около 6 см.

Приведенные выше результаты расчетов получены для однородного магнитного поля в диполях. Неоднородность поля в основных магнитах будет не хуже чем $\pm 3 \cdot 10^{-4}$. В этом случае градиенты в секступольных линзах возрастают до 50 Гс/см², однако схема коррекции остается прежней.

В работе мы не останавливались на вопросе о влиянии электромагнитного поля самого пучка. Его воздействие можно интерпретировать как изменение внешнего поля фокусирующей системы кольца, в результате чего изменяется α в зависимости от интенсивности или, точнее, от локальной плотности заряда в том месте, где находится частица. Физика этого процесса иная, поэтому его исследование можно проводить независимо.

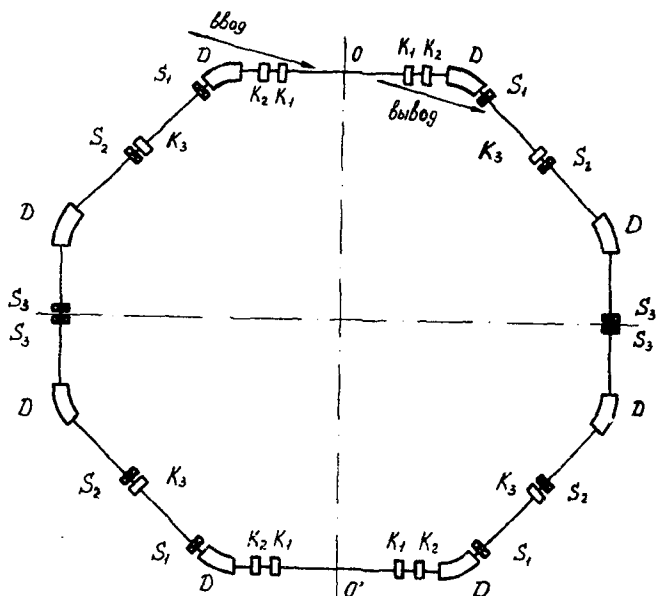


Рис.1. Схема накопителя протонов Московской мезонной фабрики.
 $\mathcal{D}$ - дипольные магниты, K_1, K_2, K_3 - квадрупольные линзы,
 S_1, S_2, S_3 - секступольные линзы,
 O, O' - начало и конец периодов.

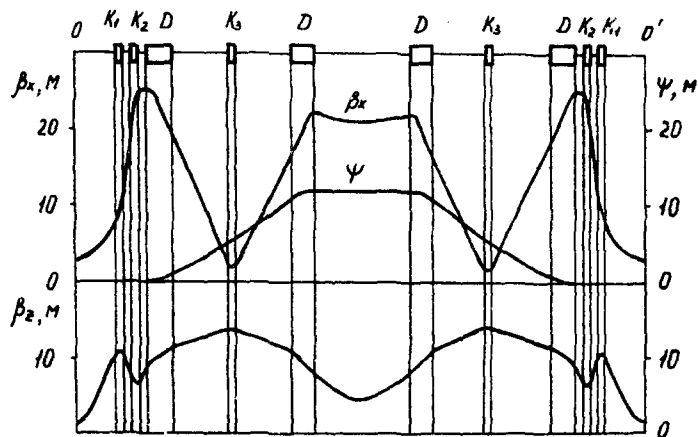


Рис.2. Динамические функции кольца на элементе периодичности.

Таблица

Характеристики нелинейного движения частиц
в накопителе протонов Московской мезонной фабрики

Радиальное движение			Вертикальное движение			Продольное движение		
Пара- метр	без корр.	с корр.	Пара- метр	без корр.	с корр.	Пара- метр	без корр.	с корр.
$\frac{\partial V_x}{\partial \delta}$	-2.78	0	$\frac{\partial V_z}{\partial \delta}$	-1.03	0	$\frac{\partial \Delta \phi}{\partial \varepsilon_x}$	-8.73	0
$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_x}{\partial \delta^2}$	10.64	1.31	$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 V_z}{\partial \delta^2}$	3.69	3.27	$\frac{\partial \Delta \phi}{\partial \varepsilon_z}$	-3.24	0
$\frac{\partial V_x}{\partial \varepsilon_x}$	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$-3.8 \cdot 10^{-2}$	$\frac{\partial V_z}{\partial \varepsilon_x}$	$7.3 \cdot 10^{-3}$	$9.9 \cdot 10^{-3}$	$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta \phi}{\partial \varepsilon^2}$	-7420	-3
$\frac{\partial V_x}{\partial \varepsilon_z}$	$7.3 \cdot 10^{-3}$	$9.9 \cdot 10^{-3}$	$\frac{\partial V_z}{\partial \varepsilon_z}$	$3.3 \cdot 10^{-3}$	$-1.3 \cdot 10^{-2}$	$\frac{\partial^2 \Delta \phi}{\partial \varepsilon_x \partial \delta}$	68.10	8.18
$\frac{\partial \beta_x}{\partial \delta}$	1455	-1468	$\frac{\partial \beta_z}{\partial \delta}$	-337.6	813.3	$\frac{\partial^2 \Delta \phi}{\partial \varepsilon_z \partial \delta}$	23.12	20.49
$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \beta_x}{\partial \delta^2}$	5796	4881	$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \beta_z}{\partial \delta^2}$	986	3096	$\frac{1}{6} \frac{\partial^3 \Delta \phi}{\partial \varepsilon^3}$	-6526	-297

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. М.И.Грачев, В.М.Лобашев и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, Дубна, ОИЯИ, 1985, с.343.

2. Yu.P.Severgin, I.A.Shukeilo, IEEE Trans. on Nucl.Sci., 1985, Vol. NS-32, No.5, p.2709.

3. Ю.П.Севергин, Г.П.Шко. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, Дубна, ОИЯИ, 1985, с.356.

4. Ю.П.Севергин. Исследование хроматических эффектов в кольцевых ускорителях на основе абберационных коэффициентов. - Л., 1982. - 12 с. (Препринт-НИИЭФА: П-Б-0574).

5. M.G.Nagaenko, Yu.P.Severgin, I.A.Shukeilo. Proc. of the 12-th Intern. Conf. on High-Energy Acceler., Batavia, Ill., 1983, p.336.

6. М.Г.Нагаенко, Ю.П.Севергин. Обращение абберации магнитооптических систем. - Л., 1982. - 14 с. (Препринт/НИИЭФА: П-Б-0575).

7. М.Г.Нагаенко. TOREX - программа для расчета абберационных коэффициентов магнитооптических систем. - М.: ЦНИИагосинформ, 1984. - 14 с. (Препринт/НИИЭФА: Б-0665).

ПОПЕРЕЧНОЕ СОГЛАСОВАНИЕ ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНОЙ КВАДРУПОЛЬНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

А.И.Балабин, И.А.Воробьев, И.М.Капчинский, А.М.Козодаев,
А.А.Коломиец, Н.В.Шахрай

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Для полной реализации возможностей ускоряющей структуры с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой (ПОКФ) необходимо согласовать пучок инжектора с каналом, для которого условия согласования периодически изменяются с частотой ускоряющего поля. Было показано [1], что удовлетворительного согласования при малых токах инжекции $\mathcal{I}_{\text{инж}}$ можно достичь путем введения начального участка структуры, на длине которого жесткость фокусировки линейно изменяется от значения, близкого к нулю, до значения, соответствующего основному каналу ускорителя.

На линейном ускорителе (ЛУ) с ПОКФ на энергию 3 МэВ ИТЭФ используется согласующий начальный участок, параметры которого приведены в [2]. Отличительной особенностью этого устройства является закон изменения жесткости фокусировки, обеспечивающий согласование в широком диапазоне токов инжекции.

Расчетные начальные условия на входе согласующего участка ЛУ ИТЭФ для фазовой плотности тока инжекции $\mathcal{I}_{\text{инж}} = 1 \text{ А/см.мрад}$ приведены на рис.1. Из рисунка видно, что на выходе инжектора требуется сформировать сильно сходящийся аксиально-симметричный пучок. При токе инжекции 200 мА и величине нормализованного эмиттанса инжектируемого пучка $\bar{E} = 0,2 \text{ см.мрад}$ пучок должен иметь диаметр 20 мм при наклоне огибающей 100 мрад.

Общая схема инжектора с системой формирования пучка приведена на рис.2. Инжектор включает в себя ионный источник (ИИ) 1, ускоряющий электрод 2 и две фокусирующие линзы 3,4. Ионный источник представляет собой дуоплазматрон с холодным катодом и импульсным клапаном, установленным на отверстии эмиссии. Объем разрядной камеры ИИ 70 см^3 . Диаметр экспандера 30 мм, длина 30 мм. Линза 4 предназначена для собственно согласования пучка инжектора с каналом ускорителя. Она представляет собой трехэлектродную электростатическую систему с заземленными внешними электродами. Конструкция линзы представлена на рис.3.

Основной особенностью использования данной конструкции является то обстоятельство, что линза установлена непосредственно на входе согласующего участка ЛУ. Это дает возможность воздействовать только на один параметр — наклон огибающей пучка, практически без изменения его размера, который определяется предыдущей оптикой.

Режим работы инжектора был подобран таким образом, чтобы параметры пучка в максимальной степени соответствовали принятым при расчете согласующего участка. На рис.4 приведена зависимость нормализованного эмиттанса $\bar{E}$ на выходе инжектора от величины тока инжекции. Видно, что величине тока 200 мА соответствует $\bar{E} = 0,22 \text{ см.мрад}$. Увеличение тока сопровождается некоторым повышением фазовой плотности.

Измерения эмиттанса проводились в плоскости, соответствующей входу согласующего участка ЛУ. Режим электростатической линзы подбирался так, чтобы получить наилучшее соответствие параметров инжектируемого пучка расчетным начальным условиям. В качестве критерия использовался коэффициент рассогласования ξ [3]. В диапазоне токов инжекции 200-450 мА величина ξ составляла

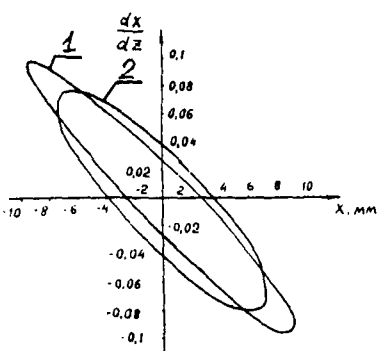


Рис. 1. Согласованные начальные условия на входе ЛУ(1) и эмиттанс инжектора (2) для тока инжекции 200 мА.

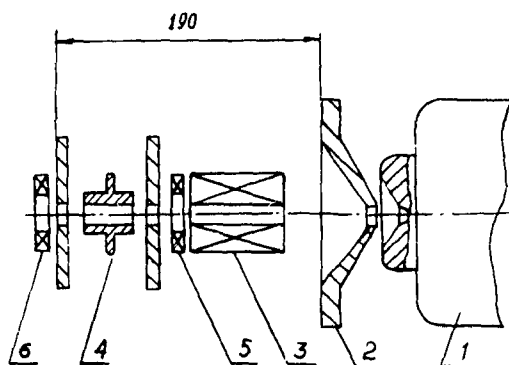


Рис. 2. Схема инжектора.

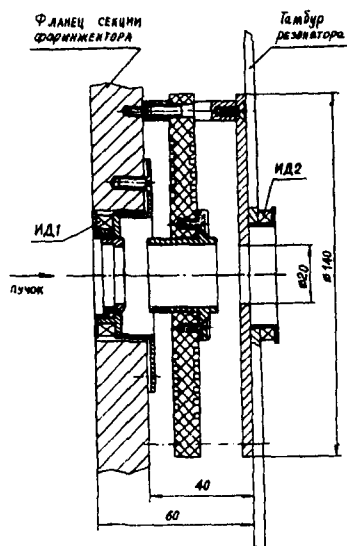


Рис. 3. Конструкция линзы.

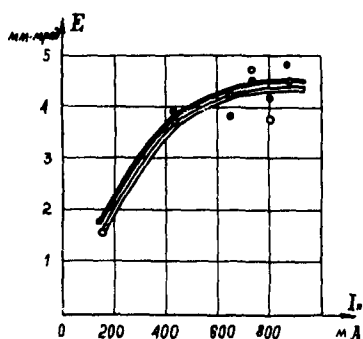


Рис. 4. Зависимость нормализованного эмиттанта пучка инжектора от величины тока инжекции: ● — эмиттанс, ○ — среднеквадратичный эмиттанс.

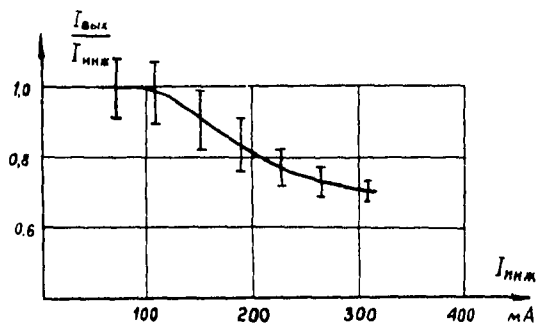


Рис. 5. Зависимость коэффициента прохождения от тока инжекции.

2,0. Эмиттанс пучка на выходе инжектора для $\mathcal{I}_{\text{инж}} = 200$ мА приведен на рис.1 (обозначен цифрой 2).

Экспериментальная оценка согласования пучка инжектора с ускорителем производилась путем измерения коэффициента прохождения пучка через ускоритель, определенного как отношение тока пучка на выходе ускорителя к току инжекции. Для измерения тока инжекции использовались два индукционных датчика (ИД1, ИД2 на рис.3) на входе и выходе электростатической линзы (см. также рис.2 поз.5, 6). Ток пучка на выходе ускорителя измерялся индукционным датчиком, установленным на расстоянии 10 см от электродов структуры.

Экспериментальная зависимость коэффициента прохождения от тока инжекции приведена на рис.5. Измерения проводились при напряжении на электродах структуры $U_1 > 1,22 U_{\text{пор}}$ ($U_{\text{пор}}$ - пороговое значение напряжения). В этом режиме доля неускоренных частиц на выходе ускорителя не превышает 5% [4]. Довольно большие ошибки, указанные на рисунке, при относительно малых токах инжекции связаны со значительными потоками вторичных частиц в канале системы формирования пучка. Максимальные отклонения соответствуют нижнему и верхнему пределам тока инжекции, определенным как ток пучка на входе и выходе электростатической линзы при заземлении центрального электрода линзы и при отсутствии высокочастотного поля в резонаторе ускорителя. Из приведенного рисунка видно, что потери частиц на длине ускорителя в диапазоне токов инжекции 0-120 мА практически отсутствуют. При увеличении тока инжекции потери увеличиваются и достигают 18% при $\mathcal{I}_{\text{инж}} = 200$ мА. Численное моделирование движения пучка в ЛУ при начальных условиях, соответствующих экспериментальным данным, показало, что для тока инжекции 200 мА потери частиц на длине ускорителя составляют 20%. Очевидно, что эти данные хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Так как коэффициент рассогласования инжектируемого пучка практически постоянен в диапазоне приведенных на рис. 4 токов инжекции, увеличение потерь частиц с ростом тока инжекции, очевидно, связано с ограничением пучка на участке фокусирующего канала ускорителя с наименьшим значением пропускной способности.

Максимальная величина тока пучка на выходе ускорителя, полученная при работе с данным инжектором, составила 245 мА при $\mathcal{I}_{\text{инж}} = 360$ мА. Эта величина приближается к кулоновскому пределу ЛУ ИТЭФ и находится на одном уровне с максимальными токами, достигнутыми в ускорителях с магнитной квадрупольной фокусировкой, работающих на той же длине волны ускоряющего поля.

Л и т е р а т у р а

1. Crandall K.R., Stokes R.H., Wangler T.R., RF-Quadrupole Beam Dynamics Design Studies. In: Proceedings of 1979 Linear Accelerator Conference, Montauk, 1979, p.205.
2. Балабин А.И., Кабанов В.С., Кушин В.В., Липкин И.М. Численное исследование согласования пучка с пространственно-однородным квадрупольным каналом. Препринт ИТЭФ-28, М., 1984.
3. Капчинский И.М. Теория линейных резонансных ускорителей. М.: Энергоиздат, 1982.
4. Вишневецкий А.И., Воробьев И.А., Козодаев А.И., Коломиец А.А. Состояние работ по исследованию в ИТЭФ линейного ускорителя с пространственно-однородной квадрупольной фокусировкой. В кн.: Вопросы атомной науки и техники, сер.:Техника физического эксперимента, вып.2(23), Харьков, 1985.

ФОТОХРОНОГРАФИЯ ЭЛЕКТРОННО-ИОННОГО КОЛЬЦА
УСКОРИТЕЛЯ КУТИ-20 КАМЕРОЙ "АГАТ-СФ"

С.И.Тютинников, В.Н.Щаляпин, А.С.Щеулин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Для достижения максимальной ускорительной силы электронного кольца коллективного ускорителя при ускорении ионов необходимо при заданном количестве электронов формировать кольца с минимальными аксиальными размерами /1/. Первые эксперименты по сжатии электронных колец в камере адгезатора КУТИ-20 показали, что аксиальный размер q_z (полуразмер на полувысоте интенсивности) значительно превышает расчетное значение $q_z = 2$ мм и составляет

$q_z = 4 \pm 8$ мм. При этом наблюдался рост размера пропорционально количеству электронов в кольце N_e , а распределение плотности электронов по сечению существенно отличалось от гауссовского. С целью выяснения причины этого явления были поставлены эксперименты по измерению размеров сечения кольца в синхротронном свете с помощью диссекторов типа ЛД-614, ЛД-605-3 /2/ и фотохронोगрафа "Агат-СФ" /3/ в диапазоне времени разрешения $10^{-5} \div 10^{-11}$ с.

Схема фотохронोगрафа "Агат-СФ" представлена на рис.1. Он состоит из двух основных элементов: временноанализирующего электронно-оптического преобразователя (ЭОП) типа ПВ-001 и усилителя яркости с микроканальной пластиной (МКП). Входной фотокатод диаметром 8 мм - многощелочной, выход на люминофор со стекловолоконной пайбой диаметром 40 мм. Диапазон времени регистрации - $0,25 \div 20$ нс/см. Разрешение прибора - 7 лн/мм. Порог регистрации составляет 10^{-13} Дж·см⁻² и ограничивается фотопленкой. Обычно камера используется в так называемом "нормально открытом" режиме, что неприемлемо для исследования источников света с длительностью более 10 мкс, и уж тем более для источника с длительностью светового импульса в несколько миллисекунд, каковым является электронное кольцо КУТИ-20. Авторы применили следующий режим регистрации. На затворные и компенсирующие пластины подавалось постоянное затворное смещение напряжением 1000 В. Камера открывалась импульсом той же амплитуды, но противоположной полярности длительностью 300 нс. Эксперименты показали работоспособность данного способа для источников света с длительностью вплоть до 10 с.

С целью понижения энергетического порога регистрации прибора были проведены эксперименты по стыковке камеры с детектором с помощью волоконно-оптического контакта. В общем случае порог регистрации излучения диссектором на пять порядков ниже, чем у фотопленки. В наших экспериментах использовался диссектор с многощелочным фотокатодом диаметром 25 мм в одностороннем режиме регистрации. Длительность развертки - 40 мкс, время послесвечения люминофора камеры (спад интенсивности в 2,7 раза) - 300 мкс.

Схема измерений показана на рис.2. Синхротронное излучение (СИ) электронно-ионного кольца разводилось с помощью системы зеркал на три измерительных канала: фотохронोगраф и два диссектора. Диссекторы измеряли профиль плотности СИ в радиальном и аксиальном направлениях, фотохронोगраф - в аксиальном. Вначале измерения проводились в основном с диссектором. При этом, используя оперативную регистрацию размера q_z на осциллограф в каждом импульсе сжатия кольца, удалось с помощью настройки режима инжекции и подбора

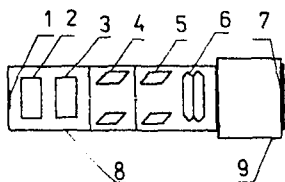


Рис.1. Структурная схема камеры "Агат-СФ": 1- фотокатод, 2- ускоряющий электрод, 3- фокусирующий электрод, 4- затворные пластины, 5- компенсирующие пластины, 6- пластины развертки, 7- экран, 8- время-анализирующий ЭСП, 9- ЭСП с МСП.

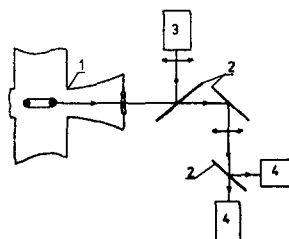


Рис.2. Схема измерений: 1- камера адгезатора, 2- зеркала, 3- камера "Агат-СФ", 4- диссекторы.



Рис.3. Фотохронограмма.

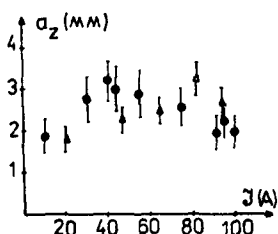


Рис.5. a_z - размер $\bullet$ по фотохронографу, Δ - размер по диссектору.

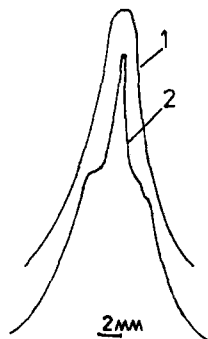


Рис.4. Распределение плотности электронов: 1- гладкое распределение, 2- распределение с "керном".

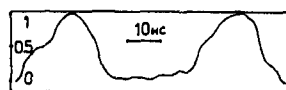


Рис.6. Распределение плотности вдоль фотохронограммы.



Рис.7. Сигнал с диссектора 50 нс/см.

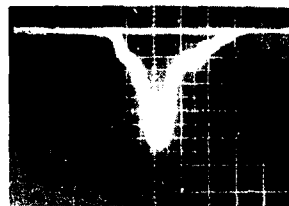


Рис.8. Сигнал с диссектора, синхронизированного с камерой, 2 нс/см.

режимов сжатия настроить размер в пределах $a_z = 2-4$ мм. Далее проводилась одновременная съемка размеров диссекторами и фотохронографом.

На рис.3 представлена фотохронограмма сечения кольца, длительность развертки - $20 \text{ нс} \cdot \text{см}^{-1}$. Восстановление истинного профиля световой плотности,

представленного на рис.4, проводилось методом фотометрирования [3] на микрофотометре. Из рис.4 видно, что распределение плотности существенно отличается от гауссовского, при этом в центре сечения отчетливо выделяется центральный "крен" размером 0,5 мм, который сохраняется в течение всей длительности развертки 80 нс. Такие распределения встречались примерно в 30% зарегистрированных импульсов. На рис.5 приведен график изменения аксиального размера в зависимости от величины захваченного тока кольца I_e , измеряемого индукционными датчиками в момент времени $t = 100$ мкс после инъекции пучка. Давление остаточного газа в камере $P = 2 \cdot 10^{-7}$ Тор.

В экспериментах также было показано, что изменение режимов сжатия, в частности увеличение тока во второй ступени сжатия, приводит к увеличению в 2 раза размера Q_z и возникновению потерь электронов в момент выключения этой ступени. Радиальный размер при этом не меняется и составляет $Q_R =$

2,2 мм. Были обнаружены когерентные радиальные колебания кольца, возникновение которых связано с наличием керамической трубки диаметром 40 мм в центре камеры адгезатора. На рис.6 представлен профиль плотности фотохромограммы вдоль следа кольца с учетом аппаратурной чувствительности камеры экрану. Расстояние между максимумами, равное периоду колебаний, составляет 50 нс. Сигнал с диссектора представлен на рис.7. На нем также отчетливо видна модуляция сигнала с тем же периодом 50 нс, при этом период колебаний не зависел от числа электронов в пределах точности измерений.

На рис.8 представлен сигнал с диссектора, состыкованного с камерой "Агат-ОФ".

Развертка камеры - 0,5 нс, диссектора - 10 мкс/дел. При такой длительности развертки на фотопленке никаких следов обнаружено не было. Общий выигрыш по пороговой освещенности при применении диссектора составил два порядка.

Выводы

1. С помощью оперативной настройки ускорителя по измерению аксиального размера электронных колец удалось уменьшить размер с 8 мм до 3 мм.
2. Аксиальное сечение Q_z , измеренное за время $t \approx 0,1$ нс, меньше сечения, измеренного за время $t = 1$ мкс.
3. Распределение плотности электронов при измерении за время $t = 0,1$ нс во многих режимах настройки ускорителя существенно отличается от гауссовского с появлением характерного "керна" размером 0,5 мм.
4. Аксиальный размер Q_z увеличивается с 1,5 мм до 3,5 мм при токах кольца I_e до 50 А, затем уменьшается до 2 мм при $I_e \approx 100$ А.
5. Установлено, что элементы конструкции адгезатора могут вызывать когерентные радиальные колебания кольца.
6. Достигнут выигрыш в два порядка по пороговой освещенности при регистрации с фотохромографа "Агат-ОФ" с помощью диссектора по сравнению с фотопленкой.

В заключение авторы благодарят А.Е.Верного, за помощь при проведении экспериментов.

Литература

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
2. Доложлов Г.В. и др. - ЖТФ, т.55, в.7, с.1311, 1985.
3. Горбенко В.З., Степанов В.М. - ПТЭ, № 4, 1982, с.185.
4. Малышев В.И. Введение в экспериментальную спектроскопию. "Наука", М., 1979.

МНОГОМОДОВАЯ ТЕОРИЯ ОБРЫВА ПУЧКА В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ

А.В.Буров

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Релятивистский электронный пучок в линейном ускорителе обычно представляет собой последовательность сгустков. При достаточно высоком токе, как известно, наблюдается обрыв пучка (разрушение пучка, укорочение пучка) [1,2,3].

В теоретической литературе соответствующая задача рассматривалась в одномодовом приближении [2,4,5], т.е. в пренебрежении воздействием на пучок всех мод структуры, кроме низшей. С уменьшением размера сгустка по сравнению с размером структурного резонатора такой подход становится все менее применимым из-за нарастающего вклада высших гармоник. Рассмотрим случай, когда этот вклад существенен.

