

369

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

Том II

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

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

ДУБНА. 16-18 октября 1984 года

Том II

ДУБНА 1985

Девятое Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц проводилось в Дубне Московской области с 16 по 13 октября 1984 года.

В Трудах IX 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.Засильев.

СОДЕРЖАНИЕ

Заключительное слово председателя Оргкомитета IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц А.А.Васильева	стр. XI
СЕССИЯ 7. ПРОБЛЕМЫ МОДЕРНИЗАЦИИ ДЕЙСТВУЮЩИХ УСКОРИТЕЛЕЙ	
КОМПЛЕКС ИТФЭ ДЛЯ УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ И ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ	
А.Е.Большаков, А.А.Васильев, М.А.Веселов, Л.Л.Гольдин, В.Е.Груздев, Ю.М.Златов, Ю.Б.Зудин, С.И.Круглов, П.И.Лебедев, В.И.Николаев, К.К.Оносовский, И.В.Чувилло, В.Г.Шевченко.	3
30 YEARS AT THE FOREFRONT - A PERSPECTIVE OF THE BEVATRON/BEVALAC	
J.R.Alonso.	8
ПОДАВЛЕНИЕ ПРОДОЛЬНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПУЧКА ЧЕРЕЗ КРИТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ В УСКОРИТЕЛЕ ИОНОВ	
С.М.Адо, А.А.Кардаш, Э.А.Няз, П.Т.Пашков, А.В.Смирнов.	15
ОБЕСПЕЧЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СИНХРОТРОНЕ ПУЧКАМИ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЯДЕР	
С.В.Василишин, В.И.Волков, Л.П.Зиновьев, И.Б.Иссинский, А.Д.Кириллов, Л.Г.Макаров, С.А.Новиков, Б.Д.Омелеченко, Ю.К.Пилипенко, И.Н.Семеновский, А.И.Пикин, В.Ф.Сиколенко, А.Л.Смирнов, Э.М.Цыганов, В.И.Черников.	20
СИСТЕМЫ КОРРЕКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КОЛЬЦЕВОГО ИНЖЕКТОРА ИФЭ	
В.Л.Брук, В.К.Воробьев, А.С.Гуревич, Е.В.Клименков, К.П.Ломов, В.М.Мохов, Э.А.Мяэ, В.Г.Тишин, Е.О.Троянов, Г.М.Черный, В.Д.Борисов, В.В.Макаров, Д.П.Мегорский, В.А.Титов.	25
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОГЕРЕНТНОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ ИОНОВ	
Ю.М.Адо, О.П.Лебедев.	30
ФОРМИРОВАНИЕ ЗАКОНА ИЗМЕНЕНИЯ ЧАСТОТЫ УСКОРЯЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ В КОЛЬЦЕВОМ ИНЖЕКТОРЕ-БУСТЕРЕ ИОНОВ	
В.Л.Брук, В.К.Воробьев, Е.В.Клименков, Н.Г.Мамушавили, В.Г.Тишин.	34
УСКОРЕНИЕ ЯДЕР ЛИТИЯ, УГЛЕРОДА И МАГНИЯ В СИНХРОТРОНЕ ОИЯИ ОТ CO₂ ЛАЗЕРНОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ	
Ю.Д.Безногих, А.Г.Бонч-Осмоловский, А.И.Говоров, Л.П.Зиновьев, И.И.Куликов, В.А.Мочинский, А.И.Пикин, И.Ч.Семеновский.	39
СИСТЕМА КОРРЕКЦИИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПОЛОЖЕНИЯ ОРБИТЫ НА ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ ИТФЭ	
Н.Н.Алексеев, А.Е.Большаков, В.П.Заводов, А.С.Рябцев, С.В.Скачков.	43
КОГЕРЕНТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЛЕНТОЧНЫХ ПУЧКОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ КАНАЛАХ ТРАНСПОРТИРОВКИ	
П.Р.Земкевич, А.П.Королев.	49

ПРОЕКТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОДЕРНИЗАЦИИ ЕРЕВАНСКОГО СИНХРОТРОНА ДЛЯ СОЗДАНИЯ НЕПРЕРЫВНЫХ ВЫВЕДЕННЫХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 6 ГэВ А.А.Васильев, А.Ц.Аматуни, И.П.Карабеков, В.М.Цаканов.	53
ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НЕЯВНОПОЛНОСНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНИЙ С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ НА ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ И-2 И.М.Калчичинский, В.С.Скачков, В.С.Артемов, Р.П.Куйбыда, Н.В.Лазарев, В.С.Столбунев, В.И.Эдемский.	57
СИСТЕМА ОДНОВРЕМЕННОГО ВЫВОДА ДВУХ ГАММА-ПУЧКОВ НА БЫСТРОЦИКЛИЧНОМ ЭЛЕКТРОННОМ СИНХРОТРОНЕ Н.А.Зпольский, А.А.Маркарьян, В.Ц.Никогосян, Х.А.Симонян, А.Р.Туманян.	61
ПРОГРАММА ТЕХНИЧЕСКОГО ПЕРЕОБОРУДОВАНИЯ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ "ЮАКЕЛ" В.В.Петренко, Н.А.Черноплеков.	65
ПУТИ СОВЕРШЕНСТВОВАНИЯ ПРОЕКТНЫХ РЕШЕНИЙ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗОН УСКОРИТЕЛЕЙ НА ВЫСОКИЕ ЭНЕРГИИ В.Б.Гетманов.	68
СЕССИЯ 8. УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ НАРОДНОГО ХОЗЯЙСТВА И МЕДИЦИНЫ	
УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННОСТИ И МЕДИЦИНЫ Ю.П.Вахрушин, В.А.Глухих, М.П.Свиньин.	75
ПОЛУЧЕНИЕ КОРОТКОЖИВУЩИХ И УЛЬТРАКОРОТКОЖИВУЩИХ РАДИОНУКЛИДОВ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В МЕДИЦИНЕ И.В.Чувило, Л.Л.Гольдин, В.С.Хорошков, И.А.Воронцов, Н.В.Лазарев, М.Ф.Ломанов, Г.Г.Шмичук, Н.Ф.Тарасов, А.Б.Малинин, В.А.Братцев.	81
ЦИКЛИЧЕСКИЙ ИМПЛАНТАТОР ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ПРИКЛАДНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ Г.Н.Флеров, А.М.Андрьянов, П.Ю.Апель, С.Л.Богомолов, Г.Г.Гульбекян, А.И.Иваненко, Б.А.Кленин, И.В.Колесов, В.И.Кузнецов, В.Б.Кутнер, А.М.Мордучев, Р.Ц.Оганесян, К.И.Семин, Э.А.Чугреев.	86
СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ЦИКЛОТРОНОВ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ И МЕДИЦИНЕ Ю.П.Вахрушин, М.Ф.Ворогушин, А.Н.Галаев, А.В.Гальчук, М.С.Давыдов, Л.Е.Королев, Е.Б.Крымов, М.Ф.Мальшев, А.В.Степанов.	91
ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЛЕГКИХ ИОНОВ ПРИКЛАДНОГО НАЗНАЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ СТРУКТУР СО СПИРАЛЬНЫМИ ПОЛУВОЛНОВЫМИ ВИБРАТОРАМИ О.А.Вальднер, В.Ф.Гасс, А.А.Глазков, А.Д.Коляскин, Ю.В.Крылов, В.Н.Леонов, И.Р.Лобанов, А.А.Лукашев, О.С.Милованов, Л.И.Иванов, Н.А.Махлин, В.О.Вальднер.	94
СИСТЕМА ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ДЛЯ ДЕФЕКТΟΣКОПИИ Б.О.Большаков, Л.З.Кавалерчик, Ю.В.Соловьев, Л.П.Фомин, В