Пусть пучок состоит из n сгустков по N частиц в каждом, ускоряется с темпом $\gamma' = \frac{d\gamma}{dz}$ в структуре, состоящей из резонаторов размером A . Для оценки будем полагать длину каждого сгустка $\sigma \ll A$, поперечное отклонение $x \approx A$.

Амплитуда одной гармоники поля, наведенного в резонаторе одним сгустком:

$$E_1 \approx \frac{N'e}{A^2}, \quad (1)$$

n сгустками со случайными отклонениями:

$$E_n = E_1 \sqrt{n}. \quad (2)$$

Передача импульса протону $(n+1)$ -го сгустка в одном резонаторе со стороны этой гармоники:

$$\Delta p_1 \approx \frac{Ne^2}{A} \sqrt{n}. \quad (3)$$

Передача в $M = \frac{L}{A}$ резонаторах (L — длина ускорителя):

$$\Delta p_M = \Delta p_1 \frac{L}{A}. \quad (4)$$

Число дигольных мод, действующих на сгусток,

$$n_m \approx \left(\frac{A}{\sigma}\right)^2. \quad (5)$$

Не связанные резонансными соотношениями фазы воздействия этих мод на сгусток будем считать случайными. Суммирование по модам учитывается доумножением на фактор $\sqrt{n_m}$. Полная передача импульса протону $(n+1)$ -го сгустка:

$$\Delta p_\Sigma = \Delta p_M \sqrt{n_m}, \quad (6)$$

$$\theta = \frac{\Delta p_\Sigma}{p} = \frac{N}{\sigma} \frac{eL}{Af} \sqrt{n}. \quad (7)$$

При $\theta > \theta_{\max}$ сгусток попадает на стенку.

При отсутствии поперечной фокусировки

$$\theta_{\max} \approx \frac{A}{L}. \quad (8)$$

В противном случае

$$\theta_{\max} \approx \mathcal{A} A, \quad (9)$$

где $\mathcal{A} = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ — период поперечного колебания.

Учтем ускорение частиц. Для этого достаточно совершить замену в (7):

$$\frac{L}{f} \rightarrow \frac{\ln\left(\frac{\gamma_0}{\gamma_i}\right)}{\gamma'},$$

γ_i, γ_f - начальный и конечный релятивистский фактор частиц. В итоге для параметра выживания $\mathcal{K} = \frac{\theta}{\theta_{max}}$ получаем: при наличии фокусировки

$$\mathcal{K} = \frac{N \gamma_0 \ln(\frac{\gamma_f}{\gamma_i})}{\pi A^3 \gamma'} \sqrt{n}, \quad (10)$$

в противном случае

$$\mathcal{K} = \frac{N \gamma_0 L \ln(\frac{\gamma_f}{\gamma_i})}{A^3 \gamma'}. \quad (11)$$

В соответствии с одномодовой теорией /4,5/ предельно достижимая длина пучка на выходе ускорителя должна падать обратно пропорционально току:

$$n_{max} \sim \frac{1}{N}.$$

Пользуясь формулой (10) или (11), полагая $\mathcal{K}_{max} \approx 1$, получаем иную зависимость:

$$n_{max} \sim \frac{1}{N^2}.$$

Считая, что в эксперименте /3/

$$n_{max} \sim \frac{1}{N^\alpha},$$

находим по приводимому там графику

$$\alpha = 2 \pm 0,1.$$

Параметр выживания, отвечающий этим наблюдениям, $\mathcal{K}_{max} \approx 1$. Полученные формулы находятся в соответствии с иными наблюдавшимися зависимостями.

Автор благодарен Н.С.Диканскому, В.В.Пархомчуку, Д.В.Пестрикову за интерес к задаче и обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зыков А.И. и др. Исследование эффекта укорочения токового импульса на многосекционных линейных ускорителях. - ЖТФ, 1968, т.38, вып.1, с.129-132.
2. Helm R.H., Loew G.A., Beam Breakup. - In: Linear Accelerators. North Holland, Amsterdam, 1970, p.198-210.
3. Вишняков В.А. и др. Укорочение токового импульса на двухсекционном линейном ускорителе. - ЖТФ, 1968, т.38, вып.1, с.133-138.
4. Айзацкий Н.И., Буляк Е.В., Курилко В.И. Методы теории поперечной неустойчивости релятивистских пучков электронов. - Вопр. ат.науки и техники. Сер.: Техника физ.эксперимента. 1983, № 2 /14/.
5. Gluckstern et al. Cumulative Beam Breakup in RF Linacs. - Part. Acc., 1985, Vol.16, No.3, p.125.

КУЛОНОВСКИЕ ЭФФЕКТЫ В НАКОПИТЕЛЕ ПРОТОНОВ МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ

В.А.Моисеев, П.Н.Остроумов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Ю.П.Севергин

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.В.Ефремова, Ленинград

Кольцевой накопитель протонов предназначается для преобразования временной структуры импульса тока ускоренного пучка Московской мезонной фабрики [1]. Пучок ионов H^- на выходе линейного ускорителя представляет собой последовательность импульсов длительностью 100 мкс с частотой повторения 100 Гц и током в импульсе 50 мА. Кинетическая энергия ионов — 600 МэВ. Накопление $3 \cdot 10^{13}$ частиц, содержащихся в одном импульсе длительностью 100 мкс, будет происходить на основе $H^- \rightarrow H^+$ перезарядной инъекции.

Инжектируемый пучок H^- имеет величину поперечного фазового объема на порядок меньше, чем требуется для накопления высокоинтенсивного пучка в кольцевой структуре. Для обеспечения более равномерного заполнения поперечного фазового объема накопленного пучка предполагается использовать спиральную инъекцию [2].

В накопителе протонов Московской мезонной фабрики предполагается два основных режима работы.

1. Режим медленного вывода пучка:

бетатронные частоты	$\nu_x = 1,85$, $\nu_y = 1,90$;
эмиттансы накопленного пучка	$\epsilon_x = 1,5 \pi \cdot \text{см} \cdot \text{мрад}$, $\epsilon_y = 6 \pi \cdot \text{см} \cdot \text{мрад}$;
инжекция	100 мкс ;
вывод	$\sim 9,9$ мс.

2. Режим быстрого вывода пучка:

бетатронные частоты	$\nu_x = 2,40$, $\nu_y = 2,30$;
эмиттансы накопленного пучка	$\epsilon_x = \epsilon_y = 3 \pi \cdot \text{см} \cdot \text{мрад}$;
инжекция	100 мкс ;
вывод	~ 430 нс.

В обоих режимах работы большой накопленный ток ($\sim 11,3$ А) и малая энергия ($\gamma \approx 1,64$) приводят к сильному влиянию пространственного заряда пучка, которое проявляется в возникновении спектра бетатронных частот, увеличении поперечного эмиттанса пучка, перераспределении частиц в реальном и фазовом пространствах. В данной работе приводятся результаты изучения этих эффектов для накопителя Московской мезонной фабрики на основе математической модели, использующей метод "крупных" частиц [3].

Краткие сведения о модели

Обычно при проектировании накопителей влияние пространственного заряда оценивают в гладком приближении. Это связано с тем, что большие интервалы расчета (~ 100 км) и требования точности вычисления желаемых параметров приводят к непомерно большим затратам ресурсов современных ЭВМ.

В модели накопителя протонов Московской мезонной фабрики можно ограничиться только поперечной динамикой пучка, так как применение специального азимутального заполнения орбиты накопителя [1] приводит к тому, что уже в начале процесса инъекции можно считать продольную составляющую поля пространственного заряда пучка равной нулю.

Создание эффективного алгоритма решения уравнения Пуассона в полярных координатах и применение схем повышенной точности для решения уравнений движения [3] позволило промоделировать процессы инжекции в обоих режимах работы накопителя и процесс циркуляции в режиме медленного вывода до 1000-го оборота накопленного пучка. Контроль точности производился по сохранению полной энергии, отклонения не превышали 2%.

Режим быстрого вывода

В табл. I приведены значения среднеквадратичного эмиттанта $\epsilon_{\text{ср.кв.}}$ полного эмиттанта ϵ (содержит более 98% частиц) и бетатронных частот в гладком приближении к концу процесса инжекции. Предполагается, что по вертикали и горизонтально применена спиральная инжекция [2].

Т а б л и ц а I

Параметры	Без пространственного заряда		С пространственным зарядом	
	X	Y	X	Y
$\epsilon_{\text{ср.кв.}}, \pi \cdot \text{см} \cdot \text{мрад}$	2,24	2,24	2,21	2,35
$\epsilon, \pi \cdot \text{см} \cdot \text{мрад}$	2,76	2,85	3,48	3,03
ν	2,40	2,30	2,36	2,23
$\Delta \nu$	-	-	0,04	0,07

Из приведенных результатов следует отметить:

- 1) распределение частиц в фазовых плоскостях XX' и YY' к концу процесса инжекции без учета пространственного заряда близко к равномерному, поскольку среднеквадратичный эмиттанс не сильно отличается от полного;
- 2) пространственный заряд в процессе инжекции приводит к уменьшению $\epsilon_{\text{ср.кв.}}$ и увеличению $\epsilon_{\text{ср.кв.}}$;
- 3) пространственный заряд вызывает сильное увеличение ($\sim$ на 26%) ϵ_x и незначительный рост ($\sim$ на 6%) ϵ_y .

На рис.3а приведены область бетатронных частот и бетатронные спектры в конце процесса инжекции. Детальный анализ процесса инжекции показал, что резонанс $4\nu_y = 9$ проходится частицами, попавшими в кольцо в начале процесса инжекции, и их возмущенные фазовые траектории лежат внутри фазовой площади пучка YY' . Поэтому нелинейность кулоновских сил приводит лишь к незначительному возрастанию полного эмиттанта ϵ_y пучка.

В плоскости XX' в области резонанса $3\nu_x = 7$ в конце процесса инжекции оказывается около 14% накопленных частиц, в основном принадлежащих краю фазовой площади пучка XX' . Увеличение амплитуды бетатронных колебаний этих частиц приводит к образованию ореола в плоскости XX' . Эти ореольные частицы ответственны за сильное возрастание полного эмиттанта ϵ_x и приводят к размытию пучка по X-направлению в геометрическом пространстве. Этот эффект хорошо заметен на рис.1, где изображены поперечные сечения пучка в конце процесса инжекции без учета и с учетом пространственного заряда.

В области бетатронных частот пучка находятся сильные резонансы связи $2\nu_y - \nu_x = 2$, $2\nu_y + 2\nu_x = 9$, $3\nu_x + \nu_y = 9$, $\nu_x + 3\nu_y = 9$. Связь осуществляется через кулоновское поле частиц, находящихся в зонах резонансов. Поскольку в среднем по периметру накопителя для данного режима работы пространственный заряд пучка сильнее действует в Y-направлении, у частиц, находящихся в области резонансов

связи, происходит некоторая перекачка энергии бетатронных колебаний из горизонтального в вертикальное направление. Это вызывает уменьшение амплитуды бетатронных колебаний по X-направлению и увеличение по Y, что ведет к уменьшению $\epsilon_{х ср.кв.}$ и росту $\epsilon_{у ср.кв.}$.

В целом параметры пучка в конце инжекции удовлетворяют режиму быстрого вывода частиц из накопителя и дополнительных трудностей из-за учета пространственного заряда для реализации этого режима не возникает.

Режим медленного вывода

В табл. 2 приведены значения параметров пучка с учетом и без учета пространственного заряда в конце процесса инжекции и после 1000 оборотов циркуляции в накопителе. Предполагается, что в данном режиме работы спиральная инжекция применена только по вертикали.

Т а б л и ц а 2

Параметры	Без пространственного заряда		С пространственным зарядом			
			Инжекция		1000 оборотов	
	X	Y	X	Y	X	Y
$\epsilon_{ср.кв.}, \text{К} \cdot \text{см} \cdot \text{мрад}$	0,94	4,75	0,99	3,85	1,19	3,90
$\epsilon, \text{К} \cdot \text{см} \cdot \text{мрад}$	1,39	5,67	2,10	4,51	2,66	5,55
ν	1,849	1,901	1,792	1,840	1,784	1,842
$\Delta \nu$	-	-	0,067	0,061	0,065	0,059

Из результатов табл. 2 следует:

- 1) распределение частиц в плоскости XX' сильно неравномерное, так как существенно отличаются среднеквадратичный и полный эмиттансы;
- 2) пространственный заряд на 20% уменьшает $\epsilon_{у ср.кв.}$ и увеличивает $\epsilon_{х ср.кв.}$;
- 3) эмиттанс ϵ_x возрастает в 1,5 раза к концу инжекции и в 1,9 раза через 1000 оборотов.

На рис.3 б,в приведены области бетатронных частот и бетатронные спектры в конце процесса инжекции и через 1000 оборотов. В плоскости XX' в области резонансов $4\nu_x = 7$ и $3\nu_x = 5$ содержится около 10% частиц, причем после инжекции значительная часть этих частиц принадлежит внешней области площади пучка XX' . Они создают ореол в фазовой плоскости XX' , а также приводят к существенному возрастанию полного эмиттанта ϵ_x и размазыванию границ пучка в X-направлении в геометрическом пространстве. На рис.2 а,б приведены изображения пучка в плоскостях XU и XX' , где указанный эффект хорошо наблюдается.

Наличие резонансов связи $2\nu_y - \nu_x = 2$, $2\nu_x + 2\nu_y = 7$, $3\nu_x + \nu_y = 7$ при значительной разности энергий вертикальных и горизонтальных бетатронных колебаний приводит для частиц, лежащих в области этих резонансов, к перекачке энергии вертикальных колебаний в горизонтальные. Это означает увеличение амплитуды бетатронных колебаний частиц по X-направлению и уменьшение по Y-направлению и, как следствие, - рост $\epsilon_{х ср.кв.}$, снижение $\epsilon_{у ср.кв.}$, образование дополнительных ореольных частиц в XX' плоскости. На рис.3 б,в зоны резонанса $2\nu_y - \nu_x = 2$ хорошо совпадают с провалом в ν_y -спектре и пиком в ν_x -спектре, что подтверждает существенное влияние связи колебаний. На рис.2 в изображено сечение пучка после 1000 оборотов в плоскости XU' без учета и с учетом пространственного заряда, где очевидно снижение кинетической энергии вертикальных колебаний и увеличение кинетической энергии горизонтальных.

Результаты моделирования режима медленного вывода показывают существенное влияние пространственного заряда на параметры циркулирующего в накопителе пучка.

ка, особенно на динамику в горизонтальной плоскости. Это необходимо учесть в дальнейшем при организации вывода накопленного пучка.

Заключение

Разработанная нами программа динамики сильнооточного пучка в накопителе протонов Московской мезонной фабрики позволила детально изучить влияние пространственного заряда на параметры накопленного пучка в основных режимах работы накопителя. Гладкая теория кулоновских сил дает грубое приближение к реальным процессам, связанным с действием пространственного заряда. Моделирование кулоновских эффектов в сильнооточных пучках в накопителях необходимо, поскольку они могут привести к существенному отличию желаемых параметров накопленного пучка от действительных.

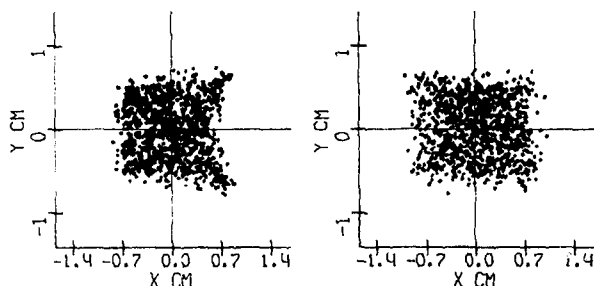


Рис.1. Поперечные сечения пучка для режима быстрого вывода в конце процесса инжекции без учета и с учетом пространственного заряда.

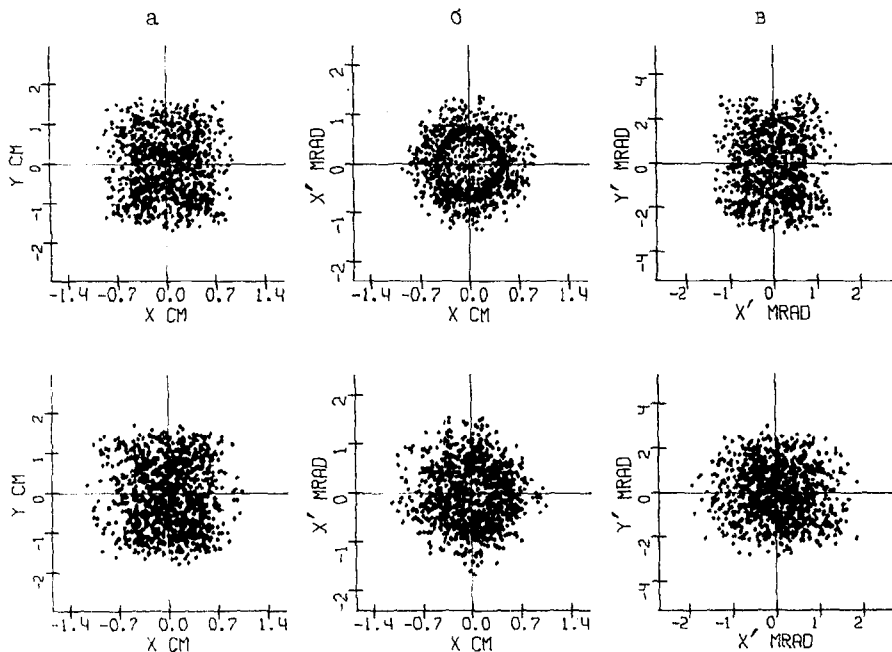


Рис.2. Фазовые портреты пучка для режима медленного вывода без учета и с учетом пространственного заряда.

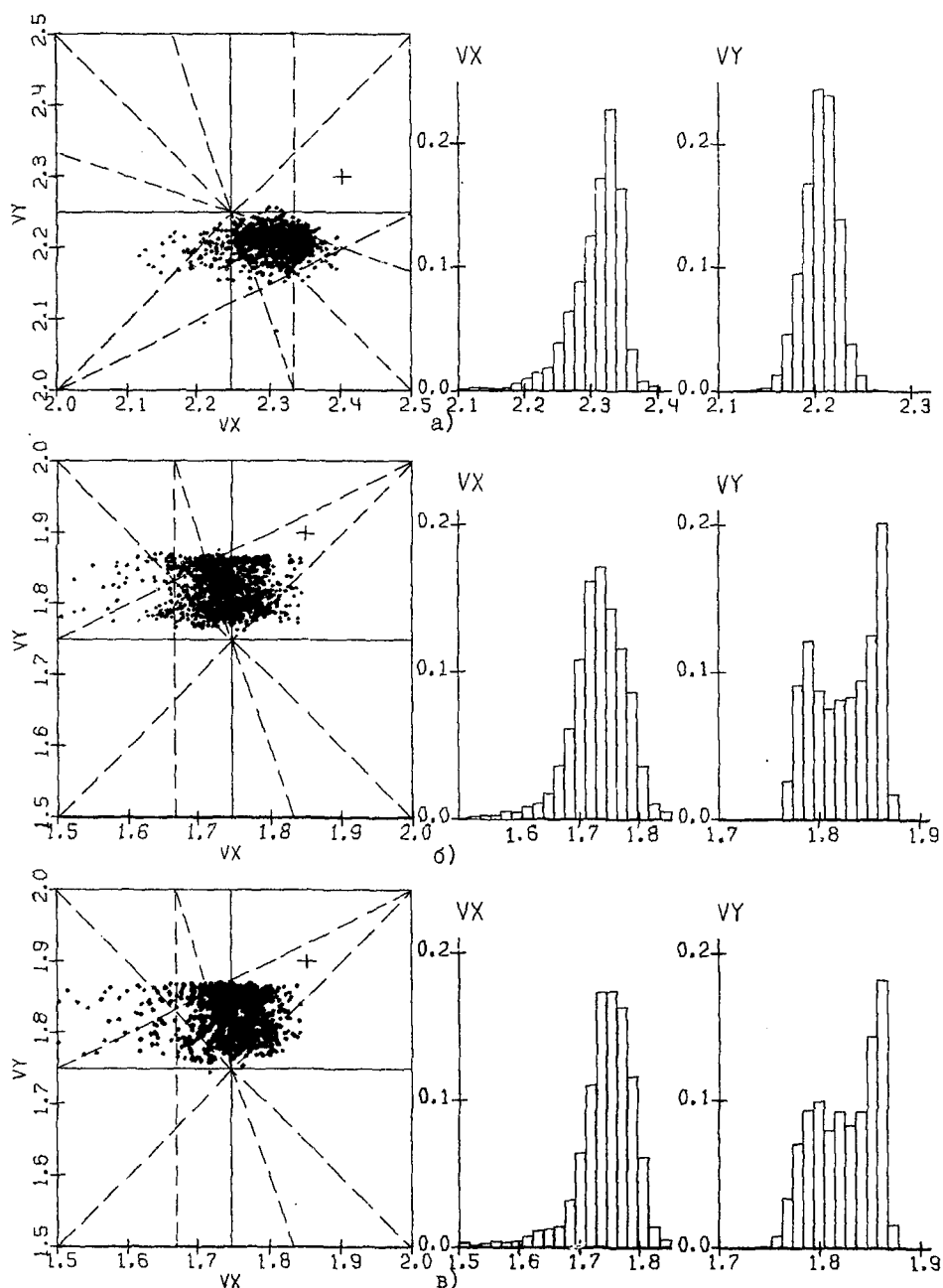


Рис.3.Области бетатронных частот и бетатронные спектры.

Л и т е р а т у р а

1. Грачев М.И. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИИ, Дубна, 1985, т.1, с.343.
2. Philip F.Meads. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-20, 3, 1973, p.401
3. Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. М.: Атомиздат, 1979.

РЕЗОНАНСНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В ЖЕСТКОФОКУСИРУЮЩИХ КАНАЛАХ ТРАНСПОРТИРОВКИ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

В.Д.Данилов, М.М.Зобов

Московский инженерно-физический институт

Повышение интенсивности пучка в линейных ускорителях и каналах транспортировки связано с решением ряда проблем, особое место среди которых занимает проблема обеспечения высокой фазовой плотности частиц с целью минимизации потерь частиц на стенках канала, вызывающих появление наведенной γ -радиоактивности, и конструкционных материалах. Потери частиц могут быть обусловлены явлением необратимого возрастания нормализованного эмиттанса пучка в процессе ускорения и транспортировки.

Одной из причин, приводящих к росту эмиттанса, является "неустойчивость огибающих" / 1 /, проявляющаяся при $\mu_0 > 90^\circ$ (где μ_0 - набег фазы поперечных колебаний частиц в ускоряюще-фокусирующем канале).

Однако более интересной областью с точки зрения применения в линейных ускорителях и каналах транспортировки является область с $\mu_0 < 90^\circ$. Здесь могут проявиться "нелинейные резонансы огибающих", следствием которых будет рост эмиттанса пучка.

Рассмотрим уравнение для огибающих / 2 /:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 z_x}{d\tau^2} + Q_x(\tau) z_x - F_0^2 / z_x^3 - 2 z_a^2 / (z_x + z_y) &= 0, \\ \frac{d^2 z_y}{d\tau^2} + Q_y(\tau) z_y - F_0^2 / z_y^3 - 2 z_a^2 / (z_x + z_y) &= 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Для слабо рассогласованного пучка решение будем искать в виде

$$z_x(\tau) = X_0(\tau) + x(\tau), \quad z_y(\tau) = Y_0(\tau) + y(\tau), \quad (2)$$

где $X_0(\tau), Y_0(\tau)$ - огибающие в случае полного согласования,

$x(\tau), y(\tau)$ - малые возмущения: $x \ll X_0, y \ll Y_0$.

Подстановка (2) в (1) и разложение в ряд Тейлора позволяют получить для малых возмущающих добавок уравнение вида

$$\begin{aligned} x'' + a_1(\tau)x + a_0(\tau)y &= a_4(\tau)x^2 + 2a_3(\tau)xy + a_2(\tau)y^2 + \dots \\ y'' + a_2(\tau)y + a_0(\tau)x &= a_5(\tau)y^2 + 2a_3(\tau)xy + a_3(\tau)x^2 + \dots \end{aligned} \quad (3)$$

В силу малости x, y при исследовании на устойчивость системы уравнений (3) с периодическими коэффициентами можно пренебречь нелинейными членами в правой части / 1 /.

Решение линейной системы в устойчивой области ($\mu_0 < 90^\circ$) может быть записано в виде / 3 /:

$x(\tau) = c_1 e^{i\Phi_1} f_1(\tau) + \text{к.с.} + c_2 e^{i\Phi_2} f_2(\tau) + \text{к.с.}$
 $y(\tau) = c_2 e^{i\Phi_1} f_1(\tau) + \text{к.с.} + c_1 e^{i\Phi_2} f_2(\tau) + \text{к.с.},$
 где c_1, c_2 - комплексные постоянные, амплитуда и фаза которых определяется начальными условиями;

$f_{1,2}$ - периодические функции, определяемые структурой системы.

Методом усреднения найдено, что / 1 /:

$$\Phi_1 = \sqrt{\mu_0^2 + 3\mu^2}; \quad \Phi_2 = \sqrt{2\mu_0^2 + 2\mu^2}.$$

Здесь μ - набег фазы колебаний с учетом пространственного заряда.

Таким образом, огибающая несогласованного пучка представляет собой суперпозицию колебаний с тремя частотами: частотой воздействия внешней периодической силы Ω , а также частотами $\omega_1 = \Phi_1/T_F$ и $\omega_2 = \Phi_2/T_F$ (T_F - время пролета частицей периода фокусировки).

Рис.1. Поведение огибающей в плоскости X в условиях резонанса

$$\Omega = 3\omega_2.$$

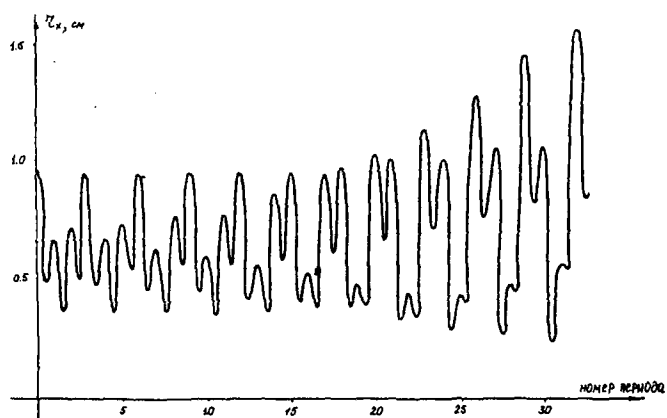


Рис.2. Фазовый портрет пучка в плоскости $X - \beta_x$ на входе в канал транспортировки.

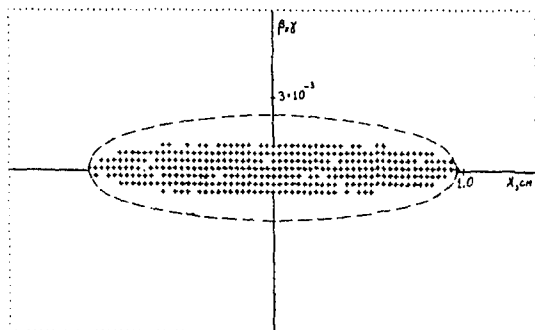


Рис.3. Фазовый портрет пучка в плоскости $X - \beta_x$ после прохождения 30 периодов фокусировки.

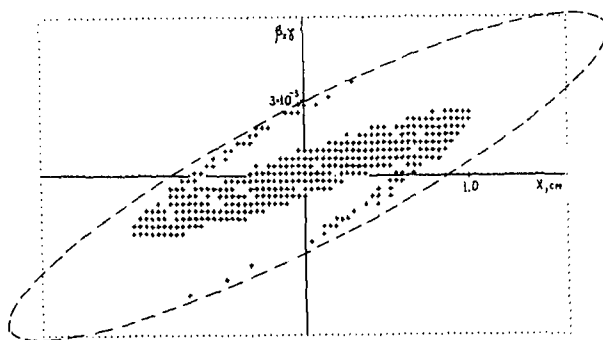
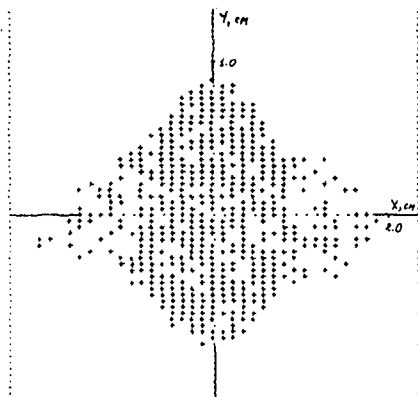


Рис.4. Распределение частиц в поперечном сечении пучка (плоскость $X - Y$) после прохождения 40 периодов фокусировки.



Наличие малых нелинейных членов в правой части (3) приводит к появлению гармоник частот ω_1 и ω_2 . Поэтому возможен не только параметрический резонанс $1/2 \Omega = \omega_1$; $1/2 \Omega = \omega_2$, но и нелинейные резонансы огибающих в том случае, когда выполняется условие $\Omega = n \omega_1$ или $\Omega = n \omega_2$. В силу своего нелинейного характера опасными будут резонансы при $n \leq 4$, причем колебания при резонансе $n = 4$ могут быть устойчивыми или неустойчивыми в зависимости от конкретных параметров системы / 3 /.

Численное интегрирование уравнений для огибающих (I) в условиях резонанса и малого начального рассогласования показывает существенное увеличение размаха огибающей. На рис.1 показано поведение огибающей в плоскости X для магнитного квадрупольного канала транспортировки с $\beta_0 = 72^\circ$ и $\beta = 44,89^\circ$ ($\varphi_2 = 120^\circ$, $\Omega = 3 \omega_2$).

При "нелинейном резонансе огибающих" малое начальное рассогласование пучка с каналом приводит к росту огибающей пучка и, как следствие, к дальнейшему рассогласованию (увеличение площади описанного эллипса Флоке). Это, в свою очередь, ведет к увеличению эффективного фазового объема, который может "замазаться" из-за нелинейностей пространственного заряда и внешних фокусирующих сил. Численное моделирование динамики пучка методом "крупных" частиц в канале с параметрами, приведенными выше, подтверждает этот факт.

На рис.2 и 3 приведены фазовые портреты пучка в плоскости $X - \beta_x \beta$ в начале канала и на 30 периоде фокусировки. Пунктиром показан соответствующий эффективный фазовый объем.

Расплывание пучка в плоскости $X - \beta$ иллюстрирует рис.4.

В заключение необходимо подчеркнуть, что причиной возникновения "нелинейного резонанса огибающей" является не нелинейность сил пространственного заряда или внешних сил, а коллективные эффекты пространственного заряда с негармонической зависимостью плотности от времени для рассогласованного пучка. Для отдельной частицы "нелинейный резонанс огибающей" проявляется как комбинационный резонанс, связанный с наличием в поле пространственного заряда субгармоник внешней (фокусирующей) силы.

Л и т е р а т у р а

1. J.Struckmeier, M.Reiser. "Theoretical Studies of Envelope Oscillations and Instabilities of Mismatched Intense Charged Particle Beams in Periodic Focusing Channels". Particle Accelerators, 1984, Vol.14, p.227-260.
2. И.М.Калчинский. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М.: Энергоиздат, 1982.
3. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Теория циклических ускорителей. М.: Госуд. из-во физ.-математической литературы, 1962.

ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕРЕЗОНАНСНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ СИНХРОТРОНА

Б.Ю.Богданович, В.И.Каминский, Ю.М.Путкин

Московский инженерно-физический институт

Повышение интенсивности ускоренных пучков приводит к увеличению влияния на динамику частиц паразитных полей, возбуждаемых в неоднородностях вакуумной камеры ускорителя. Основной вклад в развитие неустойчивостей пучка вносят резонансные неоднородности — элементы камеры ускорителей, имеющие собственные резонансные частоты на колебаниях, генерируемых спутками ускоренных частиц. В настоящей работе исследовались малоизученные нерезонансные элементы — скачкообразные и плавные переходы между однотипными сечениями вакуумной камеры. Исследование электродинамических характеристик этих элементов имеет ряд особенностей, обусловленных, с одной стороны, непрерывным спектром возбуждаемых полей, а с другой — наличием критических частот для типов колебаний, попадающих в экспериментальный диапазон частот.

Исследования выполнены на волнах Е-типа, ответственных за продольную устойчивость пучков, методом малых возмущений [1]. Задача определения полей в режиме бегущей волны, соответствующем реальным условиям возбуждения, достаточно сложна, так как волны Е-типа не являются низшими в ионопроводах, подсоединенных к переходу.

По известному распределению напряженности поля можно рассчитать сопротивление связи $Z_{св}$ — количественную характеристику элемента, определяемую как отношение эквивалентного напряжения, наводимого пучком в элементе, к соответствующей гармонике тока.

Исследования проводились на конических и ступенчатом переходах между двумя цилиндрическими ионопроводами диаметром 69 мм и 98 мм. Длина конических переходов варьировалась от 0 до 150 мм. Измерения распределения полей осуществлялись в диапазоне частот 2,3–4,5 ГГц, в котором лежат критические частоты колебаний Е-типа для цилиндрических волноводов, подключенных к переходу. Данный тип колебаний вносит наибольший вклад во взаимодействие пучка с неоднородными элементами камеры ускорителя.

Экспериментальная схема (см. рис. 1) содержит два отрезка ионопровода, подключенных ко входу и выходу перехода. В выходном патрубке установлена поглощающая нагрузка ($\rho < 1,2$), входной патрубок нагружен закорачивающим подвижным поршнем с устройствами связи с генератором и индикатором резонанса. Распределение поля измеряется по сдвигу частоты резонирующей части макета от поршня до критического сечения перехода. Нижняя граница диапазона соответствует критической частоте для волн E_{01} в волноводе большего сечения ($d = 98$ мм).

В работе [2] показано, что для согласованного четырехполосника без потерь измерения в резонансном макете адекватны измерениям нерезонансным методом в режиме бегущей волны. Переходы между ионопроводами не согласованы во всей частотной полосе, однако можно показать, что резонансный метод применим и при больших отражениях от входа перехода.

Измерения в области докритических частот волновода меньшего сечения ($f_{кр} E_{01} = 3,28$ ГГц) показали, что в объеме конусного перехода происходит увеличение напряженности поля сравнительно с полем стоячих волн в однородном волноводе. Это объясняется наличием в суживающейся части перехода критического сечения для любого значения частоты в интервале между критическими частотами обоих волноводов.

Наибольший интерес представляют характеристики переходов на частотах, близких к критической E_{01} - типа для инопровода меньшего диаметра, т.е. $f_p \leq f_{кр} E_{01}$. В этой области частот возможно значительное взаимодействие ускоряемого пучка с паразитными полями, возбуждаемыми в переходе. Результаты измерений сопротивления связи переходов различной длины приведены на рис.2. Кривые имеют максимумы, которые с уменьшением длины перехода смещаются к критической частоте $f_{кр} E_{01}$.

На рис.3 приведены зависимости модулей коэффициентов отражения $|\dot{\Gamma}|$ переходов от частоты. Эти данные рассчитывались из экспериментальных распределений электрического поля, полученных методом малых возмущений, а также из измерений элементов матрицы рассеяния переходов методом подвижного короткозамыкающего поршня. Во втором случае согласованная нагрузка заменялась подвижным короткозамыкателем и снималась зависимость положения короткозамыкателя на входе перехода от положения короткозамыкателя на выходе. Из этой зависимости с помощью геометрических построений на круговой диаграмме определяются элементы матрицы рассеяния. Значения $|\dot{\Gamma}|$ получены при прямом (1,2) и обратном (1',2') относительно перехода вводе ВЧ-мощности. Наличие значений $|\dot{\Gamma}| < 1$ в области докритической частоты E_{01} -типа волновода меньшего диаметра можно объяснить потерями мощности в резонирующей части перехода, возрастанием потерь вблизи критических частот и трансформацией в распространяющийся вид колебаний.

Результаты проведенных измерений коэффициентов отражения от переходов в широкой полосе частот и сопротивлений связи могут быть использованы для оценки потерь энергии ускоренного пучка в этих элементах вакуумной камеры.

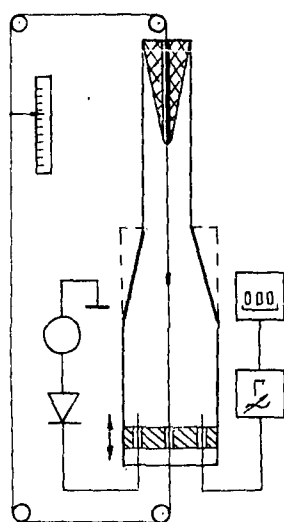


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

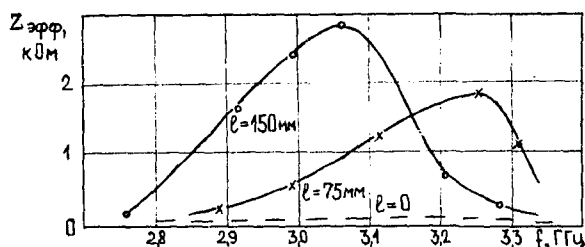


Рис.2. Зависимость $Z_{эфф}$ от частоты ($Z_{св} = Z_{эфф}/n$).

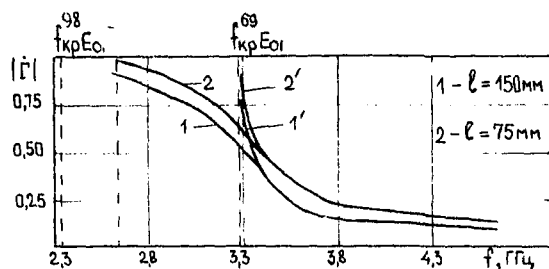


Рис.3. Зависимость $|\dot{\Gamma}|$ перехода от частоты.

Литература

1. Справочник по диафрагмированным волноводам, изд. 2-е. Авт.: Вальднер С.А. и др. М.: Атомиздат, 1977.
2. Подшивалов В.Н., Собенин Н.П. В кн.: Ускорители, вып. XV, М.: Атомиздат, 1976, с. 80-82.

ОСОБЕННОСТИ РАДИАЛЬНОЙ ДИНАМИКИ ИНТЕНСИВНЫХ ПУЧКОВ В МНОГОСЕКЦИОННЫХ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ЭЛЕКТРОНОВ

В.В.Калашников, М.Л.Пальмская, В.В.Петренко

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва

Разработанные численные методы моделирования динамики интенсивных пучков, собственные поля которых сравнимы по величине с внешними полями, позволили подробно изучить продольную динамику таких пучков [1-3] и оценить влияние вихревых и потенциальных составляющих полей пучков на их радиальные размеры [4-5]. Привлечение методов математического моделирования к изучению экспериментально наблюдаемых зависимостей параметров пучков от различных параметров сил, действующих на пучки в процессе их формирования и ускорения, дает возможность свести его к изучению отдельных эффектов и на основе анализа полученных результатов найти пути усиления или уменьшения проявления их влияния. Такой подход также позволяет подойти к решению обратной задачи, заключающейся в нахождении по требуемым выходным параметрам пучков их начальных параметров и необходимых распределений внешних магнитных полей. Согласование фазовых объемов пучков с аксептантами ЛУЭ, особенно на средние энергии, следует рассматривать в шестимерном фазовом пространстве, что обусловлено большими фазовыми и энергетическими спектрами частиц и, следовательно, взаимным влиянием продольного и поперечного движений. С этих позиций в данной работе рассмотрены некоторые результаты исследования деформации поперечного фазового объема пучка с током в импульсе несколько ампер в стационарном режиме работы ускорителя "Факел" [6-7]. Радиальная динамика рассматривалась на участках ускорителя: электронная пушка - волноводный группирователь, волноводный группирователь и участок с регулярными ускоряющими волноводами. На каждом из этих участков определены причины ограничения тока и оптимальные условия работы.

Наличие первого участка, включающего в себя фокусирующие линзы, инфлектор для формирования импульсов наносекундной длительности и коллиматор, обусловлено работой ускорителя в двух режимах: в переходном и стационарном. Первоочередной задачей на этом участке является транспортировка пучка от источника до волноводного группирователя с минимальным уменьшением яркости пучка и согласование его эмиттанса с аксептансом группирователя. При изучении динамики использовалось понятие среднеквадратического эмиттанса пучка, определяемого через среднеквадратические параметры ансамбля частиц $E = 16(\bar{\rho}^2 \bar{\rho}^{\prime 2} - \bar{\rho} \bar{\rho}^{\prime 2})$, где ρ - радиальное отклонение частиц от оси. Изменение удвоенного среднеквадратического отклонения частиц ($R^2 = 4 \bar{\rho}^2$) - радиуса пучка при однородном распределении частиц в поперечном сечении описывается линеаризованным уравнением [8]:

$$R'' - \frac{E^2}{R^3} + \frac{2B\bar{x}}{8U} R - \frac{I}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{2}\eta' U^{3/2} R} = 0, \quad (1)$$

где eU - энергия инжекции частиц непрерывного пучка с током I , η - отношение заряда к массе электрона. Исходя из уравнения (1), можно оценить величину тока, пропускаемого каналом, и оптимальные режимы фокусирующих элементов. Учет влияния собственных полей пучка в самосогласованном случае произволился с помощью метода "крупных" частиц, реализованного в программе [4]. Без учета вихревых полей, так как на этом участке они пренебрежимо малы, эта программа применялась для уточнения выбранной оптической схемы.

Как показал анализ результатов моделирования, огибающие пучка, соответствующие максимальному токопрохождению при разных величинах тока, имеют два максимума, главный из которых приходится на вторую линзу рассматриваемого участка, расположенную посередине между пушкой и коллиматором. С увеличением тока пучка его размер в максимуме огибающей и на выходе участка увеличивается. Так, при токе 1 А радиус пучка в кроссовере на входе в группирователь составляет 3 мм (1,6 мм), при 3 А – 4,7 мм (1,9 мм), при 5 А – 5,2 мм (2,2 мм). В скобках указана величина среднеквадратического отклонения. С увеличением тока пучка дисперсия распределения частиц по отклонениям от оси увеличивается, вид же распределения не изменяется. Обеспечить кроссовер пучка на входе в группирователь, где сильно краевое поле его соленоида, удастся только при полях соленоида порядка 900 Э. При меньшей величине поля соленоида пучок расходящийся и его радиус больше, чем в кроссовере.

Изучение изменения фазового объема пучка на участке инжекции показало, что для данной его структуры существует характерная фазовая плотность транспортируемых пучков P_0 . При транспортировке пучков на рассматриваемом участке с фазовой плотностью меньше P_0 их фазовая плотность линейно следует за изменением фазовой плотности инжектируемого пучка, а выше P_0 эта зависимость существенно отличается от линейного закона (см. рис. 1). В последнем случае фазовая плотность транспортируемых пучков, оставаясь выше P_0 , по длине участка уменьшается и к его концу приближается к P_0 . Фазовая плотность P_0 с увеличением длины канала уменьшается. Изменения эмиттансов пучка по длине участка имеют колебательный с затуханием характер. Такое поведение фазовой плотности пучков при их транспортировке в оптических каналах можно объяснить увеличением эмиттансов пучков вследствие кулоновского взаимодействия:

$$E^2 = E_0^2 + \frac{\Lambda}{4} \int_0^L \bar{\rho}^2 F dz,$$

где F – параметр, зависящий от распределения частиц, Λ – кулоновский параметр, пропорциональный коэффициенту при члене $1/R$ уравнения (1). Из полученных результатов следует, что для создания больших токов с качественными параметрами пучков в интенсивных ускорителях, где имеется довольно протяженный участок между электронной пушкой и группирователем, не всегда эффективно повышение фазовой плотности пучка источника электронов, например, за счет использования электронной пушки с почти "точечным" катодом [9]. Эта мера принесет наибольшую эффективность в случаях, если фазовая плотность частиц источника электронов будет меньше P_0 или если источник электронов с малым фазовым объемом пучка будет расположен непосредственно на входе в группирователь.

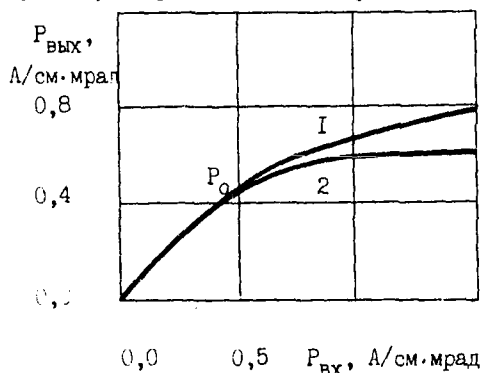


Рис. 1. Зависимость фазовой плотности частиц на коллиматоре (1) и на входе в группирователь (2) от фазовой плотности частиц на входе канала инжекции.

Эмиттанс пучка на выходе группирователя в значительной мере связан с радиусом пучка на его входе [10]. Моделирование радиальной динамики пучка на волноводном группирователе показало, что радиальный размер пучка на его выходе периодически меняется с изменением величины магнитного поля соленоида, особенно если это изменение поля имеет место на участках группирователя, где фазовая скорость волны ускоряющего поля меньше скорости света. С увеличением поля соленоида размах изменения радиуса пучка уменьшается, стремясь к его средней, медленно увеличивающейся величине. Эти изменения носят синусоидальный характер, что объясняется изменением набега фазы радиальных колебаний в продольном магнитном поле [11]. Пучок при этом остается всегда расходящимся, что вносит определенные трудности в согласование его эмиттанса с аксептансом ускорителя. Увеличение же тока инжекции в группирователь проявляется в изменении ориентации эмиттанса пучка и уменьшении средней энергии частиц, что приводит к дополнительному увеличению эмиттанса пучка на регулярной части ускорителя. С увеличением радиуса инжектируемого пучка коэффициент увеличения эмиттанса пучка группирователя увеличивается. При некоторых его значениях эмиттансы ориентируются таким образом, что они уже не вписываются в аксептанс ускорителя, и зависимость тока ускорителя от величины поля соленоида становится тоже синусоидальной. Оптимальными значениями магнитного поля соленоида группирователя следует считать поля 700 и 900 Э, соответствующие условиям получения максимального тока ускорителя, который с увеличением поля соленоида всегда имеет тенденцию к уменьшению вследствие медленного роста среднего радиуса пучка.

Пропускная способность основной части ЛУЭ "Факел", состоящей из пяти регулярных однотипных ускоряющих секций, определяется числом и фокусирующей силой дублетов квадрупольных линз, которые могут быть при необходимости размещены после каждой секции ускорителя. Как показал анализ результатов моделирования динамики пучка на данном участке ускорителя, периодическая фокусирующая система ограниченной протяженности имеет различную пропускную способность в поперечных фазовых плоскостях. Поэтому в качестве аксептанса основной части ускорителя на фазовой плоскости RR' было выбрано геометрическое место представляющих точек частиц, радиальное движение которых не приводит к их потерям хотя бы в одной плоскости. Было показано, что при увеличении фокусирующего поля линз аксептанс ускорителя увеличивается, и его максимум достигается в случае, когда величина набега фазы радиальных колебаний составляет $45 - 90^\circ$ на периоде фокусировки. Дальнейшее увеличение поля квадрупольных линз приводит к резкому уменьшению аксептанса ускорителя. Так, при проектном размещении линз [6] после 1, 3 и 5 секций ускорителя, величина аксептанса увеличивается всего только на 30%, но преимуществом этого канала является то обстоятельство, что согласованным с аксептансом ускорителя является в этом случае эмиттанс расходящегося пучка, что реально и имеет место после группирователя. На рисунке 2 показаны расчетные зависимости тока ускорителя от тока инжекции с различными радиусами пучка, имеющего на входе в группирователь кроссовер. Эти зависимости приведены для случая одинаковых условий фокусировки пучка на группирователе и оптимальных перестраиваемых условий фокусировки на регулярной части ускорителя. Как видно из рисунка, с увеличением радиуса инжектированного пучка ток ускорителя резко падает. Максимальный ток ускорителя (I_A) достигается при токе инжекции около 2 А, что хорошо совпадает с экспериментальными данными в ходе длительной эксплуатации ускорителя. Данные исследования также показали, что условия максимального токопрохождения через ускоритель в целом не соответствуют условиям максимального токопрохождения на отдельных его участ-

ках, что демонстрируется экспериментальными зависимостями на рис. 3. Вид этих кривых полностью объясняется особенностями радиальной динамики пучка, рассмотренной выше: с увеличением тока пушки увеличивается ток и размер пучка на входе в группирователь, что вызывает уменьшение энергии и увеличение эмиттанса пучка на выходе группирователя, который затем не вписывается в аксептанс регулярной части ускорителя. Сравнение данных рис.2 и рис.3 показывает, что расчетные и экспериментальные кривые хорошо совпадают при радиусе инжектируемого пучка 0,3 см. Из анализа этих экспериментальных результатов можно наметить пути повышения тока пучка ускорителя "Факел": с целью уменьшения размера пучка на входе в группирователь и уменьшения изменений его фазовой плотности коллиматор следует размещать непосредственно на входе в группирователь, по этой же причине оптимальным является поле соленоида порядка 900 Э, потери ускоренных частиц после группирователя можно существенно уменьшить за счет увеличения аксептанса ускорителя путем увеличения числа квадрупольных линз на фокусирующем канале и за счет более эффективного согласования эмиттанса пучка после группирователя с аксептансом последующего канала ускорителя, например, с помощью дополнительного соленоида на группирователе.

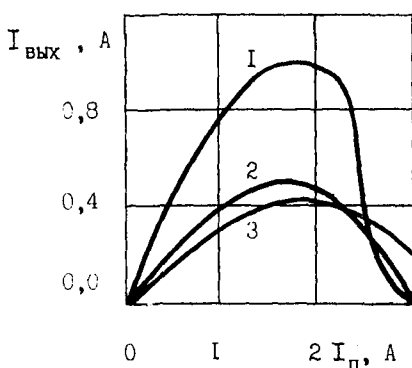


Рис. 2. Зависимость тока ускорителя от тока электронной пушки при разных радиальных размерах пучка на входе в группирователь: 1 - при $r = 3,3$ мм, 2 - 6,6 мм, 3 - 10 мм.

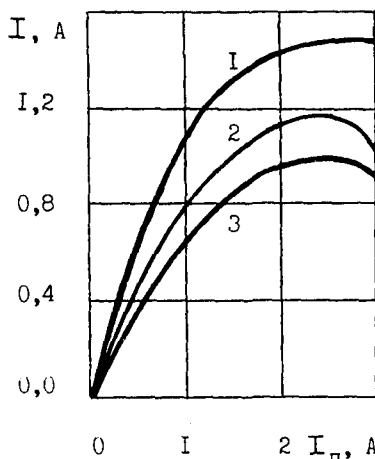


Рис. 3. Зависимость тока на входе в группирователь (1), на входе в ускоритель (2), на выходе ускорителя (3) от величины тока источника электронов.

Таким образом, на основании анализа экспериментальных данных и моделирования динамики интенсивных пучков в ЛУЭ можно сделать вывод о том, что технические решения, направленные на повышение тока ускорителя и улучшение качества пучков, должны обеспечивать уменьшение эмиттансов пучков после группирующих волноводов, для чего наиболее радикальным является уменьшение фазовой ширины и энергетического разброса сгустка в процессе его формирования и применение непосредственно на входе в группирователь электронной пушки с малым фазовым объемом пучка, что неизбежно ведет к другим принципам построения группирователей и систем формирования коротких импульсов тока, а также увеличение аксептанса регулярной части ускорителя и расширение возможностей согласования эмиттансов пучков с аксептансом регулярной части ускорителя.

Л и т е р а т у р а

- I. E. Keil. Diffraction Radiation of Charged Rings Moving in Currugated Cylindrical Pipe. - NIM, 1972, No.100, p.419.
2. Бурштейн Э.Л., Воскресенский Г.В. Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками. Москва, Атомиздат, 1970.
3. Масунов Э.С. Исследование эффектов нагрузки током в линейном ускорителе. - ЖТФ, 1976, т.46, вып.1, 146 с.
4. Масунов Э.С., Рашиков В.И. Группировка и самоускорение сильноточного пучка в волноводной замедляющей системе при наличии внешнего магнитного поля. - ЖТФ, 1979, т.49, вып.7, с.1462.
5. Батыгин Ю.В. и др. Особенности динамики интенсивных пучков наносекундной длительности в линейных ускорителях. - ЖТФ, 1979, т.49, вып.10, с. 2199.
6. Воронков Р.М. и др. Проект сильноточного линейного ускорителя электронов. - АЭ, 1969, т.26, вып.4, с.348.
7. Петренко В.В., Черноплеков Н.А. Состояние и некоторые итоги работы ускорителя "Факел". Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. Харьков, 1983, вып.2(14), с.37.
8. Cooper R.K., Solenoid-Lens Effects in Beam Transport Equations. - Particle Accelerators, 1975, Vol.7, p.41.
9. Гинзбург В.Е., Гугнин А.А., Петренко В.В. и др. Источник электронов с малым фазовым объемом пучка. Ускорители. - Москва, Атомиздат, 1980, вып.19, с.25-29.
10. Калашников В.В., Никитушкин А.А., Пальмская М.Л., Петренко В.В., Смирнов А.В. Особенности динамики интенсивных пучков в многосекционных линейных ускорителях электронов. Аннотации докладов 13 Международной конференции по ускорителям высоких энергий. ИГи СО АН СССР, Новосибирск, 1986, с.85.
- II. Bergere R., Veyssiere A. A Study of Some Transversal Motions of the Electron Beam of a LINAC. - IEEE T.N.S., 1965, Vol.12, No.3, p.593.

О РАДИАЛЬНОЙ УСТОЙЧИВОСТИ ПУЧКА В ВОЛНОВОДНОМ ГРУППИРОВАТЕЛЕ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

В.В.Калашников, В.В.Петренко

Институт атомной энергии им. И.В.Курчатова, Москва

В линейных ускорителях протонов известно явление параметрического воздействия продольных фазовых колебаний на радиальные размеры пучка [1,2], которое возникает, когда частота поперечных колебаний синхронной частицы близка к полуцелому значению частоты малых продольных колебаний.

В линейных электронных ускорителях (ЛУЭ) частота продольных колебаний резко уменьшается с увеличением энергии. Однако радиальная неустойчивость пучка может проявляться на участке волноводного группирователя, где происходят фазовые колебания и группировка частиц вокруг частицы, инжектируемой при фазе ускоряющего поля $\varphi_0 = \pi/2$. Уравнение поперечного движения на этом участке описывается уравнением Матье [1]:

$$\frac{d^2 r}{d\tau^2} + (\alpha - 2q \cos 2\tau)r = 0, \quad (1)$$

где $2\tau = \Omega t$, Ω - частота малых продольных колебаний, $\alpha = 4\omega^2/\Omega^2$, ω - частота ларморовой прецессии частиц в продольном магнитном поле. Возбуждение параметрического резонанса происходит при определенных соотношениях между коэффициентами α и q . Области изменения коэффициентов, соответствующие неустойчивым решениям уравнения Матье, определяются диаграммой устойчивости. Параметрическое возбуждение, испытываемое частицами, описывается формулой [3]:

$$r = r_0 e^{m\tau} [ce_m(\tau, q) + \alpha_m se_m(\tau, q)], \quad (2)$$

где m - номер полосы неустойчивости, вид функций ce, se и коэффициентов μ, α можно найти в [3]. Ширина полосы резонанса и постоянная времени нарастания колебаний в полосе неустойчивости зависят от коэффициента q и номера полосы неустойчивости.

Для ЛУЭ в принятых обозначениях коэффициент $q = I$, поэтому диаграмму устойчивости удобно строить в координатах (P, B) , где P - мощность внешнего СВЧ-источника, B - величина ведущего магнитного поля. Диаграмма будет своя для конкретного группирователя, поскольку она определяется энергией инжекции частиц, законами изменения электродинамических характеристик структуры и величины ведущего поля по длине группирующей секции. На диаграмме устойчивости для ЛУЭ "Факел" [4], приведенной на рисунке 1, заштрихованы первая и вторая области неустойчивости. Наиболее опасной является первая полоса. Коэффициент μ (постоянная времени нарастания колебаний в середине первой полосы, $\mu_1 = 0,5$) на порядок больше, чем во второй полосе ($\mu_2 = 0,05$). Из-за конструктивных особенностей на участке волноводного группирователя величина магнитного поля увеличивается в пять раз. Поэтому всегда существуют условия для параметрического возмущения радиального размера пучка. Закон изменения ведущего поля и продольная динамика пучка определяют продолжительность нахождения частиц в области неустойчивости, которая для первой полосы в четыре раза больше, чем для второй.

Увеличение тока пучка ЛУЭ приводит к увеличению кулоновских сил растал-

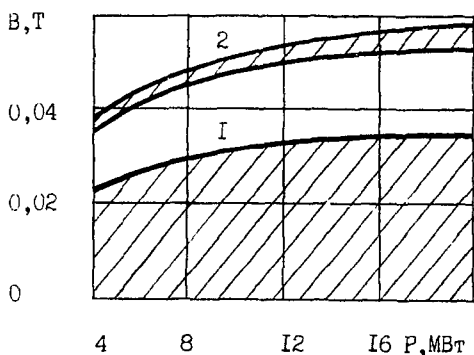


Рис. 1. Диаграмма устойчивости радиального движения частиц на группирующей секции ЛУЭ "Факел".

кивания, а следовательно, к увеличению длительности прохождения полос неустойчивости τ . Определить увеличение радиуса при больших токах пучка можно численным моделированием.

Расчет динамики аксиально-симметричного пучка производился по программе, описанной в [5]. Численное моделирование показало, что прохождение первой полосы неустойчивости приводит для пучка с током 1 А к 20-процентному увеличению радиуса пучка на выходе группирующей секции. Увеличение радиуса при этом обусловлено частицами с фазой инжекции, близкой к φ_0 . Прохождение второй полосы неустойчивости приводит к 5-процентному увеличению радиуса пучка на выходе секции, причем основной вклад в его увеличение вносят первоначально головные частицы, оставшиеся в режиме ускорения через период фазовых колебаний. Выбор ведущего поля на всей группирующей секции больше 800 Гс гарантировал бы от прохождения первых зон параметрического резонанса. В реальных условиях этого частично можно достичь размещением перед группирующей секцией или магнитного экрана, или дополнительного соленоида.

Следует отметить, что если радиус пучка на выходе группирующей секции определяется частицами, испытавшими резонансное возмущение, то внутри секции радиус пучка определяется частицами, не захваченными в режим ускорения с самого начала, или теми, у которых изменился режим ускорения на фазосдвигающей ячейке. Большая часть частиц, не захваченных в режим ускорения, теряется перед фазосдвигающей ячейкой, что обусловлено необходимым для этого резким спадом ведущего магнитного поля. Токопрохождение через всю группирующую секцию слабо зависит от величины ведущего поля на большей ее части. Однако от него зависит энергетический и фазовый спектр частиц на выходе группирующей секции. Эта зависимость объясняется радиальной устойчивостью движения частиц, изменивших режим ускорения на фазосдвигающей ячейке.

Изменение режима ускорения частиц наглядно можно представить на диаграммах устойчивости движения в продольной фазовой плоскости $\beta\varphi$, где β — относительная скорость частиц.

На рисунке 2 контур 1 — сепаратриса участков, непосредственно прилегающих к фазосдвигающей ячейке, контур 2 — сепаратриса фазосдвигающей ячейки. На длине фазосдвигающей ячейки совершается $\pi/4$ малых продольных колебаний. Вне сепаратрисы 1 заштриховано геометрическое место представляющих точек частиц, которые могут быть захвачены в режим ускорения на ячейке. Эти частицы находятся вблизи максимума ускоряющего поля, поэтому на выходе группирователя их энергия не меньше энергии частиц ядра сгустка. Заштрихованная область в сепаратрисе 1 — геометрическое место представляющих точек частиц, которые могут выйти из режима ускорения. Энергия их останется приблизительно неизменной. Доля частиц, которые изменяют режим ускорения в фазосдвигающей ячейке, состав-

ляет 10% первоначального количества частиц и определяется большим числом факторов.

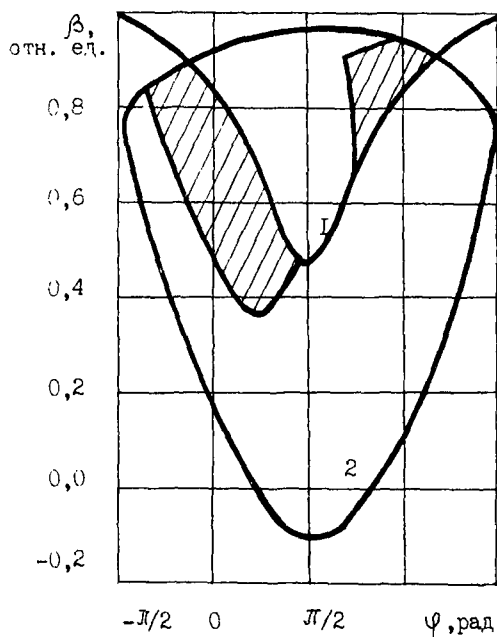


Рис. 2. Диаграмма устойчивости продольного движения частиц на фазосдвигающей ячейке группирующей секции ЛУЭ "Факел".

Экспериментально непосредственно определить параметрическое воздействие на радиус пучка в самом ускорителе не представляется возможным, но его можно оценить по изменению тока пучка на выходе группирующей секции. На ускорителе "Факел", например, размещение перед группирующей секцией дополнительного соленоида и исключение условий прохождения первой полосы неустойчивости приводит к 10-процентному увеличению тока пучка на выходе группирующей секции при постоянном токе инжекции. Более заметного воздействия можно ожидать в группирующих секциях с волноводными группирователями, на которых совершается большее число фазовых колебаний при больших токах пучка.

Таким образом, аналитическое и экспериментальное исследования показали, что, несмотря на ограниченность участка ЛУЭ, на котором наблюдается радиальная неустойчивость, параметрическое воздействие приводит к увеличению фазового объема пучка, ограничивает эффективность согласования пучка с регулярной частью ускорителя и, в конечном счете, оказывает заметное влияние на интенсивность и качество формирования ускоренных пучков.

Л и т е р а т у р а

1. Капчинский И.М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. Москва: Атомиздат, 1966, 310 с.
2. Власов А.Д. Теория линейных ускорителей. Москва: Атомиздат, 1965, 307 с.
3. Мак-Лахлан Н.В. Теория и приложение функций Матье. Москва: изд-во "Иностранная литература", 1953, 474 с.
4. Воронков Р.М., Бойко В.А., Шмыгов А.М., Филиппова М.В. Проект сильноточного линейного ускорителя электронов. - АЭ, 1969, т.26, вып.4, с.348-352.
5. Масунов Э.С., Радиков В.И. Группировка и самоускорение сильноточного пучка в волноводной замедляющей системе при наличии внешнего магнитного поля. - ЖТФ, 1979, т.49, с.1462-1470.

ОБ ОДНОЙ РЕАЛИЗАЦИИ ПЛОСКОГО ОНДУЛЯТОРА И ЖЕСТКОФОКУСИРУЮЩЕЙ МАГНИТНОЙ ЛИНЗЫ

А.А.Оганджян

Ереванский физический институт

В работах [1,2] исследовалась динамика электронов в магнитном поле, создаваемом током в периодически изогнутых проводниках. В [1] была предложена простейшая конфигурация таких проводников с магнитным полем, фокусирующим пучок заряженных частиц в обоих поперечных направлениях по принципу жесткой фокусировки. Магнитное поле проводников в [2] использовалось в качестве поля плоского ондулятора. Было отмечено, что амплитуду поля можно увеличить выбором оптимального пространственного расположения проводников.

Здесь мы рассмотрим такое расположение проводников, образующих обмотку магнита. В зависимости от относительного направления токов в проводниках рассматриваемый магнит может быть использован и в качестве плоского ондулятора и в качестве жесткофокусирующей линзы. Покажем также устойчивость движения пучка относительно равновесной траектории в плоском ондуляторе.

Пусть обмотка магнита состоит из двух слоёв. Пространственное расположение $2N$ проводников, образующих первый слой, представим в виде:

$$\vec{r}_L = z \vec{e}_3 + f_L(z) \cdot (\vec{e}_1 \cos \alpha_L + \vec{e}_2 \sin \alpha_L); \quad L = 1, \dots, 2N, \quad (1)$$

здесь $\vec{e}_1, \vec{e}_2, \vec{e}_3$ - единичные орты по осям x, y, z соответственно, $\vec{r}_L$ - радиус-вектор L -й линии тока, $f_L(z) = f_L(z + \lambda) > 0$ - периодическая с периодом λ положительная функция, описывающая форму изгиба L -го проводника. Выражение (1) описывает периодически изогнутые вдоль оси z проводники, расположенные на цилиндрической поверхности в радиальных плоскостях, составляющих углы α_L с плоскостью $y = 0$. Расположение $2N$ проводников второго слоя запишем в виде:

$$\vec{r}_L = z \vec{e}_3 + \varphi_L(z) \cdot (\vec{e}_1 \cos \alpha_L + \vec{e}_2 \sin \alpha_L),$$

здесь $\varphi_L(z) = \varphi_L(z + \lambda) > 0$, $\vec{r}_L$ - радиус-вектор точек L -й линии тока во втором слое. Величина тока в проводниках первого слоя - J , второго - $-J$, а направление тока в слоях противоположное. Магнитное поле $\vec{H}$ такой системы определяется законом Био-Савара и при пренебрежении краевыми эффектами имеет вид:

$$\vec{H} = \frac{J}{c} \sum_{L=1}^{2N} \int_{-\infty}^{\infty} dz_L \left\{ \frac{\vec{e}_2 x - \vec{e}_1 y - (\vec{e}_2 \cos \alpha_L - \vec{e}_1 \sin \alpha_L) [f_L(z_L) + (z - z_L) f_L'(z_L)] + \vec{e}_3 f_L'(z_L) (y \cos \alpha_L - x \sin \alpha_L)}{[(z - z_L)^2 + x^2 + y^2 + f_L^2(z_L) - 2 f_L(z_L) (x \cos \alpha_L + y \sin \alpha_L)]^{3/2}} - \right. \\ \left. - \delta_L \cdot \frac{\vec{e}_2 x - \vec{e}_1 y - (\vec{e}_2 \cos \alpha_L - \vec{e}_1 \sin \alpha_L) [\varphi_L(z_L) + (z - z_L) \varphi_L'(z_L)] + \vec{e}_3 \varphi_L'(z_L) (y \cos \alpha_L - x \sin \alpha_L)}{[(z - z_L)^2 + x^2 + y^2 + \varphi_L^2(z_L) - 2 \varphi_L(z_L) (x \cos \alpha_L + y \sin \alpha_L)]^{3/2}} \right\}, \quad (2)$$

здесь c - скорость света, $\delta_L = \pm 1$ - определяет относительное направление тока в L -м проводнике. Нетрудно убедиться, что поле (2) периодически вдоль оси z с периодом λ .

Если движение происходит в области, поперечные размеры которой малы по сравнению с $a \equiv \min \{f(z); \varphi(z)\}$, поле (2) можно разложить по степеням отношений x/a и y/a . Линеаризованные по малым поперечным импульсам и отклонениям уравнения, определяющие траектории электронов, имеют следующий вид:

$$\begin{cases} x'' - \kappa h^{(4)}(z) \cdot x = \kappa h^{(4)}(z) \\ y'' + \kappa h^{(4)}(z) \cdot y = 0 \end{cases}, \quad (3)$$

где штрих обозначает дифференцирование по z , $\kappa = \frac{ze}{mc^2\beta}$, e, m, β, c, γ - заряд, масса, скорость, лоренц-фактор электрона соответственно,

$$\begin{aligned} h^{(0)}(z) &= n_0 \int_{-\infty}^{\infty} dz \cdot \left\{ \frac{f(z) + (z-z_0)f'(z)}{[(z-z_0)^2 + f^2(z)]^{3/2}} - \delta_0 \frac{\varphi(z) + (z-z_0)\varphi'(z)}{[(z-z_0)^2 + \varphi^2(z)]^{3/2}} \right\} \\ h^{(1)}(z) &= n_1 \int_{-\infty}^{\infty} dz \cdot \left\{ \frac{1}{[(z-z_0)^2 + f^2(z)]^{3/2}} - \delta_0 \frac{1}{[(z-z_0)^2 + \varphi^2(z)]^{3/2}} \right\} \\ n_0 &= \sum_{l=1}^{2N} \delta_l \cos \alpha_l ; \quad n_1 = \sum_{l=1}^{2N} \delta_l \cos 2\alpha_l . \end{aligned}$$

При получении (3) для простоты предполагается, что все проводники данного слоя обмотки имеют одинаковую форму изгиба, т.е. $f(z)$ и $\varphi(z)$ не зависят от индекса суммирования, и, кроме того, проводники расположены симметрично относительно плоскости $y=0$, $\alpha_l = 2\pi \frac{l-1}{2N}$ и в каждой паре (l, j) симметричных проводников ($j = 2(N+1-l)$) направления токов совпадают. При этом

$$\sum_{l=1}^{2N} \delta_l \sin \alpha_l = 0 ; \quad \sum_{l=1}^{2N} \delta_l \sin 2\alpha_l = 0 . \quad (4)$$

Если подключить обмотку к системе питания таким образом, чтобы

$$\delta_l = 1 \text{ при } -\frac{\pi}{2} < \alpha_l < \frac{\pi}{2} \text{ и } \delta_l = -1 \text{ при } \frac{\pi}{2} < \alpha_l < \frac{3\pi}{2} \quad (5)$$

(что не нарушает условий (4)), магнит становится плоским ондулятором ($n_1 = 0$, $n_0 \approx \frac{4N}{\pi}$ при $N \gg 1$) и равновесная траектория определяется при двукратном интегрировании уравнения

$$\chi_s'' = \kappa h^{(0)}(z)$$

в соответствии с результатами [2]. Чтобы ось, вокруг которой колеблется равновесная траектория, совпадала с осью магнита, необходимо занулить среднее значение периодической функции $h^{(0)}(z)$. С этой целью добавлен второй слой обмотки. Соответствующее условие, определяющее параметр δ_0 , имеет для функций $f(z)$ и $\varphi(z)$ с определённой чётностью следующий вид:

$$\int_0^{\lambda} dz \cdot \left[\frac{1}{f^2(z)} - \frac{\delta_0}{\varphi^2(z)} \right] = 0 . \quad (6)$$

Заметим, что это условие может быть выполнено и с $\varphi(z) = \text{const}$ (прямолинейные проводники).

При другом подключении обмотки, когда наряду с (4) выполняется также условие $n_0 = 0$:

$$\delta_l = 1 \text{ при } -\frac{\pi}{4} < \alpha_l < \frac{\pi}{4} \text{ и } \frac{3\pi}{4} < \alpha_l < \frac{5\pi}{4}, \delta_l = -1 \text{ при } \frac{\pi}{4} < \alpha_l < \frac{3\pi}{4} \text{ и } \frac{5\pi}{4} < \alpha_l < \frac{7\pi}{4}, \quad (7)$$

магнит становится жёсткофокусирующей квадрупольной линзой. Траектории определяются двумя уравнениями Хилла ((3) без правой части). При условии $h^{(0)}(z) = 0$, из которого в этом случае определяется δ_0 :

$$\int_0^{\lambda} dz \cdot \left[\frac{1}{f^2(z)} - \frac{\delta_0}{\varphi^2(z)} \right] = 0 , \quad (8)$$

решения обоих уравнений могут находиться в области устойчивости [1]. Заметим, что и (6), и (8) выполняются, например, если $\varphi(z) = f(z + \frac{\lambda}{2})$ и $\delta_0 = 1$.

Таким образом, переключением направления токов в части проводников обмотки можно в одном магнитном блоке перейти от плоского ондулятора (5) к жесткофокусирующей линзе (7). Такая унифицированность конструкции магнита позволит при необходимости использовать его в магнитных системах ускорителей и накопителей и в качестве ондулятора, и в качестве линзы.

Рассмотрим, наконец, малые отклонения $\tilde{\chi}$ и $\tilde{y}$ от равновесного движения $\chi_s(z)$ в ондуляторе. Линеаризованные уравнения для определения $\tilde{\chi}(z)$ и $\tilde{y}(z)$ получаются из уравнения движения в виде:

$$\begin{cases} \ddot{\tilde{X}} - \kappa h^{(0)}(z) \cdot \tilde{X} = 0 \\ \ddot{\tilde{Y}} + \kappa [x'_s(z) \cdot h^{(2)}(z) + h^{(1)}(z)] \cdot \tilde{Y} = 0, \end{cases} \quad (9)$$

$$h^{(2)}(z) = n_0 \int_{-\infty}^{\infty} dz_1 \left\{ \frac{f'(z_1)}{[(z-z_1)^2 + f^2(z_1)]^{3/2}} - \delta_0 \frac{\varphi'(z_1)}{[(z-z_1)^2 + \varphi^2(z_1)]^{3/2}} \right\}.$$

При выборе знаков δ_i , соответствующем (5), что отвечает применению магнита в качестве ондулятора, $n_0 = 0$, а значит, и $h^{(1)}(z) = 0$. Тогда из (9) следует, что равновесное движение неустойчиво. Однако необходимо заметить следующее.

Проводники с током, расположенные вблизи плоскости $x = 0$, ($\alpha_i = \pm \frac{\pi}{2}$), не дают вклада в амплитуду ондуляторного поля (соответствующие члены в n_0 близки к нулю), и на их месте можно расположить источники фокусирующего поля так, чтобы $n_0 \neq 0$. Это достигается переключением направлений токов в части проводников, в соответствии с заменой условия (5) на следующее:

$$\delta_i = \begin{cases} 1 & \text{при } -\frac{\pi}{2} - \alpha_0 < \alpha_i < \frac{\pi}{2} + \alpha_0 \\ -1 & \text{при } \frac{\pi}{2} + \alpha_0 < \alpha_i < \frac{3}{2}\pi - \alpha_0, \end{cases}$$

где значение угла α_0 можно варьировать, оптимизируя параметры установки: с увеличением α_0 улучшается фокусировка пучка, но уменьшается амплитуда ондуляторного поля.

Используя равенство нулю x -компоненты $\text{rot } \vec{H}$, можно показать, что среднее

$$\overline{x'_s(z) \cdot h^{(2)}(z)} = \kappa^2 n_0^2 \cdot \frac{1}{2} \sum_{i=1}^{\infty} (h_i^{(2)})^2 > 0,$$

где $h_i^{(2)}$ — амплитуды фурье-гармоник периодической функции $h^{(2)}(z)$. И поскольку $h^{(1)}(z) = 0$ в силу условия (8), то можно показать (аналогично тому, как это сделано в [1]), что при малых κ решения уравнений Хилла (9) находятся в области устойчивости. При этом по условию линеаризации (9) амплитуда колебаний вокруг равновесной траектории должна быть мала по сравнению с амплитудой равновесного колебательного движения, что ограничивает фазовый объем захваченного пучка.

Литература

1. Оганджян А.А. Жесткофокусирующая проволочная структура с током. — Препринт ЕФИ-901(52)-86, Ереван, 1986.
2. Оганджян А.А. Движение электронов в полях плоского ондулятора, образованного периодически изогнутыми линиями тока. — Препринт ЕФИ-905(56)-86, Ереван, 1986.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ В СИЛЬНОТОЧНОМ ЭЛЕКТРОННОМ УСКОРИТЕЛЕ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ НА ЭНЕРГИИ 4,5 ГЭВ

К.А.Беловинцев, Е.Г.Бессонов, А.И.Карев, В.Г.Куракин, С.В.Левонян, А.В.Серов
Физический институт имени П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Политронная схема ускорения дает возможность получения мощных непрерывных электронных пучков вплоть до энергий несколько ГэВ на "теплых" СВЧ-структурах с приемлемыми энергетическими затратами [1]. На основе данного метода в ФИАНе предложена схема ускорения электронов до энергии 4,5 ГэВ [2]. В первом каскаде этого ускорителя предполагается использовать обычный разрезной микротрон, во втором - двусторонний микротрон, в третьем каскаде - октутрон, т.е. политрон 4-го порядка, ускоряющий электроны от энергии 1 ГэВ до конечной энергии 4,5 ГэВ. Напомним, что в общем случае политрон N -го порядка представляет собой кольцевой ускоритель, состоящий из N элементов периодичности, каждый из которых включает ускоряющую структуру и два зеркально симметричных участка постоянного магнитного поля сегментного типа, обеспечивающих ахроматический перенос пучка с выхода предыдущей структуры на вход последующей. Наличие свободных от магнитного поля и хорошо разделенных в пространстве дисперсных участков траекторий, на которых размещаются линзы, формирующие вместе с поворотными магнитами оптику ускорителя, а также корректоры, компенсирующие погрешности юстировки и другие возмущения, позволяет эффективно управлять поперечным движением частиц независимо на каждой орбите, что является немаловажным достоинством политрона. В настоящей работе обобщается оптика октутрона, а также оценивается влияние синхротронного излучения на параметры ускоряемого пучка.

На рис.1 приведен один из 4 периодов октутрона. Для согласования поперечного эмиттанта пучка с аксептансом линейного ускорителя необходимо, чтобы кроссовер пучка располагался в середине линейного ускорителя, а β -функция равнялась $\beta_{x,y} = \frac{L}{2}$, где L - длина линейного ускорителя. Отсюда следует, что при симметричной оптике необходимо иметь $\alpha_{x,y} = 0$ в середине дисперсного участка орбит. При рассмотрении оптики одного периода мы пренебрегаем изменением энергии частиц на данном периоде. Здесь и далее под $\alpha_{x,y}$, $\beta_{x,y}$, γ_{xy} понимаются, как обычно, параметры Твисса соответственно для горизонтального и вертикального движений. Для обеспечения ахроматического переноса пучка с выхода предыдущего линейного ускорителя на вход последующего необходимо, чтобы матрица перехода между дипольными магнитами в горизонтальной плоскости имела вид, аналогичный матрице свободного промежутка. Последнее требование становится очевидным, если учесть, что политронная схема сама по себе обладает ахроматизмом в отсутствие линз на дисперсных участках траекторий. Отсюда можно получить, что матрица перехода от точки выхода из магнита до середины дисперсного участка в горизонтальной плоскости должна иметь следующий вид:

$$\begin{pmatrix} 1/q & L_{ox}/q \\ 0 & q \end{pmatrix}. \quad (1)$$

где q - произвольный параметр, L_{ox} - расстояние от края магнита до кроссовера пучка в горизонтальной плоскости в отсутствие линз, $L_{ox} = \alpha_x / \gamma_x$. Нако-

нец, имеем следующее уравнение, которому должна удовлетворять оптическая система дисперсного участка:

$$q_{12}'' q_{22}'' \gamma_y + q_{11}'' q_{21}'' \beta_y - (q_{11}'' q_{22}'' + q_{12}'' q_{21}'') \alpha_y = 0, \quad (2)$$

следующее из требования $\alpha_y = 0$ в середине дисперсного участка. Здесь q_{ik}'' - матрица перехода в вертикальной плоскости от точки выхода из магнита до середины дисперсного участка, α_y , β_y и γ_y - параметры Твисса в точке выхода.

Простейшей оптической системой, способной удовлетворить требованиям (1) и (2), является триплет квадрупольных линз, одна из которых расположена в середине дисперсного участка. Условие (1) приводит к следующим выражениям для фокусных расстояний F_1 и F_2 линз:

$$F_1 = \frac{X(\ell - X - L_{ox})}{L_{ox} - \ell}; \quad F_2 = -\frac{X^2}{L_{ox} - \ell}, \quad (3)$$

где X - расстояние между линзами, 2ℓ - длина дисперсного участка. Выражая элементы матрицы q_{ik}'' через F_1 и F_2 и подставляя полученные выражения в (2), получим уравнение 4-го порядка относительно X с энергией электронов в качестве параметра. Анализ данного уравнения показал, что оно имеет решение лишь в ограниченном диапазоне энергий. При $\ell_{min} = 5$ м, где ℓ_{min} - минимальная протяженность дисперсного участка, имеющая место при максимальной энергии электронов, триплет обеспечивает необходимую оптику примерно в диапазоне энергий 3,8 - 4,5 ГэВ. При этом предполагалось, что дипольный магнит имеет на входе срез, обеспечивающий фокусировку по вертикали и компенсирующий дефокусирующее действие выходного края:

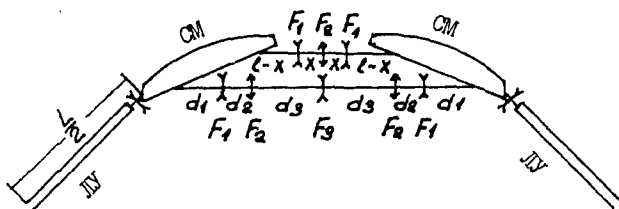
$$\theta \psi = \theta \psi (\theta \psi + i). \quad (4)$$

Здесь $\theta = \pi/4$ - угол поворота частиц в диполе, φ и $\psi = 67,5^\circ$ - соответственно угол, под которым частица входит в диполь и выходит из него. Очевидно, что в таком случае диполь действует в вертикальной плоскости как телескопическая система. Очевидно также, что вместо среза магнита можно использовать на входе квадрупольную линзу, что отображено на рис.1.

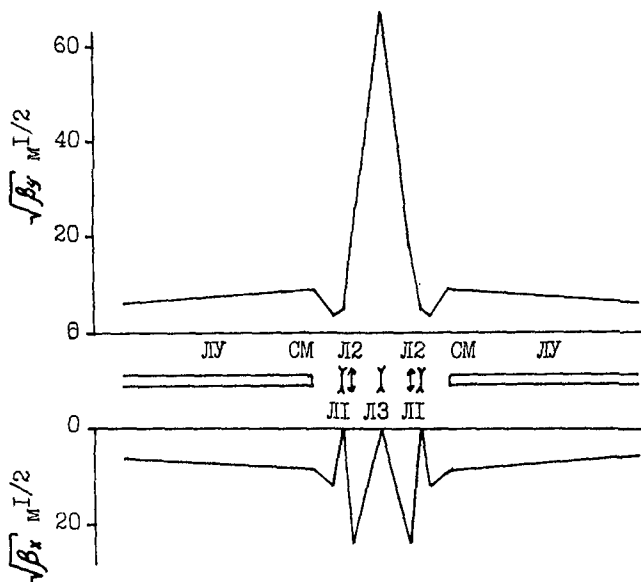
При использовании для формирования пучка более гибкой системы из пяти линз [3], также схематически представленной на рис.1, имеют место соотношения для оптических сил $1/F_2$ и $1/F_3$ средних квадруполей, являющиеся следствием (1):

$$\begin{aligned} \frac{1}{F_2} &= \frac{\ell - L_{ox} + \frac{d_2 + d_3}{F_1} (d_1 - L_{ox})}{d_3 (d_1 + d_2 - L_{ox}) + \frac{d_2 d_3}{F_1} (d_1 - L_{ox})} \\ - \frac{1}{F_3} &= \frac{1}{d_3^2} \left[\ell - L_{ox} + \frac{d_2}{F_1} (2d_1 - 2L_{ox} + d_2) + \frac{d_2^2}{F_1^2} (d_1 - L_{ox}) \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь d_1 , d_2 и d_3 - расстояния между соседними квадрупольными линзами. При такой системе фокусировки соотношение (2) определяет в общем случае уравнение 6-го порядка относительно оптической силы каждой из крайних линз, входящих в пятиплет, параметрами в этом случае являются расстояния между соседними линзами. При $0 < L_{ox} < \ell_{min}$ данная оптика удовлетворяет требуемым условиям (1) и (2) при любой энергии частиц в октутроне. В этом проще всего убедиться, положив $d_1 = L_{ox}$, порядок уравнения при такой расстановке линз понижается до третьего, которое всегда имеет действительное решение при действительных коэффициентах. Свободные параметры d_1 и d_2 можно использовать для оптимизации оптики по какому-либо критерию, например для минимизации оптических сил квадруполей (последнее имеет смысл, поскольку поперечный размер линз ограничен расстоянием между соседними орбитами), минимизации β - функции и т.д. На



Р и с. 1. Оптическая схема одного периода окту-трона. ЛУ - линейный ускоритель, СМ - сегментный магнит.



Р и с. 2. Огибающая пучка на одном периоде ок-тутрона. $E = 2,25$ ГэВ, R (радиус поворота в магните) = 5м , $L = 80\text{см}$, $l = 10\text{см}$, $\tan \psi = 0,83$.

рис.2 в качестве примера приведено одно из решений для промежуточной энергии электронов. Рассмотренное приближение тонких линз, резкого края поля дипольного магнита, постоянства энергии на протяжении одного элемента периодичности позволяет решить принципиальный вопрос выбора необходимой оптики окту-трона. Уточнение решения и оптимизацию целесообразно проводить с помощью компьютерных программ для расчета электронно-оптических систем.

При энергии электронов ~ 1 ГэВ и более необходимо учитывать квантовый характер синхротронного излучения, приводящего к росту поперечного и про-дольного эмиттансов пучка [4]. Приведем основные приближенные соотношения, полученные в работе [5]. Энергетический разброс первоначально моноэнергети-ческого пучка определяется выражением

$$4\mathcal{E} = C_1 \frac{H\gamma^3}{\sqrt{A\gamma^3}}, \quad (6)$$

где $C_1 = 1,1 \cdot 10^{-12}$ кэВ/э, γ - релятивистский фактор, $\Delta\gamma_{05}$ - относительный прирост энергии за оборот. Для октутрона ФИАН имеем $\Delta\mathcal{E} = 450$ кэВ ($\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = 10^{-4}$). Размер пучка, обусловленный возбуждением радиальных бетатронных колебаний квантами синхротронного излучения, можно определить как:

$$Ar\delta \approx C_2 \frac{\gamma^3}{\sqrt{r}^2 \sqrt{\Delta\gamma_{05}}}, \quad (7)$$

где $C_2 = 3,52 \cdot 10^{-12}$ см, ν_r - частота радиальных бетатронных колебаний. Поскольку $\nu_r \sim N$, $\Delta\gamma_{05} \sim N^3$, амплитуда бетатронных колебаний $Ar\delta \sim N'^{-3,5}$, где N' - порядок политрона. Принимая в первом приближении амплитуду радиально-фазовых колебаний равной амплитуде радиально-бетатронных колебаний, получим для полного радиального размера пучка, обусловленного квантовым характером синхротронного излучения:

$$Ar = \sqrt{Ar_{\delta}^2 + Ar_{\text{ф}}^2} \approx \sqrt{2} Ar\delta = C_3 \frac{\gamma^3}{\sqrt{r}^2 \sqrt{\Delta\gamma_{05}}}, \quad (8)$$

где $C_3 = 5,05 \cdot 10^{-12}$ см. Для октутрона ФИАН $\gamma = 9 \cdot 10^3$, $\Delta\gamma_{05} = 720$, $H = 1,5 \cdot 10^4$ э. Принимая $\nu_r = 1,2$, получим $Ar = 1$ мм, т.е. $Ar \ll r_0 = 6$ мм, где r_0 - радиус пролетных отверстий ускоряющей структуры. Однако амплитуды колебаний отдельных частиц пучка могут существенно превышать его среднеквадратичные размеры. Как показывают оценки, при приведенных выше параметрах ожидаемые потери пучка составят $\sim 10^{-4}$. При мощности ускоренного пучка 1,35 МВт выделяемая за счет потерь пучка мощность в 135 Вт не представляется опасной.

Рассмотренные в данной работе вопросы и сделанные оценки показывают принципиальную осуществимость предложенного в ФИАН проекта ускорителя. Целесообразно, однако, рассмотреть и более сложную оптическую систему с линзами на недисперсных участках траекторий, расположенных между секциями линейных ускорителей. Очевидно, что такая система фокусировки повышает пороговый ток развития поперечной неустойчивости ускоряемого пучка, уменьшает влияние квантовых флуктуаций излучения на поперечное движение, а также ослабляет допуски на юстировку элементов ускорителя.

Л и т е р а т у р а

1. Беловинцев К.А., Карев А.И., Куракин В.Г. Перспективы использования сегментных магнитов в рециркуляторах электронов на высокие энергии. - Письма в ЖТФ, 1984, т.10, в.7, с.439-442.
2. Беловинцев К.А. и др. Сильноточный электронный ускоритель непрерывного действия на энергию 4,5 ГэВ. Препринт ФИАН № 88, М., 1984.
3. Colton E. Transverse beam containment in the ANL 4-GeV microtron. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1983, NS-30, № 4, p.3221-3223.
4. Crosbie E.A. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1983, NS-30, № 4, p.3218-3220.
5. Бессонов Е.Г. О влиянии квантовых флуктуаций синхротронного излучения на динамику частиц в микротронах на высокие энергии. Препринт ФИАН № 340, М., 1985.

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО ДВИЖЕНИЯ В РАЗРЕЗНОМ МИКРОТРОНЕ НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ

В.К.Гришин, М.А.Сотников, В.И.Шведун

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

В настоящей работе предложен новый подход к анализу фазового движения в разрезном микротроне, основанный на введении понятия асимптотически равновесной частицы. Такой подход упрощает решение задачи выбора начальных условий с целью получения пучка частиц с заданными свойствами на выходе РМ.

Уравнения, описывающие поведение фазы и энергии частиц в процессе ускорения в разрезном микротроне с линейным ускорителем на столчей водне, имеют следующий вид:

$$\psi(n) = \psi(n-1) + \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \sum_{m=1}^M \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} \frac{dz}{\beta_{n-1}^m(z)} + \frac{\mathcal{L}(n-1) - L}{\beta_{n-1}} \right\}, \quad (1a)$$

$$E(n) = E(n-1) + e \sum_{m=1}^M \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} \mathcal{E}_m(z) \cos \left[\frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\lambda/4}^{\lambda/4} \frac{dz'}{\beta_{n-1}^m(z')} + \psi(n-1) \right] dz. \quad (1b)$$

Здесь $\psi(n)$ и $E(n)$ соответственно фаза частицы относительно фазы ВЧ-поля и энергии частицы на входе линейного ускорителя в начале n -й орбиты, $n = 1, 2, \dots, N$, N - полное число орбит. Первое выражение в фигурных скобках (1a) определяет набег фазы частицы в линейном ускорителе, второе - в поворотных магнитах, пространстве дрейфа, рассеянных полях на краях магнитов. L - длина линейного ускорителя, содержащего M ячеек, $L = \frac{M\lambda}{2}$, λ - длина волны ВЧ-поля в свободном пространстве, $\mathcal{L}(n)$ - полная длина орбиты, $\beta_n^m(z)$, β_n - относительная скорость электронов. Второй член в правой части уравнения (1b) дает прирост энергии на орбиту. $\mathcal{E}_m(z)$ - амплитуда электрического поля на оси m -й ячейки. $\psi(0)$, $E(0)$ соответствуют фазе и энергии инжектируемой частицы. При выбранном способе отсчета фазы максимум прироста энергии ультрарелятивистского электрона имеет место для $\psi(n) = \pi/2$.

Назовем асимптотически равновесной частицей в разрезном микротроне частицу, поведение фазы которой удовлетворяет условию

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \psi_s(n) = \psi_s. \quad (2)$$

Из свойств уравнений фазовых колебаний в КМ, к которым сводится система (1) при $\beta_n \rightarrow 1$, и теоремы Ляпунова следует существование единственной траектории на фазовой плоскости с начальной точкой $\psi_s(0)$, $E_s(0)$, удовлетворяющей условию (2). Для поиска фазовой траектории равновесной частицы $\psi_s(n)$, $E_s(n)$, $n = 0, \dots, N$, предлагается следующая процедура:

1) параметры ΔE_s , B_0 , ψ_s , ν выбираем в ультрарелятивистском пределе. Максимальная ширина области устойчивых фазовых колебаний с учетом нелинейных резонансов [1,2] обеспечивается значениями: $\nu = 1$, $\psi_s \approx 106^\circ$;

2) свободным параметром, позволяющим согласовать значение $E_s(0)$ равновесной фазовой траектории с энергией инжектируемого пучка, является расстояние между магнитами S . Функциональная связь $E_s(0)$ и S дается условием (2) и уравнениями системы (1). Поиск фазовой траектории, удовлетворяющей условию (2) при достаточно большом, но конечном числе орбит N , может быть сведен к поиску минимума величины $\delta\psi_N = \psi(N) - \psi_s$ в зависимости от $\psi(0)$ и S для заданного значения $E_s(0)$ посредством численного решения системы (1). Черта над $\psi(N)$ означает усреднение за период фазовых колебаний.

Сгустки частиц, инжектируемых в РМ, занимают конечную площадь на фазовой плоскости (имеют ненулевой продольный эмиттанс ϵ_n). В этой связи задачами анализа фазового движения в РМ являются: 1 - расчет сепаратрисы и оптимизация величины продольного аксептанса, 2 - согласование центра фазового портрета инжектируемого пучка с точкой фазовой плоскости $E_s(0), \psi_s(0)$, 3 - согласование наклона осей фазового портрета с сепаратрисой РМ.

Нами была разработана программа численного анализа фазового движения в РМ, позволяющая находить фазовую траекторию равновесной частицы для заданной энергии инжекции, определить форму и положение сепаратрисы, величину продольного аксептанса, рассчитывать параметры инжектируемого пучка, необходимые для достижения заданной монохроматичности на выходе РМ. На рис.1 приведены результаты расчета сепаратрисы РМ с 25 орбитами. Условия расчета и величины аксептансов даны в таблице 1.

Т а б л и ц а 1
Зависимость площади сепаратрисы от различных параметров разрезного микротрона с 25 орбитами

Рис.1	Энергия инжекции, МэВ	Расстояние между магнитами, м	Характер спадания краевого поля поворотных магнитов	Отличие длины траектории в магните от идеальной, ΔS_m , мм	Площадь сепаратрисы, МэВ*град.
а	5	6	Компенсация рассеянного поля обратным полюсом	-10,5 x 2	6,2
б	7	6		-10,5 x 2	8,8
в	9	6		-10,5 x 2	9,5
г	8,2	0	КМ	0	10,7
д	7	6	без компен.	39,9 x 2	6,4
е	7	6	идеальн. магн.	0	9,3
ж	7	4,4	с компенсацией	-10,5 x 2	9,0
з	7	6	с компенсацией $\Delta B/B_0 = 10^{-3}$	-10,5 x 2	4,4

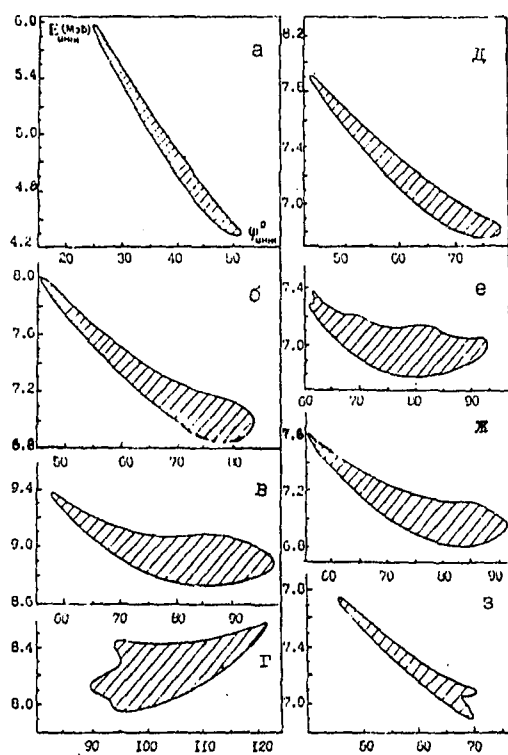
На рис.1а-д показана зависимость формы сепаратрисы от энергии инжекции. Рассеянное поле на краях поворотных магнитов компенсировалось обратным полем с целью получения бесконечного фокусного расстояния края в вертикальной плоскости. С уменьшением энергии инжекции происходит уменьшение величины аксептанса и отклонение формы сепаратрисы от её формы у КМ. При некоторой энергии инжекции (в данном случае $E(0) = 3,5$ МэВ) величина аксептанса обращается в 0. Движение без фазовой коррекции становится невозможным.

Роль рассеянных полей на краях поворотных магнитов иллюстрируется рис.2, на котором приведены сепаратрисы РМ с энергией инжекции 7 МэВ соответственно для поворотного магнита без компенсации рассеянного поля и для идеального магнита; показана сепаратриса РМ с расстоянием между магнитами 4,4 м. Частицы, попавшие в пределы сепаратрисы, пройдут все N орбит и будут иметь на выходе РМ разброс по энергии, который в первом приближении можно оценить по формуле:

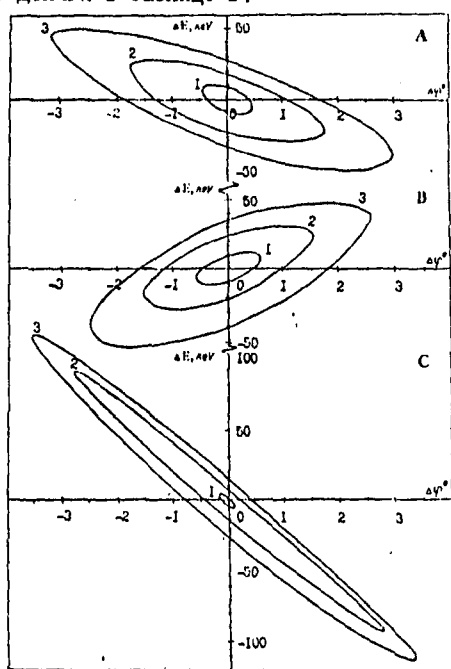
$$\Delta E/E \approx \pm \operatorname{tg}(\psi_s - \pi/2) \Delta\psi/N, \quad (3)$$

где $\Delta\psi$ - половина ширины области устойчивых колебаний. Для $\psi_s = 106^\circ$, $N = 25$, $\Delta E/E = 3 \cdot 10^{-3}$.

Для выбора начальных условий с целью получения заданной величины $\Delta E/E$ на выходе РМ нами выполнены расчеты сепаратрисы с определением отклонения фаз и энергий



Р и с. 1. Зависимость формы и величины аксептанса разрезного микротрона с 25 орбитами от различных параметров, приведенных в таблице 1.



Р и с. 2. Линии уровней равных значений отклонений энергии от равновесных значений для условий расчета, приведенных в таблице 2.

частиц от равновесных значений в среднем по всем орбитам:

$$\delta\psi = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (\psi(n) - \psi_s(n)), \quad \delta E = \frac{1}{N} \sum (E(n) - E_s(n)). \quad (4)$$

На рис.2 показаны линии уровней равных значений δE в координатных осях $\psi(0)$, $E(0)$ для энергии инжекции 7 МэВ. Как видно, для получения высокой монохроматичности фазовый портрет инжектируемого пучка должен иметь форму, близкую к эллиптической.

Представим уравнение огибающей фазового портрета в виде

$$\gamma \Delta\psi^2 + 2\alpha \Delta E \Delta\psi + \beta \Delta E^2 = \varepsilon, \quad (5)$$

где ε имеет смысл эмиттанса пучка. Мы определили на основании рис.3 параметры эллипса, необходимые для получения заданной величины δE . Эти параметры приведены в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

Параметры эллипсов, необходимые для получения заданной величины среднего отклонения энергии δE от равновесных значений

Рис.2	Параметры расчета	№ эллипса	δE , кэВ	Параметры эллипсов			
				эмиттанс, ε кэВ·град.	α	β	γ
А	Разрезной микротрон с 25 орбитами, $S \approx 6$ м	1	10	6,12	0,403	0,057	20,4
		2	20	38,8	0,845	0,071	24,03
		3	30	87,7	0,89	0,079	22,8
В	Классический микротрон с 25 орбитами	1	10	4,59	-0,60	0,055	24,91
		2	20	37,0	-1,38	0,093	31,1
		3	30	110,8	-1,47	0,088	35,8
С	Разрезной микротрон с 25 орбитами, $\Delta B/B = 10^{-3}$	1	10	0,3	1,477	0,052	61,2
		2	20	27,75	9,204	0,278	308,3
		3	30	72,45	5,658	0,164	201,3

Максимальное отклонение энергии частиц от равновесного значения на какой-либо орбите не будет превышать $\frac{\pi}{2} \delta E$, т.к. колебания происходят с постоянной амплитудой. Таким образом, для получения монохроматичности пучка на выходе РМ на уровне $\pm 10^{-4}$ величина продольного эмиттанса должна составлять $\varepsilon \approx 5$ кэВ·град, т.е. 0,2% аксептанса, а параметры эллипса, формируемого системой инжекции и ввода пучка в РМ, — соответствовать параметрам, приведенным в таблице 2. Для сравнения на рис.2 приведены аналогичные результаты для классического микротрона.

Л и т е р а т у р а

1. Мелехин В.Н.—ЖЭТФ, 68 вып. 5, (1975) 1601
2. Гришин В.К. и др.—Вестник МГУ, т. 27, № 2 (1986), с.26

ДИНАМИКА ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ В СИЛЬНОТОЧНОМ БЕТАТРОНЕ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ УСКОРИТЕЛЯ ПО ВЫСОКОЧАСТОТНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ, ГЕНЕРИРУЕМОМУ ПУЧКОМ

В.А.Москалев, А.В.Цимбалист

НИИ интроскопии Томского политехнического института им. С.М.Кирова

В процессе экспериментальных исследований пучков заряженных частиц в различных ускорителях и накопителях было отмечено появление высокочастотного электромагнитного излучения. Для индукционного ускорителя электронов — бетатрона такое излучение было описано Сейдлом, а затем многократно подтверждено в экспериментальных работах на сильноточных бетатронах [1,2,3,4].

Причинами возникновения электромагнитного излучения, возбуждаемого интенсивным пучком электронов в сильноточных бетатронах, являются резонансные процессы, а также когерентные продольные и поперечные неустойчивости пучка, появляющиеся при его взаимодействиях с окружающими диссипативными системами [1, 5]. Такое излучение проявляется в виде серии радиоимпульсов, имеющих сложный амплитудно-частотный спектр, число и параметры которых зависят от режима работы ускорителя.

Исследования спектрального состава радиоизлучения пучка электронов, с целью диагностики параметров ускорителя и электронного пучка, нами проводились на сильноточных бетатронах типа БС-3-25, БС-6-15, БС-50, КБС-25М, ЛМБ и макете цилиндрического бетатрона.

Для исследуемого ускорителя, с использованием значения радиуса равновесной орбиты R_0 и коэффициента свадания магнитного поля, полученных предварительно из статических магнитных измерений, определялся ожидаемый диапазон частот обращения электронов f_0 и частоты радиальных f_z и аксиальных f_z бетатронных колебаний. Исследовались также высокочастотные параметры (резонансные частоты, добротность) ускорительной камеры бетатрона без пучка путем возбуждения ее объема высокочастотным генератором.

При измерениях параметров высокочастотного излучения, возбуждаемого пучком электронов в камере бетатрона, в качестве датчика использовался зонд или петля, которые вводились внутрь ускорительной камеры, а также виток, помещенный в межполюсный зазор сверху или снизу камеры. В некоторых случаях в машинном зале ускорителя устанавливалась антенна.

Сигнал с зонда по кабельной линии подавался на вход селективных приемников (РЗІЗМ, П5-1, П5-2, StG-4), имеющих чувствительность не хуже 5 мкВ.

Для регистрации исследуемых радиоимпульсов с детектора приемника использовались осциллографы, работа которых синхронизовалась импульсами, запускающими системы ускорителя. Для точного определения момента возникновения исследуемой спектральной составляющей сигнала обеспечивался быстрый пробег мгновенной частоты радиоизлучения через полосу прозрачности приемника. Это существенно при исследовании радиоизлучений вблизи импульса инжекции, когда частота обращения частиц в ускорителях с мягкой фокусировкой сильно изменяется во времени, а радиоимпульсы имеют смешанную амплитудно-частотную модуляцию с практически линейным законом девиации несущей частоты внутри импульса. В этом случае целесообразно выбирать полосу пропус-

кания приемника в соответствии с выражением $2\Delta\omega \leq (2\pi)^{1/2} = (4\omega_g/t_u)^{1/2}$,

где ω - скорость изменения несущей частоты в радиоимпульсе длительностью t_u ,
 ω_g - полное изменение этой частоты.

При перестройке частоты f приемника одновременно фиксировались на осциллографе моменты появления видеоимпульсов (или радиоимпульсов с тракта промежуточной частоты приемника) относительно инъекции электронов и регистрировались амплитуды указанных импульсов.

Производилась идентификация регистрируемых частот продольной и поперечной составляющей движения пучка по их расположению относительно импульса инъекции. Такой способ измерения давал возможность по известному напряжению инъекции U_i и времени ускорения $t_{ук}$ определить энергию частиц T в момент возникновения измеряемой продольной высокочастотной компоненты f , возбуждаемой пучком, а при известной энергии - радиус обращения электронов:

$$R = \frac{[T(T + 2E_0)]^{1/2} c}{(T + E_0) 2\pi f_0}, \quad (I)$$

где E_0 - энергия покоя электронов.

Одновременная регистрация частот (для выбранного момента ускорения), близких к частоте обращения электронов, и частот бетатронных колебаний позволяет в момент развития резонансов и неустойчивостей пучка определить мгновенные значения относительных частот $\bar{\nu}_r$ - радиальных и $\bar{\nu}_z$ - вертикальных бетатронных колебаний, коэффициента спада поля λ , величину его кулоновской поправки $\Delta\lambda$, число частиц N .

Покажем на примере сильноточного бетатрона ЕС-6-15, как использована высокочастотная компонента радиоизлучения пучка электронов для его диагностики.

Параметры ускорителя: максимальная энергия электронов 15 МэВ, радиус равновесной орбиты (из магнитных измерений) $R_0 = 0,155$ м, статический показатель спада магнитного поля на равновесной орбите $\lambda = 0,6$, число инжектированных электронов $N = 8 \cdot 10^{12}$ электр/имп. Использовался инжектор с инфлекторным вводом. Ускоритель питался от генератора импульсов тока промышленной частоты.

Исследование радиоизлучения пучка электронов в процессе их инъекции в камеру и на начальном этапе ускорения показывает, что число радиоимпульсов и форма их огибающей резко зависят от интенсивности электронного пучка. При уменьшении числа частиц, вводимых в камеру ускорителя, наблюдается уменьшение числа импульсов, а форма их огибающей приближается к экспоненциальной. По мере увеличения интенсивности пучка огибающая радиоимпульса начинает приобретать сложную форму со множеством экстремумов: усложняется также его спектральный состав.

Во всех случаях радиоимпульсы сдвинуты во времени относительно начала импульса инъекции (длительность импульса инъекции 4 мкс).

По мере увеличения числа захваченных частиц задержка радиоимпульса уменьшается, а его передний фронт, постепенно перемещаясь, соответствует во времени заднему фронту, вершине и переднему фронту импульса инъекции соответственно. При этом длительность радиоимпульса увеличивается и может составлять от 10 до 250 мкс. Более раннее появление радиоимпульсов по мере увеличения захваченного заряда, очевидно, связано с тем, что при большом

захваченном заряде раньше достигается предельное число частиц, соответствующее смещению рабочей точки ускорителя до близлежащего резонанса.

Измерения спектра частот электромагнитных колебаний, генерируемых во время ввода электронов, показал, что в каждый фиксированный момент времени генерируется спектр, минимальная частота которого f_{min} практически пропорциональна максимальной энергии инжектируемых электронов T_{max} , а максимальная частота f_{max} соответствует минимальной энергии T_{min} .

По спектру частот электромагнитных колебаний, генерируемых пучком, можно судить о том, в какой части фазового пространства находится электронный пучок. Это иллюстрируется следующим экспериментом.

При напряжении инжекции $U_i = 140$ кВ бетатрон настраивался на максимальную интенсивность тормозного излучения.

В строго фиксированное время, соответствующее вершине импульса инжекции, измерялся спектр радиоизлучения продольной составляющей пучка, который был равен $f_0 = (164 \div 212) \text{ МГц}$.

Расчетным путем по (I) находились радиусы, соответствующие данным частотам; т.е. определялось положение пучка по радиусу. При указанном U_i пучок занимал диапазон радиусов $R = (0,14 \div 0,184) \text{ м}$, что соответствует апертуре камеры между радиусами инжекции R_i и радиусом, близким к R_0 расчетному. Амплитуды спектра радиоизлучения имели 4 максимума, соответствующие радиусам 0,148; 0,155; 0,159; 0,175 м, которые обусловлены резонансами бетатронных колебаний пучка.

Расчеты показывают, что на радиусах, меньших 0,14 м и больших 0,184 м, также возможны резонансные явления. Однако высокочастотного излучения пучка, соответствующего этим радиусам, не было зарегистрировано. Следовательно, электронов в этой области рабочего пространства нет, а наличие электронного пучка на радиусах от 0,14 м до 0,184 м свидетельствует о его радиальном размере.

Измерения радиальных размеров пучка при этих же условиях ионизационным профилометром [7] дали аналогичные результаты.

Определение значения коэффициента спада магнитного поля n проводилось на начальном этапе цикла ускорения, когда развивалась поперечная когерентная неустойчивость пучка частиц. Для этого времени фиксировались частоты, близкие к f_0 . $f_2 = (1 - \nu_z) f_0$ и $f_3 = (1 - \nu_z) f_0$, значения которых предварительно рассчитывались из статических магнитных измерений n , R_0 и времени ускорения. Полагая, что для сильноточного бетатрона при больших размерах сечения камеры сдвиг частот бетатронных колебаний в основном определяется собственным полем пучка, а поля изображений менее существенны, можно записать:

$$\nu_z^2 = n - \Delta n; \quad \nu_z^2 = 1 - n - \Delta n \quad [6].$$

Если в качестве ν_z и ν_z^2 взять измеренные значения частот, то можно определить n , Δn и число частиц N , вызвавших изменения показателя спада магнитного поля. При эксперименте были измерены частоты $f_1(290 \div 301) \text{ МГц}$,

$$f_2 = (116 \div 120) \text{ МГц}, \quad f_3 = (84 \div 88,5) \text{ МГц}.$$

Так как $n > 0,5$, то $f_2 \approx f_3$; $f_2 \approx f_3$, а наибольшая из измеренных частот принадлежит частоте обращения f_0 . В результате расчетов получено: $\Delta n = 0,075$, $n = 0,57$, $N = 2 \cdot 10^{11}$ электр/имп.

Оценка погрешности измерения не более 5%. Для измерения в нескольких точках кривой $n = F(R)$ сформированный электронный пучок смещался в строго

фиксированное время попеременно к внутренней и наружной стенкам камеры и пересекал при этом ряд резонансных линий, генерируя высокочастотное электромагнитное излучение. Измерения позволяют получить несколько точек кривой $n = F(R)$.

Сравнение результатов измерения параметров бетатронов указанным методом и другими методами дали хорошее совпадение.

Л и т е р а т у р а

1. В.А.Москалев. Бетатроны. М.: Энергоиздат, 1981, с.167.
2. А.В.Цимбалист. Диагностика системы диссипации при поперечной неустойчивости пучка электронов в вакуумной камере сильноточного бетатрона.
Ускорители электронов и электрофизические установки. Межвузовский научно-технический сборник, изд-во ТПИ, Томск, 1978, с.87.
3. В.А.Москалев, Ю.А.Громов, А.В.Цимбалист, В.Г.Шестаков. Некоторые результаты исследования процесса ускорения электронов в сильноточном бетатроне. Труды У Международного симпозиума по бетатронам. Бухарест, 1971, с.145.
4. В.А.Москалев, А.В.Цимбалист. Определение захваченного в ускорение заряда и энергетического разброса пучка заряженных частиц в сильноточном бетатроне в присутствии продольной и поперечной неустойчивостей. Межвузовский научно-технический сборник, изд-во ТПИ, Томск, 1978, с.96.
5. А.Н.Лебедев, А.В.Шальнов. Основы физики и техники ускорителей. Том 2. Циклические ускорители. - М.: Энергоиздат, 1982, с.239.
6. Дж. Ливингуд. Принципы работы циклических ускорителей. - М.: изд-во иностранной литературы, 1963, с.493.
7. Г.И.Сергеев. Динамические измерения радиальных размеров электронного пучка в бетатроне. Физика. Известия высших учебных заведений. IO: 1977, с.150.

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ФАЗОВОЙ ПЛОТНОСТИ В ПУЧКЕ С НЕЛИНЕЙНЫМ ПОПЕРЕЧНЫМ ПОЛЕМ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА

Ю.А.Буданов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

При исследовании задач самосогласованной динамики в четырехмерном фазовом пространстве для продольно однородных пучков с нелинейным поперечным собственным полем возникающие математические трудности приводят к чрезвычайно ограниченному кругу точных решений этой задачи даже при использовании гладкого приближения^{/1/}. В рамках этого приближения здесь получено новое решение этой задачи и на основе предложенного метода исследован ряд свойств пучков с нелинейными полями.

В фазовом пространстве усредненного пучка^{/1/} (x, y, p_x, p_y) функцию распределения f представим как функцию интеграла движения

$$H = \frac{p^2}{2m} + U(r), \quad (1)$$

где $U(r) = u_0(r) + u(r)$, $u_0(r) = \frac{1}{2} m \omega_0^2 r^2$ определяется внешними полями, ω_0 - частота поперечных колебаний без учета пространственного заряда, а $u(r)$ определяется уравнением

$$\frac{d^2 u}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{du}{dr} = - \frac{e}{\epsilon_0} \rho(r). \quad (2)$$

По определению

$$\rho(r) = 2\pi e \int_0^\infty f(H) p dp, \quad (3)$$

$p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Для системы (1), (2), (3) широко известно^{/2/} лишь два аналитических решения: это "микроканоническое" распределение фазовой плотности^{/1/}, приводящее к линейным уравнениям движения, а также "вырожденное" распределение^{/1/}. В "вырожденном" распределении поле пространственного заряда нелинейно, однако уравнение (2) для потенциала линейно, что и позволяет найти решение. В решении, полученном здесь, нелинейны и уравнения движения, и уравнения для потенциала.

Соотношение (3) заменой переменной приведем к следующему виду:

$$\rho(r) = 2\pi e m \int_{U(r)}^{H_0} f(H) dH, \quad (4)$$

здесь H_0 - максимальное значение H . Продифференцируем обе части (4) по U как по переменной, тогда получим следующее представление для фазовой плотности:

$$f(H) = - \frac{1}{2\pi e m} \left(\frac{d\rho}{dU} \right)_{U=H}, \quad \kappa = 2\pi e m. \quad (5)$$

Например, для равномерно заряженного по сечению пучка

$$\rho(r) = \rho_0 \theta(U(a) - U(r))$$

таким образом можно получить микроканоническое распределение. Наиболее простой нелинейный случай - квадратичное распределение плотности

$$\rho(r) = \rho_0 \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]. \quad (6)$$

Решение системы (1), (2), (3) получим следующим образом. По данной в (6) $\rho(r)$ с помощью уравнения (2) получим $u(r)$ и, следовательно, U . Далее выразим r как функцию U и подставим это представление $r=r(U)$ в (6). Используя затем основное соотношение (5), получим функцию распределения

$$f(H) = \frac{f_0}{\sqrt{\left(\frac{I_0}{I} - 2\right)^2 + \left(2\frac{I_0}{I} - 3\right)\frac{H}{H_0}}}, \quad f_0 = \frac{2\rho_0}{\kappa m a^2 \omega_0^2} \cdot \frac{I_0}{I}, \quad 0 \leq H \leq H_0, \quad (7)$$

в (7) I - пиковое значение тока, связанное с $f(n)$ и продольной скоростью пучка V условием нормировки

$$e \int dx dy d\rho_x d\rho_y f(n) = \frac{I}{V};$$

I_θ - характерная токовая константа канала, численно равная предельному току в канале при равномерном распределении заряда. Предельное значение тока I при распределении (7) $I = \frac{1}{2} I_\theta$. Определим значение эмиттанса пучка при этом токе. Проекция фазового объема на фазовую плоскость, например (x, p_x) , для распределения (7)

$$\Theta = \frac{A}{2\pi} \cdot \frac{\Gamma(\frac{3}{2}) \Gamma(\frac{1}{4})}{\Gamma(\frac{7}{4})}, \quad (8)$$

$$A = m\omega_0^2 a^2. \quad (9)$$

Возвращаясь к решению (5), запишем производную по V как от сложной функции

$$f(n) = -\frac{1}{\pi} \left(\frac{d\rho}{dr} / \frac{dV}{dr} \right)_{V=n}. \quad (10)$$

Условие положительной определенности f для данного $\rho(r)$ есть и условие существования f , и, следовательно, может служить для определения предельного тока как тока, при котором фазовая плотность уже не может быть положительно определенной. Для монотонно спадающих с ростом радиуса функций $\rho(r)$ условие (10) переходит в

$$\frac{dV}{dr} \geq 0. \quad (11)$$

Например, для степенного распределения плотности

$$\rho(r) = \frac{I}{V} \cdot \frac{1}{\pi a^2} \cdot \left[1 - \sum_{n=1}^N c_n \frac{r}{n+2} \right]^{-1} \cdot \left[1 - \sum_{n=1}^N c_n \left(\frac{r}{a} \right)^n \right], \quad \sum_{n=1}^N c_n = 1$$

использование (11), (2) приводит к следующему значению предельного тока:

$$I_N = I_\theta \left(1 - \sum_{n=1}^N c_n \frac{1}{n+2} \right). \quad (12)$$

Проекция фазового объема на фазовые плоскости при предельных токах могут быть легко вычислены для распределений вида

$$\rho(r) = \rho_0^{(n)} \left[1 - \left(\frac{r}{a} \right)^n \right]. \quad (13)$$

В этом случае для соответствующих эмиттансов Θ_n имеем

$$\Theta_n = A \frac{8}{\pi (n+1)^2} B\left(\frac{3}{2}, \frac{1}{n+2}\right), \quad (14)$$

где B - бета-функция Эйлера.

Л и т е р а т у р а

1. Капчинский И.М. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М.: Атомиздат, 1966, 310 с.
2. Struckmeier J. Trans. on Nucl. Sci., Vol.32, No.5, 1985, p.2516-2518.

О РЕШЕНИЯХ УРАВНЕНИЯ ВЛАСОВА ДЛЯ РАВНОМЕРНО ЗАРЯЖЕННОГО ЭЛЛИпсоИДАЛЬНОГО СГУСТКА

Ю.А.Буданов, В.И.Швецов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

При исследовании динамики пучков с учетом пространственного заряда неоднократно применялась модель равномерно заряженных эллипсоидальных сгустков^{/1, 2/}. В связи с этим важен и актуален вопрос о существовании самосогласованных распределений фазовой плотности, отвечающих таким сгусткам. В работах^{/3/, /4/} была сделана попытка найти самосогласованное распределение для эллипсоидального сгустка по аналогии с микроканоническим распределением как функцию от интеграла движения, являющегося квадратичной формой фазовых переменных. В этих работах была доказана невозможность такого построения. Однако решение задачи становится возможным, если ввести в рассмотрение другие независимые интегралы движения. Так, в работе^{/5/} в аксиально-симметричном случае построено самосогласованное распределение, являющееся функцией трех интегралов движения. Поскольку большинство применяемых на практике фокусирующих каналов, в частности канал с квадрупольной фокусировкой, не удовлетворяют условию аксиальной симметрии, сохраняет актуальность вопрос о существовании самосогласованных распределений при общих предположениях относительно внешних полей. В работе построено три класса самосогласованных распределений для равномерно заряженного эллипсоидального сгустка. Рассматриваются гамильтоновы системы с линейными полями общего вида и произвольной зависимостью от времени.

Запишем уравнения движения в линейных полях

$$\dot{r} = A(t) r, \quad (1)$$

где $r = (x, p_x, y, p_y, z, p_z)$ — радиус-вектор точки в фазовом пространстве. Общее решение системы (1) имеет вид

$$r(t) = M(t) C, \quad (2)$$

где $M(t)$ — матрица фундаментальной системы решений (1), $C = (C_1, \dots, C_6)$, константы C_i определяются из начальных условий. Поскольку матрица $M(t)$ невырождена, можем выразить C через r :

$$C = M^{-1}(t) r. \quad (3)$$

Величины C_i , выраженные через t, r по формулам (3), представляют собой полную систему интегралов движения. Будем искать самосогласованное распределение как функцию от интегралов C_i : $f(t, r) = f(C(t, r))$. Поскольку в проекции на конфигурационное пространство распределение должно давать равномерно заряженный эллипсоид, имеем уравнение для функции f

$$\iiint f(C) dp_x dp_y dp_z = \rho(t) \Theta(1 - B(x, y, z; t)), \quad (4)$$

где $\rho(t)$ — плотность заряда в сгустке, $B(x, y, z; t)$ — положительно определенная квадратичная форма пространственных переменных, задающая эллипсоид, Θ — ступенчатая функция Хевисайда.

Опишем способ решения уравнения (4), основанный на понижении размерности задачи. Свяжем фазовые переменные для всех частиц в пучке линейным соотношением. Без ограничения общности линейное соотношение, зависящее от интегралов движения, можно записать, например, в виде $C_6 = 0$. Тогда функция распределения имеет вид $f(C) = f_0(C) \delta(C_6)$. Элементы матрицы $M^{-1}(t)$ будем обозначать m_{ij} .

Интегрирование по p_z тогда дает

$$\int f_0(C) \delta(C_6) dp_z = 1/m_{66} \cdot f_0(C_1, \dots, C_5, 0). \quad (5)$$

Интегралы $C_1, \dots, C_5$ здесь линейные функции x, p_x, y, p_y, z , поскольку p_z выражено линейно из условия $C_6 = 0$. Уравнение для функции f_0

$$\frac{1}{|m_{ee}|} \iint f_0(c_1, \dots, c_5, 0) \Big|_{c_6=0} dp_x dp_y = g(t) \theta(1 - B(x, y, z; t)) \quad (6)$$

является теперь по существу уравнением 4-мерной задачи. Решение такой задачи можно построить на основе микроканонического распределения, рассматривая z как параметр. Положим

$$f_0(c_1, \dots, c_5, 0) = n \delta(1 - c_1^2 - \dots - c_5^2) \quad (7)$$

Для исходной функции распределения будем тогда иметь

$$f(t, r) = n \delta(1 - c_1^2 - \dots - c_5^2) \delta(c_6) \quad (8)$$

Обозначим квадратичную форму $c_1^2 + \dots + c_5^2$ в (7)

$$c_1^2 + \dots + c_5^2 = B(x, p_x, y, p_y, z) = \sum_{ij} \beta_{ij} r_i r_j, \quad (r_i)_{i=1,5} = (x, p_x, y, p_y, z) \quad (9)$$

Приведем B линейной заменой к виду, каноническому по импульсным переменным

$$B = B(x, y, z; t) + p_x^2 + p_y^2, \quad (10)$$

где B — положительно определенная квадратичная форма. Переходя в плоскости (p_x, p_y) к полярным координатам и интегрируя левую часть (6), получим

$$\frac{1}{|m_{ee}|} \iint n \delta(1 - c_1^2 - \dots - c_5^2) \Big|_{c_6=0} dp_x dp_y = \frac{\pi n}{|m_{ee}| (\beta_{22} \beta_{44} - \beta_{24}^2)^{1/2}} \theta(1 - B(x, y, z; t)) \quad (11)$$

Таким образом, распределение (8) дает в проекции на конфигурационное пространство Эллипсоид $\{B(x, y, z) \leq 1\}$ с равномерной плотностью заряда, что доказывает самосогласованность данного распределения.

Другой класс самосогласованных распределений можно получать, применяя описанный способ понижения размерности дважды. Положим

$$f(c) = f_0(c) \delta(c_5) \delta(c_6) \quad (12)$$

Для функции f_0 после интегрирования по p_x, p_y получим уравнение

$$|W(t)|^{-1} \int f_0(c_1, \dots, c_4, 0, 0) dp_z = g(t) \theta(1 - B(x, y, z; t)), \quad (13)$$

где $W(t)$ — соответствующий минор 2-го порядка матрицы $M^{-1}(t)$, $c_1, \dots, c_4$ — линейные функции переменных x, y, z, p_z . Если положить $f_0 = f_0(c_1^2 + \dots + c_4^2)$, то уравнение (13) сводится к уравнению Абеля^{6/}. Опуская выкладки, запишем окончательный вид функции распределения

$$f(t, r) = n \frac{\theta(1 - c_1^2 - \dots - c_4^2)}{\sqrt{1 - c_1^2 - \dots - c_4^2}} \delta(c_5) \delta(c_6) \quad (14)$$

Наконец, еще один класс самосогласованных распределений доставляет функция вида

$$f(t, r) = n \theta(1 - c_1^2 - \dots - c_4^2) \delta(c_4) \delta(c_5) \delta(c_6) \quad (15)$$

Изложенный подход может быть применен к задаче о самосогласованных распределениях в 4-мерном фазовом пространстве поперечного движения, приводящих к пучкам эллиптического сечения. В этом случае в дополнение к известному микроканоническому распределению $n \delta(1 - c_1^2 - \dots - c_4^2)$ получим еще два класса решений

$$f = n \frac{\theta(1 - c_1^2 - \dots - c_4^2)}{\sqrt{1 - c_1^2 - \dots - c_4^2}} \delta(c_4), \quad f = n \theta(1 - c_1^2 - \dots - c_4^2) \delta(c_5) \delta(c_4) \quad (16)$$

В заключение авторы выражают признательность В.А.Теплякову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Ахиезер А.И. и др. В сб.: Теория и расчет линейных ускорителей. М.: Госатомиздат, 1962, с. II4.
2. Junior P., Particle Accelerators, 1983, Vol.13, pp. 231-247.
3. Перельштейн Э.А., Ширков Г.Д. — ЖТФ, 1978, т.48, № 2, с.249-253.
4. Капчиновский И.М., Липкин И.М. ИТЭФ-151, М., 1985.
5. Чихачев А.С. — ЖТФ, т.54, в.9, 1984, с.1694-1699.
6. Буданов Ю.А. — ЖТФ, 1984, т.54, № 6, с.1068-1075.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛЕЙ И ДИНАМИКИ ЧАСТИЦ В ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ ИОНОВ С АКСИАЛЬНО-НЕСИММЕТРИЧНОЙ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРОЙ

В.Л.Бухарин, В.П.Козлов, А.А.Краснобродько, С.Ю.Селиверстов

Московский инженерно-физический институт

Расчет и проектирование линейных ускорителей ионов включает в себя большой комплекс задач по моделированию полей и динамики частиц на участках формирования и ускорения. Как правило, ускоряющие структуры [1,2] являются аксиально-несимметричными, что требует решения трехмерных задач.

Сложность расчетов увеличивается, когда в линейном ускорителе ионов фокусировка пучка, а в некоторых режимах и генерация высокочастотной мощности для ускорения ионов осуществляются за счет мощного соосного потока электронов. Ускоритель с таким режимом работы и некоторые его экспериментальные исследования приведены в работе [3]. В качестве ускоряющей структуры в этом ускорителе используется двухпроводный резонатор с трубками дрейфа.

Дальнейшее развитие таких установок требует расчета полей и динамики двухпучковой системы на участке формирования, участке компрессии, электродинамического расчета ускоряющей структуры и моделирования динамики частиц в ней. В данном докладе и рассматриваются некоторые аспекты решения перечисленных задач. Моделирование полей и расчет динамики частиц целесообразно проводить непосредственно из расчета ионного источника и электронной пушки, пучок которой в дальнейшем используется для фокусировки и ускорения ионов. На каждом последующем участке формирования и ускорения пучков выходные характеристики предыдущего участка используются в качестве входных.

Система формирования ЛУИ с генерацией ускоряющего поля электронным пучком включает в себя дуоплазматрон, электронную пушку с кольцевым катодом и отверстием на оси для прохождения ионов и компрессор. Динамика частиц в ней моделировалась методом макрочастиц [4], электрические поля электродов и поля пространственного заряда вычислялись с использованием метода интегральных уравнений, внешнее магнитное поле задавалось формулой или таблицей на оси симметрии.

В качестве примера осуществлен расчет системы формирования пучка с энергией 100 кэВ, с плотностью тока на катоде электронной пушки $j_e = 31 \text{ А/см}^2$ и плотностью потока ионов с границы плазмы $j_i = 0,283 \text{ А/см}^2$. Оценка условий формирования пучка позволила выбрать основные геометрические размеры и конфигурацию внешних электромагнитных полей для получения требуемых характеристик пучка на выходе. В результате моделирования получены первансы электронной и ионной компонент пучка. Они равны $3,19 \cdot 10^{-6} \text{ А/В}^{3/2}$ и $0,14 \cdot 10^{-8} \text{ А/В}^{3/2}$ соответственно. При максимальной величине магнитного поля на оси в системе $B_{z0}^{\text{макс}} = 0,41 \text{ Тл}$ величина диаметра пучка в кроссовере составляет 10,58 мм. Коэффициент компрессии электронного пучка по площади K_S равен 9,42, расходимость — $6,9 \cdot 10^{-3}$. Проведенные расчеты показали, что при неправильном выборе геометрии системы и внешних полей возможно возникновение виртуального катода и магнитных пробок.

Следующим участком ЛУИ является ускоряющая структура, которая представляет главную сложность для моделирования, как с точки зрения расчета электродинамических характеристик, так и с точки зрения расчета динамики частиц в ней. Рассмотрим последовательно подходы к решению этих задач.

Так как ускоряющая структура не имеет плоскостей симметрии, ее расчет требует решения векторной электродинамической задачи. Методы конечных разнос-

тей или конечных элементов приводят в данном случае к чрезвычайно большим матрицам, что усложняет их реализацию на ЭВМ. Поэтому для расчета предлагается использовать метод Галеркина на базисе расширенной области [5].

Применение метода к электромагнитному оператору в объеме исследуемой структуры V :

$$\text{rot rot } \vec{H} - \kappa^2 \vec{H} = 0$$

в случае гармонического во времени магнитного поля и отсутствия потерь в стенках приводит к однородной системе из N уравнений:

$$\sum_{p=1}^N I_p \left\{ K_m \int_S [\vec{H}_p \vec{E}_m] d\vec{S} + (K_m^2 - K^2) \int_V \vec{H}_p \vec{H}_m dV \right\} = 0, \quad (1)$$

где $\vec{E}_j, \vec{H}_j$ — электрическая и магнитная составляющие j -й собственной вихревой векторной функции базиса, K_j — соответствующее волновое число, S — поверхность исследуемого объема, не совпадающая с поверхностью базисной области. Аппроксимация решения исходной задачи $\vec{H}^N$ согласно методу Галеркина находится как

$$\vec{H}^N = \sum_{p=1}^N I_p \vec{H}_p. \quad (2)$$

В качестве расширенной базисной области может быть использован, в принципе, любой, внешний по отношению к исследуемому объем. В нашем случае целесообразно использовать цилиндрический резонатор, являющийся конструктивной основой большинства ускоряющих структур.

Большинство объемных интегралов в системе уравнений (1) могут быть сведены к поверхностным и в результате получается более удобная для алгоритмизации форма системы:

$$A \vec{I} = K^2 B \vec{I}, \quad (3)$$

где $\vec{I} = (I_1, I_2, \dots, I_N)^T$, A и B — квадратные матрицы порядка $N \times N$ с элементами:

$$A_{mp} = \begin{cases} K_p^2 \frac{K_m}{K_p^2 - K_m^2} \int_S [\vec{H}_p \vec{E}_m] d\vec{S} + K_m^2 \frac{K_p}{K_m^2 - K_p^2} \int_S [\vec{H}_m \vec{E}_p] d\vec{S}, & p \neq m; \\ K_m \int_S [\vec{H}_m \vec{E}_m] d\vec{S} + K_m^2 \int_V \vec{H}_m^2 dV, & p = m; \end{cases}$$

$$B_{mp} = \begin{cases} \frac{K_m}{K_p^2 - K_m^2} \int_S [\vec{H}_p \vec{E}_m] d\vec{S} + \frac{K_p}{K_m^2 - K_p^2} \int_S [\vec{H}_m \vec{E}_p] d\vec{S}, & p \neq m; \\ \int_V \vec{H}_m^2 dV, & p = m. \end{cases}$$

Собственные числа задачи (3) определяют резонансный спектр объема V , а соответствующие собственные векторы, согласно (2), — поля при резонансе.

Для проверки алгоритма был проведен расчет низшей резонансной частоты в резонаторе, представляющем собой сектор цилиндра радиуса $R = 42$ мм, с углом Φ . В качестве базисной области использовался цилиндрический резонатор такого же радиуса. Набор базисных функций состоял из ряда типа E_{n10} .

$n = 0 \dots N$. Расчеты проводились с помощью ФОРТРАН-программы на ЭВМ СМ-4. Результаты приведены в таблице.

Т а б л и ц а
Результаты тестового расчета резонатора

Ф, град	Резонансная частота, МГц						
	Аналитическое значение	Расчетное значение					
		N = 5	$\Delta f, \%$	N = 10	$\Delta f, \%$	N = 15	$\Delta f, \%$
240	3988	3910	1,96	3907	2,03	3907	2,03
220	4090	4043	1,14	4041	1,19	4031	1,44
200	4213	4189	0,57	4186	0,64	4195	0,43
180	4363	4353	0,23	4352	0,25	4352	0,25
160	4551	4515	0,79	4539	0,26	4537	0,3
140	4791	4792	0,02	4768	0,48	4768	0,48
120	5109	5088	0,41	5088	0,41	5084	0,49
100	5547	5593	1,06	5477	1,26	5511	0,65
80	6195	6163	0,52	6149	0,74	6149	0,74

В основном сходимость результата была достигнута уже при 5 членах ряда разложения. Однако определенная возможностями оперативной памяти 24-точечная дискретизация оказалась недостаточной для точного вычисления объемных интегралов, и особенно для видов с большим числом вариаций поля по азимуту. Поэтому добавление этих видов к ряду приводит к некоторому увеличению погрешности расчета частоты при $N = 10; 15$. Наименьшая погрешность получена при углах Φ от 120 до 200 градусов, то есть использованный ряд базисных видов является наиболее оптимальным для данной геометрии. Следовательно, набор базисных функций следует формировать, исходя из конкретной конфигурации рассматриваемого резонатора.

Моделирование динамики частиц рассмотрим на примере ускоряющей структуры, представляющей двухпроводный резонатор с трубками дрейфа. Расчет может быть проведен методом крупных частиц, с применением квазипериодического приближения. Знание электрофизических характеристик аксиально-несимметричной ускоряющей структуры позволяет определять вихревые компоненты поля частиц по методу разложения поля в ряд по собственным векторным функциям резонатора [6], дающему возможность введения в модель произвольно выбранного набора видов колебаний и возможность выборочного наблюдения взаимодействия ступков электронов с одним из заданных видов колебаний [7]. Потенциальное поле крупных частиц находится из решения уравнения Пуассона, которое решается разностными методами в стационарной цилиндрической системе координат. Начальное распределение макрочастиц берется из расчета предыдущего участка. Макрочастицы имеют форму кольцевого сектора, который при приближении к оси превращается в крутовую. Уравнения движения частиц интегрируются с постоянным шагом по времени Δt методом Адамса [8], позволяющим вычислять правые части уравнений однократно на шаге интегрирования и имеющим точность порядка $(\Delta t)^4$.

Частицы, попадающие на стенки апертурного канала, исключаются из процесса моделирования. Интегрирование уравнений движения продолжается до момента пересечения задней границей квазипериода выходной стенки резонатора, либо до достижения числом крупных частиц в пределах квазипериода заданной минимальной величины. Для уменьшения времени расчета на ЭВМ в модели уменьшено реальное отношение массы ионов к массе электронов.

Таким образом, рассмотренный в докладе подход к моделированию динамики пучков позволяет проводить сложные расчеты в линейных ускорителях ионов с аксиально-несимметричными ускоряющими структурами.

Л и т е р а т у р а

1. Klein H., Halfmann K., Schempp A. et al. Proton Model of a Heavy-Ion RFQ Linac. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1981, Vol. NS-28, No.3 (11).
2. Шальнов А.В., Баев В.К., Гаврилов Н.М. Малогабаритные линейные резонансные ускорители ионов на малые энергии с фокусировкой ускоряющим полем. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента, 1985, вып.2(23), с.28-37.
3. Абраменко Н.И., Гаврилов Н.М., Громов Е.В. и др. Линейный резонансный ускоритель протонов на энергию 1 МэВ с генерацией ускоряющего поля фокусирующим электронным пучком. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента, 1985, вып.2(23), с.48-50.
4. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрофизики. - М.: Наука, 1985.
5. Марчук Г.И., Аношков В.И. Введение в проекционно-сеточные методы. М.: Наука, 1981, с.416.
6. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Советское радио, 1973.
7. Бухарин В.Л., Качинский И.Э., Собенин Н.П. Численная и программная реализация электродинамической модели процесса генерации СВЧ-колебаний в многопучковом резонаторе. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента, 1986, вып.1(27), с.64-66.
8. Рошаль А.С. Моделирование заряженных пучков. - М.: Атомиздат, 1979.

ВЛИЯНИЕ СОБСТВЕННОГО ПОЛЯ УСКОРЕННОГО ПУЧКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА РАЗРЕШЕНИЕ ВТОРИЧНО-ЭЛЕКТРОННОГО ИЗМЕРИТЕЛЯ ФАЗОВОГО СПЕКТРА

В.А.Воронцов, А.М.Тронь

Московский инженерно-физический институт

Вторично-электронные измерители фазового спектра в настоящее время являются наиболее перспективными устройствами для исследования параметров продольного движения частиц в ускорителях ионов на средние и высокие энергии. Данные измерители при импульсной ВЧ-мощности питания порядка 100 Вт и габаритном размере вдоль оси ускорителя 10-30 см имеют фазовое разрешение 1-2° на частоте следования ступков пучка ионов, не зависящее от их энергии. Одной из причин, ограничивающей разрешение этих измерителей и определяющей область работы их по величине ускоренного тока, является кулоновское взаимодействие частиц вторично-электронного и исследуемого пучков.

Рассмотрим возмущающее воздействие собственного поля ступков ускоренного пучка на разрешение трех основных типов измерителей фазового спектра (ИФС): ИФС продольного типа, в котором вторичные низкоэнергетические электроны с энергией эмиссии менее 50 эВ анализируются в ВЧ-затворе продольного типа, и ИФС поперечного типа, в которых с помощью поперечного ВЧ-затвора пучка анализируются дельта- либо низкоэнергетические электроны.

Фазовое разрешение ИФС

На рис.1 а представлена схема преобразователя ИФС продольного типа. Анализируемый пучок протонов, пересекая мишень 1, выбивает электроны, которые, ускоряясь под действием высокостабильного потенциала мишени 1, проходят через ВЧ-затвор продольного типа в зависимости от их фазы влета в последний и регистрируются. ВЧ-затвор содержит ВЧ-резонатор 2 и спектрометр 3. Электроны, ускорившиеся в продольном ВЧ-поле резонатора 2, сепарируются спектрометром 3 в зависимости от их фазы влета в резонатор 2. ВЧ-поле в резонаторе 2 синфазно с ВЧ-полем в ускорителе.

Фазовое разрешение этого ИФС в основном определяется расфазировкой $\Delta\varphi_1'$ электронов на участке длиной H от мишени 1 до резонатора 2 и разрешением ВЧ-затвора $\Delta\varphi_2'$, выражения для которых можно записать в следующем виде:

$$\Delta\varphi_1' = \frac{360^\circ}{\lambda} \cdot \frac{H}{\beta} \cdot \frac{\delta}{\delta_0} + \Delta\varphi_{10}' \quad (1)$$

$$\Delta\varphi_2' = \frac{180^\circ}{\pi} \left(\frac{\Delta\chi}{2R C_1} + 2 \frac{\delta_0 + \delta}{C_1} \right), \quad (2)$$

где λ - длина волны генератора; β , γ - приведенная скорость и релятивистский фактор электрона на входе в резонатор; δ_0 , δ - ширина импульсного спектра электронов на входе в резонатор при нулевом токе пучка протонов и уширение спектра под действием собственного поля ступков протонов; $\Delta\varphi_{10}'$ - расфазировка электронов на участке мишень-резонатор под действием поля ступка; $\Delta\chi$ - ширина щели коллиматора К1; R - радиус поворота осевой траектории частиц в секторном магните 3; C_1 - максимальная величина отношения прироста импульса электрона при прохождении зазора резонатора 2 к его импульсу на входе. На рис.1 б изображена схема преобразователя ИФС поперечного типа. Анализируемый пучок протонов, ось которого перпендикулярна плоскости рисунка,

пересекает мишень, выбивает дельта-электроны, которые под углом 90° к оси первичного пучка выделяются коллиматором К1 и анализируются ВЧ-затвором поперечного типа. Этот затвор состоит из ВЧ-дефлектора 2 и коллиматора К3. Для уменьшения расфазировки электроны выделяются в узком интервале импульсов магнитным спектрометром 3, медианная плоскость которого перпендикулярна плоскости анализа частиц по фазе.

В случае анализа вторичных низкоэнергетических электронов на мишень I подается ускоряющий потенциал U_0 , исключающий использование спектрометра 3. Фазовое разрешение данного ИФС также определяется расфазировкой электронов $\Delta\varphi_{21}^0$, на участке Н (см. рис. 1 б) и фазовым разрешением ВЧ-затвора $\Delta\varphi_{22}^0$. Для параметров преобразователя, при которых достигается высокое разрешение, в частности, при $\theta \ll l$, $H \ll l$ (см. рис. 2), выражения $\Delta\varphi_{21}^0$, $\Delta\varphi_{22}^0$ можно представить в виде

$$\Delta\varphi_{21}^0 = \frac{360^\circ}{\lambda \cdot \beta} \cdot \frac{H}{\theta^2} \cdot \delta_0 + \Delta\varphi_{20}^0, \quad (3)$$

$$\Delta\varphi_{22}^0 = \frac{180^\circ}{\pi} \cdot \frac{\Delta\lambda'_0 + \Delta\lambda'}{C_2} + \frac{\theta}{\theta^2} (\delta_0 + \delta), \quad (4)$$

где $\Delta\lambda'_0$, $\Delta\lambda'$ — расхожимость пучка на входе в ВЧ-дефлектор при нулевом токе пучка ионов и увеличение расхожимости под действием собственного поля ступков; θ — угол пролета электрона в ВЧ-резонаторе; C_2 — максимальное отклонение электрона на выходе ВЧ-дефлектора.

Из выражений (1)–(4) следует, что ИФС поперечного типа более чувствителен к возмущающему воздействию поля первичного пучка. Однако окончательный выбор типа преобразователя можно сделать, лишь зная значения величин δ , $\Delta\lambda'$, $\Delta\varphi_{20}^0$, которые, как показал анализ, для достижения фазового разрешения 10^{-2}° не должны превосходить соответственно 1%, 10^{-2} рад, $0,5^\circ$ – 1° . Для определения этих величин был проведен расчет движения электронов в поле ступков первичного пучка для геометрии мишени, изображенной на рис. 2. При этом было выбрано $H = 2$ см, начальная скорость дельта-электрона направлена строго по оси z , а начальная скорость низкоэнергетического электрона равна 0.

Методика расчета

Расчет проводился при следующих допущениях. Ступки пучка протонов представляли собой равномерно заряженные эллипсоиды вращения. Учитывалось поле только одного ступка, частицы которого генерировали рассматриваемый электрон. Наличие проводящей заземленной стенки А учитывалось полем изображения ступка и изображения мишени. Поле между стенкой А и мишенью, выполненной в виде цилиндрического электрода с радиусом R_0 , считалось эквивалентным полю между двумя бесконечно длинными нитями, потенциал и расстояние между которыми определялись выражениями из работы [1].

В собственной системе отсчета компоненты напряженности электрического поля ступка, центр которого располагался в начале координат, определялись по формуле

$$E_i = \frac{3 \cdot Q}{8\pi\epsilon_0} \cdot M_i \cdot v, \quad (5)$$

где $v = z, y, x$, а коэффициенты M_i находились из выражения

$$M_i = \int_V \frac{dV}{R_i^3 (Q_i^2 + 3)}, \quad (6)$$

здесь $R_i = \sqrt{(Q_i^2 + 3) \cdot (Q_i^2 + 3) \cdot (Q_i^2 + 3)}$, Q_i — полуоси эллипсоида, v равно нулю, если вторичный электрон находится внутри ступка или корню уравнения

$$\frac{z^2}{Q_z^2 + v} + \frac{y^2}{Q_y^2 + v} + \frac{x^2}{Q_x^2 + v} = 1, \quad (7)$$

если электрон находится в точке $\rho(z, y, x)$ вне ступка. Динамика вторичного

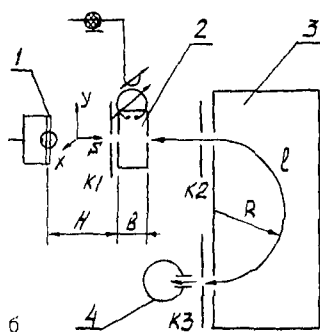
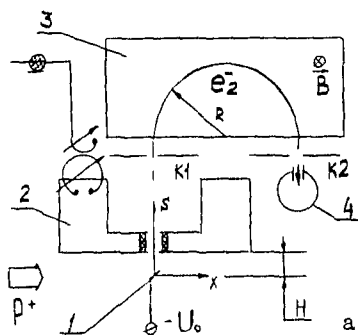


Рис.1. Схемы измерителей фазового спектра: а - с продольной модуляцией вторично-электронного пучка: 1 - мишень; 2 - торoidalный резонатор; 3 - магнитный спектрометр; 4 - колликтор электронов; K1, K2 - коллиматоры. б - с поперечной модуляцией: 1 - мишень; 2 - ВЧ-дефлектор; 3 - спектрометр; 4 - колликтор электронов; K1, K2, K3 - коллиматоры.

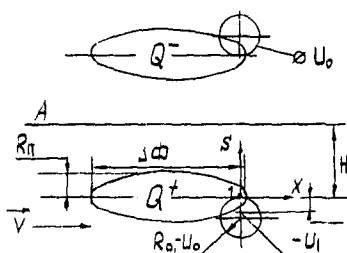


Рис.2. Схема расположения сгустка ионов с зарядом Q^+ , цилиндрического электрода с радиусом R_0 , ему эквивалентного нитевидного электрода под потенциалом U_1 и их изображений за проводящей стенкой А, в поле которых движение вторичного электрона рассматривалось от точки I до плоскости А.

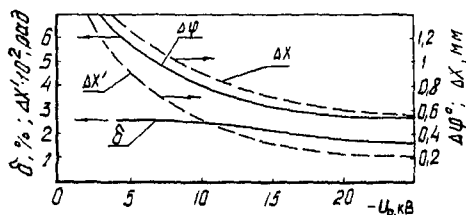


Рис.3. Зависимости уширения пучка вторичных электронов Δx в плоскости А (см. рис.2), его спектра по импульсам δ и увеличения его расходимости $\Delta x'$ и расфазировки электронов $\Delta \varphi$ от величины ускоряющего потенциала на мишени U_0 для пучка ускорителя И-100.

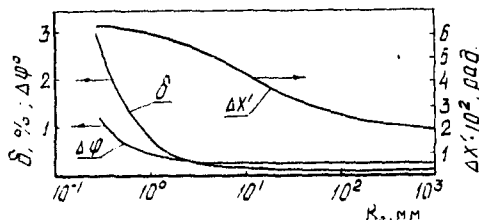


Рис.4. Зависимости величин $\Delta x'$, δ , $\Delta \varphi$ от радиуса электрода-мишени R_0 при потенциале $U_0 = 4$ кВ для пучка ускорителя И-100.

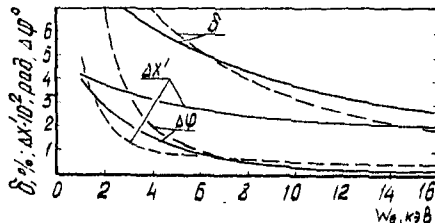


Рис.5. Зависимости величин δ , $\Delta x'$, $\Delta \varphi$ от начальной энергии дельта-электронов W_e . Сплошная линия - для пучка И-100, пунктирная - для пучка УНК.

электрона определялась в собственной системе отсчета ступка, а затем с помощью преобразований Лоренца находились координаты, компоненты скорости и время движения электрона до плоскости А в неподвижной системе отсчета. В силу квазилинейности траекторий вторичных электронов интегрирование уравнений движения осуществлялось методом Эйлера. Требуемая относительная погрешность определения компоненты скорости вдоль оси z , равная 10^{-3} , достигалась при относительной величине шага интегрирования не более 10^{-6} . Указанная относительная величина шага интегрирования была использована при проведении всех расчетов после того, как выяснилось, что она обеспечивает требуемую точность определения компоненты скорости при решении тестовой задачи о движении электрона в поле одноименно заряженного эллипсоида при $U_0 = 0$, которая имеет аналитическое решение, если в подвижной системе отсчета продольные скорости электрона и ступка совпадают.

Результаты численного моделирования

Численное моделирование проводилось для пучков ускорителей И-100, ЛУМФ ИЯИ АН СССР и УНК. Параметры пучков протонов брались следующие. УНК: импульсный ток $I = 1,6$ А, фазовая протяженность $\Delta\phi = 100^\circ$ ($f = 200$ МГц), радиус пучка $R_n = 5$ мм, энергия частиц $W = 70$ ГэВ; И-100: $I = 0,1$ А; $\Delta\phi = 10^\circ$ (148,5 МГц); $R_n = 5$ мм, $W = 100$ МэВ; ЛУМФ: $I = 0,05$ А, $\Delta\phi = 10^\circ$ (200 МГц), $R_n = 5$ мм, $W = 160,600$ МэВ.

На рис.3 приведены зависимости уширения пучка Δx в плоскости А (см.рис.2), его спектра по импульсам δ и увеличения его расходимости $\Delta x'$ и расфазировки электронов $\Delta\phi$ в градусах на частоте следования ступков от величины ускоряющего потенциала на мишени U_0 , радиус которой взят 0,3 мм. Из указанных зависимостей для пучка ускорителя И-100 следует, что при данных параметрах мишени R_0 и U_0 вплоть до 20 кВ разрешение обоих ИФС неудовлетворительное. Однако, как следует из рис.4, с ростом R_0 , т.е. уменьшением напряженности поля вблизи мишени, величины δ , $\Delta x'$, $\Delta\phi$ даже при $U_0 = 4$ кВ существенно уменьшаются. Поэтому эквивалентный радиус мишени необходимо брать больше 1 мм и для анализа ускоренного пучка следует использовать метод продольной модуляции. При использовании дельта-электронов разрешение ИФС, как видно из рис.5, будет в несколько раз хуже, чем в случае продольной модуляции низкоэнергетических электронов. Относительно пучка ЛУМФ отметим, как показало моделирование, при

$U_0 = 4$ кВ, $R_0 = 0,3$ мм для пучков с энергией частиц 160 МэВ и 600 МэВ величины δ , $\Delta\phi$, $\Delta x'$ соответственно равны: 0,6%; $0,2^\circ$; $1,9 \cdot 10^{-2}$ рад и 0,3%; $0,16^\circ$, $0,7 \cdot 10^{-2}$ рад. Поэтому и здесь следует отдать предпочтение продольной модуляции. ИФС поперечного типа обладает существенным преимуществом лишь при использовании дельта-электронов для анализа пучка УНК. Из графиков рис.5 видно, что при выделении дельта-электронов с энергией $W_0 \geq 8$ кэВ величины $\Delta\phi$, $\Delta x'$ не превосходят предельно допустимых значений.

Следовательно, для анализа пучков И-100 и ЛУМФ ИЯИ АН СССР следует отдать предпочтение ИФС продольного типа, при этом необходимо выбирать $R_0 \geq 1$ мм, тогда минимальное значение U_0 может достигать 4 кВ. Для анализа пучка УНК целесообразно применять ИФС поперечного типа с энергией дельта-электронов более 8 кэВ.

Л и т е р а т у р а

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, с.33-34.

ВОЗМУЩЕНИЕ ЦИКЛИЧЕСКОГО ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ ГЛАДКОЙ И СТОХАСТИЧЕСКОЙ КОМПОНЕНТАМИ СОБСТВЕННОГО ПОЛЯ ПУЧКА

С.Г. Арутюнян

Бреванский физический институт

Характер собственного поля релятивистского циркулирующего пучка определяется геометрией лиенар-вихертовского поля одной частицы. Известно [1-4], что жесткая часть синхротронного излучения локализована в γ -областях с поперечными размерами $R\gamma^{-3} \times \sqrt{R\delta}\gamma^{-1}$, где R - радиус кривизны траектории, γ - лоренц-фактор частицы, δ - расстояние до точки наблюдения вдоль γ -области. Критерием быстрого усреднения коллективного поля является условие тотального перекрытия γ -областей разных частиц в пределах пучка. Этот критерий не выполняется для пучков электронных и позитронных ускорителей и накопителей с энергией $\gtrsim 1$ ГэВ. Это значит, что собственное поле пучка можно разделить на гладкую и стохастическую компоненты. Действие гладкой части сводится [3,5] к возмущению бетатронных и синхротронных колебаний и для машин типа PETRA существенно. В [6] рассматривается модель непрерывного кольцевого пучка, собственное поле которого аналогично рассматриваемой нами гладкой компоненте, однако здесь теряется стохастическая компонента поля, соответствующая излучению пучка. Действие стохастической компоненты (пики γ -областей), по-видимому, аналогично квантовой раскачке бетатронных колебаний из-за собственного излучения частицы.

Рассеяние частиц пучка на γ -областях происходит статистически независимо, поэтому можно выделить вначале взаимодействие только двух частиц. Результирующий эффект в зависимости от температуры пучка будет суммироваться по таким взаимодействиям.

Модель взаимодействия двух зарядов. Предварительно рассмотрим модельную задачу взаимодействия двух частиц. В релятивистском случае самосогласованную задачу решить не удастся даже для одномерных движений. Взаимодействие двух зарядов во внешнем поле рассмотрим в приближении заданной траектории движения $\vec{r}(t)$ одного из них - "тяжелого". Классическое уравнение движения "легкого" заряда e_0 с радиусом-вектором $\vec{r}_0(t)$ записывается в виде

$$\frac{d\vec{p}_0}{dt} = e_0 \{ \vec{E}_* + [\vec{\beta}_* \times \vec{H}_*] \} + e_0 \{ \vec{E} + [\vec{\beta}_* \times \vec{H}] \}, \quad (1)$$

где $\vec{p}_0 = m_0 \vec{\beta}_0 \gamma_0$, $\vec{\beta}_* = (d\vec{r}_0/dt)/c$, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$; $\vec{E}_*$, $\vec{H}_*$ - заданные внешние поля (функции $\vec{r}_0$ и t); $\vec{E}$, $\vec{H}$ - лиенар-вихертовские поля тяжелого заряда. Поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ заданы как функции траектории $\vec{r}(t')$ в запаздывающий момент времени t' , который определяется дополнительным к (1) алгебраическим уравнением

$$c(t - t') = |\vec{r}_0(t) - \vec{r}(t')|. \quad (2)$$

Исключить из рассмотрения уравнение (2) можно, параметризовав траекторию следующим образом:

$$\vec{r}_0(t) = \vec{r}(t') + c(t - t')\vec{n}, \quad (3)$$

где t и $\vec{n}$ - неизвестные функции t' , причем $|\vec{n}| = 1$. Уравнение (2) при этом удовлетворяется автоматически, а в (I) после замены переменной дифференцирования $d/dt' = (1/\dot{t})(d/dt)$, где точка означает дифференцирование по t , левая и правая части становятся функциями одной и той же переменной t' :

$$\frac{d}{dt'} \left(\frac{\vec{\beta} + (t-t')\dot{\vec{n}} + (t-1)\vec{n}}{\sqrt{1 + 2(t-1)(1-\vec{\beta}\vec{n}) - (\vec{\beta} + (t-t')\dot{\vec{n}} + (t-1)\vec{n})^2}} \right) = \frac{e}{mc} (\vec{E}(1-\vec{\beta}\vec{n}) + \vec{n}(\vec{\beta} + (t-t')\dot{\vec{n}} + (t-1)\vec{n})\vec{E}) + \frac{1}{mc} \vec{F}_e, \quad (4)$$

где $\vec{\beta} = (d\vec{r}/dt)/c$, $\vec{F}_e$ - часть силы Лоренца, обусловленная внешними полями, $\vec{E}$ - электрическое поле тяжелого заряда. Получено замкнутое уравнение на величины $t(t')$, $\vec{n}(t')$ для заданных функций $\vec{r}(t)$, $\vec{\beta}(t)$, $\vec{n}(t)$, удобное для численного счета. Решить его в аналитическом виде (помимо прямолинейного движения), однако, не удалось даже для самого "простого" криволинейного движения заряда e - равномерного вращения по окружности.

Борновское приближение взаимодействия. Продвинуться вперед, сохранив произвол в определении $\vec{r}$, можно, используя борновские приближения траектории $\vec{r}_0$. Годаются, однако, не любые борновские траектории, а лишь такие, для которых уравнение (2) разрешимо относительно t . Мы ограничимся классом прямолинейных траекторий (уравнение запаздывания решается также для равноускоренного движения). Учитывая возможность лоренц-преобразований достаточно рассмотреть покоящийся в первом приближении заряд e_0 .

В случае $\vec{r}_0 = \text{const}$ функции $t(t')$, $\vec{n}(t')$ определяются из (2), а изменение импульса заряда e_0 , обусловленное лиенар-вихтеровским полем заряда e за конечный запаздывающий промежуток времени (t'_1 , t'_2), записывается в виде

$$\Delta \vec{p}_0 = \frac{ee_0}{c^2} \left[\int_{t'_1}^{t'_2} dt' \frac{\vec{n}}{(t-t')^2} + \frac{\vec{n} - \vec{\beta}}{(t-t')(1-\vec{\beta}\vec{n})} \right]_{t'_1}^{t'_2}. \quad (5)$$

Первый член в (5) имеет кулоновский характер и соответствует "размазке" заряда e по траектории с линейной плотностью $e/\beta c$. Второй член обусловлен излучением и велик при близких направлениях $\vec{\beta}$ и $\vec{n}$. Этот γ -зависящий излучательный член поперечен направлению движения в соответствующий запаздывающий момент времени t' .

Второй член исчезает для инфинитных траекторий ($t'_1 \rightarrow -\infty$, $t'_2 \rightarrow +\infty$), а также для периодических траекторий с периодом $t'_2 - t'_1$. При учете сил радиационного трения, действующих на заряд e_0 и обусловленных излучением заряда e , γ -зависящие члены в передаче импульса с таких траекторий появляются вновь, однако они, как правило, малы.

Формула (5) передачи импульса медленному заряду e_0 полезна при анализе взаимодействия пучков с остаточным газом в камере, вычислении ионизационных потерь и пр. Для исследования самодействия пучка ее надо обобщить. Сделаем это так: будем считать, что исследуемый заряд e_0 движется по прямой, учитывая кривизну траектории движения создающего поле заряда e . Прямолинейная аппроксимация траектории заряда e_0 приемлема, т.к. нас, в основном, будут интересовать его пересечения с γ -областями с размерами $\sim R\gamma^3$.

Действие стохастической компоненты поля. Рассмотрим равномерно циркулирующий заряд e . В качестве запаздывающего участка траектории выберем дугу с углом Θ , которая отсекается прямолинейной траекторией заряда e_0 . Сохраняя в формуле передачи импульса только излучательный член, получим:

$$\Delta \vec{p}_c \approx \frac{e e_c}{c} \cdot \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta \cos \theta} \cdot \frac{l_1 + l_2}{l_1 l_2} \cdot \vec{d}, \quad (6)$$

где $\vec{d}$ - единичный вектор, перпендикулярный направлению движения заряда $\vec{e}_c$, l_1 и l_2 - длины путей запаздывающих сигналов, испущенных с концов рассматриваемой дуги ($l_2 = l_1 + 2R(\beta_c \theta / \beta - \sin \theta)$). Максимум выражения (6) $\sim e e_c \gamma^3 c^{-1} l$ достигается при $\theta \sim \gamma^{-1}$ ($l \sim l_1 \sim l_2$) и соответствует рассеянию только на центральном пике синхротронного излучения (считаем, что $\beta \approx \beta_c$). Для параметров современных электронных накопителей эта величина $\sim \alpha \rho_{kv}$, где $\alpha = e^2 / \hbar c = 1/137$,

Δp_{kv} - квантовая отдача при излучении одного фотона синхротронного излучения с предельной длиной волны $\sim R \gamma^3$. Эта оценка, однако, завышена, т.к. интегрально центральный пик компенсируется плавно спадающими "хвостами" противоположного знака.

Действие гладкой компоненты и внешних полей ограничивает допустимость применения прямолинейного борновского приближения расстояниями l_0 порядка среднего между частицами пучка. Продолжение прямолинейной аппроксимации на большие расстояния требует дополнительного рассмотрения. Положив $l \sim l_0$, получим Δp_0 порядка $10^{-1} + 10^{-2}$ от максимального значения ($\gamma \sim 10^4$, $l_0 \sim 0,5 \cdot 10^4$ см). При этом действие рассеяния частиц на жесткой части синхротронного излучения реальных пучков накопителей аналогично и сравнимо с эффектом квантовой раскачки бетатронных колебаний. Рассеяние на γ -областях, однако, зависит от числа частиц и температурных характеристик пучка, т.е. является коллективным эффектом.

Последние результаты требуют дальнейшего изучения с привлечением статистических методов и квантового уточнения эффектов рассеяния. Видно, однако, что действие стохастической компоненты поля также существенно и его следует принимать во внимание при проектировании и строительстве циклических ускорителей и накопителей с ультрарелятивистскими пучками, например накопителя LEP.

Литература

1. Арутюнян С.Г. Препринт ЕФИ-387(45)-79, Ереван, 1979.
2. Арутюнян С.Г., Нагорский Г.А. Препринт ЕФИ-453(60)-80, Ереван, 1980.
3. Арутюнян С.Г., Нагорский Г.А. Тр. IY Конф. мол.уч. ЕФИ (Нор-Амберд, сент. 1979г.), Ереван, ЕФИ, 1980, с.237.
4. Арутюнян С.Г., Нагорский Г.А. ЖТФ, 1985, 55, 8, 1494-1499.
5. Арутюнян С.Г. Препринт ЕФИ-477(20)-81, Ереван, 1981.
6. Talman R. - Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 14, 1429-1432.

УВЕЛИЧЕНИЕ ДАЛЬНОДЕЙСТВИЯ ФОКУСИРОВКИ

В.М.Мороз, К.Н.Шорин

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Допустимое требованием устойчивости бетатронных колебаний отношение длины ℓ каждого из N прямолинейных промежутков к радиусу r кривизны орбиты в секторах слабофокусирующего рейстрейка, количественно характеризующее "дальнодействие" фокусировки ускоряемых частиц в магнитной системе такого типа, ограничено известным / 1 / условием:

$$0 < \ell/r < 2/\varepsilon_{r,z} \operatorname{tg}(\pi \varepsilon_{r,z}/N), \quad (1)$$

где $\varepsilon_r = \sqrt{1-n}$, $\varepsilon_z = \sqrt{n}$, $n = \text{const}$ ($0 < n < 1$) – показатель спадания магнитного поля в секторах.

Возникающее в таком рейстрейке ограничение (1) для $n > 0,5$ связано с неустойчивостью вертикальных (по z), а при $n < 0,5$ радиальных (по r) бетатронных колебаний. На рис.1 представлены соответствующие условию (1) зависимости предельных значений ℓ/r от показателя n для различных N , указанных цифрами на кривых. Максимальная величина ℓ/r реализуется при $n = 0,5$, что соответствует не опасному в синхротроне или накопителе резонансу связи, вызываемому совпадением значений $\omega_{r,z}$ частот радиальных и вертикальных бетатронных колебаний.

Для синхротрона – источника СИ использование сверхпроводящих магнитов позволяет в несколько раз уменьшить радиус r , а следовательно, габариты и мощность ускорителя. Однако достаточно длинные прямолинейные промежутки необходимы и в этом случае для размещения как устройств ускорения, так и аппаратуры для генерации пучков излучения и физических исследований. Применение жесткой фокусировки с $|n| > 1$ не приводит к увеличению допустимых ℓ/r . В известных системах ограничение (1) преодолевают размещением в промежутках квадрупольных линз. При этом промежутки дробятся на короткие свободные участки.

Исследования авторов показывают, что допустимое значение ℓ/r в слабофокусирующем рейстрейке может быть увеличено путем чередования значений n в секторах магнита.

Пусть, например, N – четное, а $n = n_1$ – в нечетных секторах и $n = n_2$ – в четных. Тогда вместо (1) получим:

$$0 < \ell/r < \min(a,b), \quad \max(a,b) < \ell/r < 1/\varepsilon_1 t_1 + 1/\varepsilon_2 t_2, \quad (2)$$

где

$$\alpha = 1/\varepsilon_1 t_1 - t_2/\varepsilon_2, \quad \beta = 1/\varepsilon_2 t_2 - t_1/\varepsilon_1, \quad t_{1,2} = \operatorname{tg}(\pi \varepsilon_{1,2}/N), \quad (3)$$

$\varepsilon_1 = \varepsilon_{z,1} = \sqrt{n_1}$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_{z,2} = \sqrt{n_2}$ для вертикальных, $\varepsilon_1 = \varepsilon_{r,1} = \sqrt{1-n_1}$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_{r,2} = \sqrt{1-n_2}$ для радиальных бетатронных колебаний.

При выборе $n_2 = 1 - n_1$ вертикальные (с частотой ω_z) и радиальные (с частотой ω_r) колебания при заданных n_1 и ℓ/r устойчивы или неустойчивы одновременно, и тогда $\omega_r = \omega_z$.

На рис.2 приведены соответствующие (2) и (3) при $n_2 = 1 - n_1$ зависимости граничных значений ℓ/r от показателя n_1 . Цифры на кривых – количество секторов N . Для четных $N > 2$ имеются две области устойчивости, разделенные участком

неустойчивости при $n_1 \neq 0,5$ и сливающиеся в одну область при $n_1 = 0,5$. Для $N = 2$ существует только одна увеличенная область устойчивости. Так как при этом увеличивается допустимое ℓ/r , то описанный эффект можно назвать "увеличением дальнего действия фокусировки". Рассмотрим примеры:

1. $N = 4$. В классическом рейстреке (рис.1) при оптимальном $n = 0,5$ допустимые ℓ/r лежат в пределах $0 < \ell/r < 4,5$. При чередовании значений показателя поля в секторах, например, при $n_1 = 0,2$, а $n_2 = 0,8$, "дальнее действие фокусировки" увеличивается и можно допустить $5,2 < \ell/r < 7,5$.

2. $N = 2$. В классическом рейстреке при $n = 0,5$ значения ℓ/r ограничены пределами $0 < \ell/r < 1,45$. При том же чередовании показателя поля ($n_1 = 0,2$, $n_2 = 0,8$) диапазон допустимых ℓ/r расширяется до $0 < \ell/r < 2,3$.

Описанная система с увеличенным дальним действием фокусировки требует в целом более жестких допусков на геометрию и магнитные характеристики, чем слабофокусирующий рейстрек с постоянным значением n в секторах. Тем не менее можно указать специфические особенности динамики частиц, ускоряемых в системе с увеличенным дальним действием фокусировки, обеспечивающие, наоборот, ослабление некоторых допусков на параметры ускорителя или накопителя. В частности, в системе такого типа возможно сильное вырождение резонансов бетатронных колебаний и разрежение сетки соответствующих линий резонансов. Это явление наиболее отчетливо наблюдается в двухсекторном рейстреке и иллюстрируется рис.3, где на обычной (см./ I /) сетке линий вертикальных, радиальных и суммовых резонансов, вычисленных здесь до пятого порядка включительно и представленных в координатах $Q_{r,z} = \omega_{r,z}/\omega_0$ (где ω_0 - частота обращения частиц), нанесены шесть точек, соединенных утолщенной линией, заменяющих при увеличении дальнего действия фокусировки всю сетку резонансов. Подобное вырождение резонансов бетатронных колебаний, очевидно, облегчает выбор рабочей точки ускорителя или накопителя и ослабляет допуск на ее динамику.

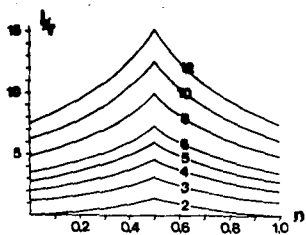


Рис.1. Зависимость наибольших ℓ/r для различных N и $n_1 = n_2 = n$.

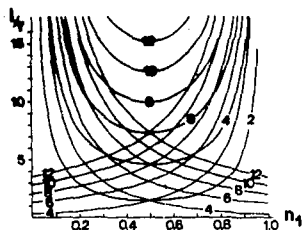


Рис.2. Зависимость наибольших ℓ/r для различных N при $n_2 = 1 - n_1$.

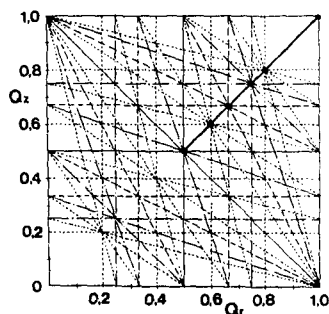


Рис.3. Сетка линий резонансов бетатронных колебаний и ее вырождение (точки на утолщенной линии) в двухсекторном рейстреке с увеличением дальнего действия фокусировки. Тонкими сплошными, штриховыми, штрихпунктирными и пунктирными линиями изображены резонансы первого и второго, третьего, четвертого, пятого порядков соответственно.

Л и т е р а т у р а

1. Коломенский А.А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц. - М., МГУ, 1960, с. 304.

РАСЧЕТ И КОНСТРУКЦИЯ ПРЕЦИЗИОННЫХ 180° МАГНИТОВ ДЛЯ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА

В.К.Гришин, М.А.Сотников, В.И.Шведун

Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ, Москва

А.Г.Дайковский, С.Ю.Ершов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

А.З.Бабаян, А.Р.Туманян

Ереванский физический институт

В настоящей работе представлены результаты расчета 180° -градусного поворотного магнита (ПМ) разрезного микротрона непрерывного действия НИИЯФ МГУ [1]. Основные параметры и блок-схема ускорителя приведены в работе [2].

Величина магнитной индукции B_0 в ПМ определяется величинами прироста кратности на орбиту, равновесного прироста энергии за оборот и длиной волны СВЧ-поля. Для разрезного микротрона НИИЯФ МГУ величина поля составляет $\sim 0,76$ Тл.

При заданной величине магнитной индукции размеры и конструкция ПМ определяются следующими обстоятельствами:

- величина зазора между полюсными наконечниками $2g$ выбирается исходя из необходимости расположить вакуумную камеру и элементы коррекции поля (токовые провода, шиммы) в межполюсном пространстве. Величина $2g = 5 + 6$ см является с этой точки зрения оптимальной. Для достижения требуемого зазора $2g$ между основными полюсными наконечниками устанавливаются распорки из немагнитного материала. Распорки устанавливаются по бокам полюсов и затягиваются специальными болтами, которые одновременно служат и штифтами;

- площадь полюсных наконечников определяется размерами последней орбиты. При конечной энергии пучка ~ 120 МэВ диаметр последней орбиты составляет 105 см, для энергии 150 МэВ – 133 см. Для снижения влияния краевых эффектов на боковых сторонах магнита полюсной наконечник целесообразно выбрать общей площадью 75×150 см ;

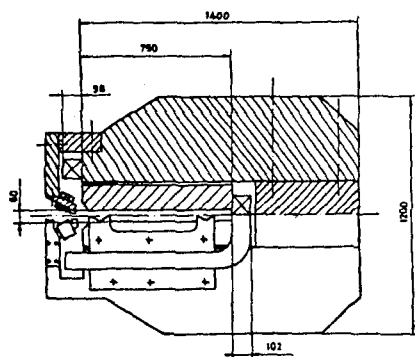
- для разрезного микротрона требуется высокая однородность поля в зазоре. Неоднородность поля ПМ оказывает существенное влияние на фазовое движение в разрезном микротроне. Для достижения высокой монохроматичности пучка на выходе ($\Delta E/E_{\text{вых}} = \pm 10^{-4}$) величина случайных фазовых сдвигов за счет неоднородности поля не должна превышать $1 + 2$ градусов на орбиту. Отсюда вытекает требование на величину однородности поля [3]:

$$\Delta B/B = \Delta \varphi \cdot \lambda / (2 \cdot \ell_{\text{max}}), \quad (1)$$

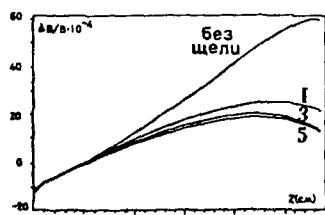
где $\Delta \varphi$ – величина случайного сдвига фазы, ℓ_{max} – длина орбиты в ПМ для максимальной энергии E_{max} . Таким образом, при $\ell_{\text{max}} = 1,65$ м, $E_{\text{max}} = 120$ МэВ и для $\Delta \varphi \approx 2^\circ$, $\Delta B/B \approx \pm 2 \cdot 10^{-4}$.

Высокая однородность поля в значительном рабочем объеме магнита обеспечивается тщательным выбором конструкции, расположением обмоток, применением разравнивающей щели и шимм, изготовлением магнита с высокой точностью;

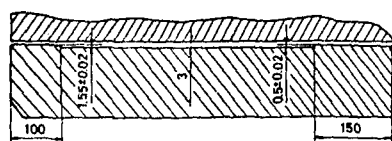
- конструкция магнита определяется также поперечной динамикой электронов в разрезном микротроне. Для компенсации дефокусировки используют так называемые обратные полюса [4]. Выбор положения элементов обратного поля достигается посредством совместного анализа динамики электронов в разрезном микротроне и магнитостатическими расчетами поворотного магнита.



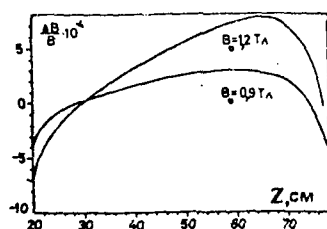
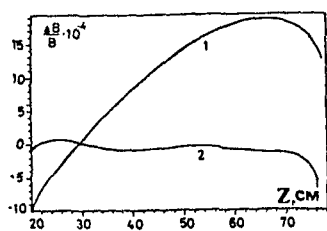
Р и с. 1. Общий вид и основные размеры поворотного магнита разрезного микротрона НИИЯФ МГУ.



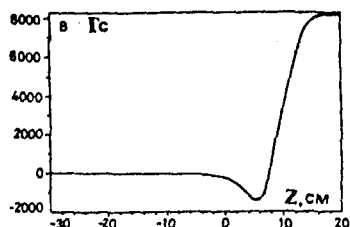
Р и с. 2. Зависимость однородности поля в медианной плоскости от высоты разравнивающей щели.



Р и с. 3. Однородность поля в медианной плоскости для магнита без шимм (1) и с шиммами (2).



Р и с. 4. Зависимость однородности от величины поля для данной конфигурации полюсных наконечников, представленной на рис.3.



Р и с. 5. Расчетное спадание рассеянного поля на краю магнита.

Важное значение для выбора конструкции, допусков на установку, снижения массы магнита, а также снижения его стоимости имеют тщательные расчеты на ЭВМ [5] с учетом нелинейной зависимости магнитной проницаемости от величины поля $\mu(B)$ для конкретного материала, из которого будет изготовлен магнит.

Расчеты магнита проведены с помощью пакета программы FEMB42 [6], использующего конечноэлементную аппроксимацию уравнений для скалярного потенциала полного поля внутри ферромагнетика. Вне ферромагнетика (область неограничена) полное поле представляется в виде суммы вихревой токовой и потенциальной магнитной составляющих. Общий вид и основные размеры поворотного магнита разрезного микротрона приведены на рис.1. Основные параметры даны в таблице I.

Т а б л и ц а I

Основные параметры поворотного магнита разрезного микротрона НИИЯФ МГУ

Масса магнита, кг	18000
Масса полюсного наконечника, кг	1200
Масса меди, кг	400
<u>Основной магнит</u>	
Величина магнитного поля, Тл	0,76
Количество витков	36
Ампер-витки	21000
Рассеиваемая мощность, кВт	22
<u>Обратный полюс</u>	
Величина магнитного поля, Тл	(0,2-0,3) В ₀
Ампер-витки	2 500
Рассеиваемая мощность, кВт	0,8

Оптимизация внешних габаритов магнита осуществлена по следующим критериям: 1) индукция магнитного поля на расстоянии 40 см от переднего среза магнита не должна превышать 10 Гс; 2) отсутствие насыщения материала ярма магнита вплоть до уровня индукции поля в межполюсном зазоре 1 Тл, минимизация зависимости однородности поля от поведения функции $\mu(B)$ (в расчетах использовался конкретный вид $\mu(B)$); 3) минимизация веса магнита.

Одним из основных элементов, позволяющим достичь высокой однородности поля в медленной плоскости, является разравнивающая щель между ярмом и полюсным наконечником [7]. На рис.2 показана зависимость однородности поля в медленной плоскости от высоты разравнивающей щели. Физический край магнита расположен при $Z = 10$ см. Минимальная величина неоднородности достигается при высоте щели 3-5 мм и составляет $\Delta B/B = \pm 1,5 \times 10^{-3}$. Поскольку увеличение высоты зазора приводит к пропорциональному уменьшению индукции в рабочей области, высота щели 3 мм выбрана в качестве оптимальной.

Дальнейшее повышение однородности обеспечивается выбором положения обмоток и, что более существенно, помещением шимм в разравнивающую щель. Наибольшая однородность поля достигается при расположении обмоток в межполюсном зазоре вблизи медленной плоскости [8,9] (рис.2). С целью достижения однородности поля в межполюсном зазоре на уровне $\pm 10^{-4}$ нами произведен выбор оптимального положения и размеров шимм. Роль шимм, параметры которых приведены на рис.3а, иллюстрирует рис.3б.

Важной особенностью РМ является возможность плавного изменения энергии на его выходе. Плавное изменение энергии достигается пропорциональным изменением основных параметров РМ, включая величину магнитной индукции в ПМ. Для разрез-

ного микротрона НИИЯФ МГУ максимальная вариация магнитной индукции должна составлять величину $\pm 10-12\%$. Изменение однородности поля в медианной плоскости от его величины видно на рис.4, где показаны зависимости $\Delta B/B$ для 0,9 и 1,0 Тл.

Как было отмечено, конфигурация краевого поля определяется поперечной динамикой электронов. Расчетное спадение рассеянного поля в медианной плоскости приведено на рис.5.

Важное значение при расчете прецизионного магнита имеет оценка допусков на изготовление и установку различных элементов конструкции. Результаты проведенных нами расчетов суммированы в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

Основные допуски на изготовление и установку элементов ПМ при однородности поля на уровне $\Delta B/B = \pm 2 \times 10^{-2}$ (все допуски в мм)

Изготовление	Допуск
Плоскость внутренней поверхности полюсного наконечника на базе 750	$\pm 0,01$
Высота шиммирующих прокладок	$\pm 0,02$
Ширина шиммирующих прокладок	± 1
Установка	
Параллельность основной щели на базе 750	$\pm 0,01$
Параллельность разравнивающей щели на базе 750	$\pm 0,02$
Параллельность щели обратного полюса на базе 1500	$\pm 0,02$
Расположение основной возбуждающей обмотки	± 2

Основные особенности конструкции состоят в следующем:

-Полюсные наконечники вместе с распорками собираются в виде отдельной сборки, которая крепится в ярме магнита двумя боковыми щеками, изготовленными из нержавеющей стали.

-Следует отметить конструкцию обмотки основных полюсов магнита. Обмотка полюса состоит из семи галет, каждая из которых предварительно наматывается в прямоугольную форму с последующей гибкой в форму седла. При этом достигается простота сборки обмотки и исключается необходимость сложной технологической оснастки для ее изготовления.

Л и т е р а т у р а

1. Горбатов Д.И. и др. Разрезной микротрон непрерывного действия (физическое обоснование). М. Изд-во Моск. ун-та, 1984.
2. Горбатов Д.И. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителю заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, том.П, 1985, 129 с.
3. Wiik V.N., and Wilson P.B. - Nucl. Instr. and Meth., 1967, vol. 56, p.197.
4. Babic H. and Sedlacek M. - Nucl. Instr. and Meth., 1967, vol. 56, p.170.
5. Debenham P.H. et al. - IEEE, Trans. on Nucl. Sci., 1981, NS-28, N3, p.2885.
6. Абрамов А.Г., Дайковский А.Г. и др. Препринт ИФВЭ 82-87 ОМБТ, 1982, Серпухов, 12 с.
7. Debenham P.H. et al. - IEEE, Trans. on Nucl. Sci., 1985, NS-32, N5, p.3648.
8. Wilson R.R. - In: Proceed. Sixth Intern. Conf. on High Energy Accelerators. - Cambridge, 1967, p. 210.
9. Борисов В.Д. и др. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М.: Наука, том I, 1972, 185 с.

Издание осуществлено способом офсетной печати с оригиналов,
представленных Оргкомитетом Совещания

Труды
X Всесоюзного совещания
по ускорителям
заряженных частиц

Том I

Дубна, 21-23 октября 1986

Ответственный за выпуск И.П.Юдин

Редакторы Е.К.Аксенова, Э.В.Ивашкевич.

Рукопись сборника поступила в издательский отдел
2 апреля 1987 года.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области

Заказ 39094. Тираж 450. Уч.-изд.л. 46,8.

Подписано к печати 29.05.87.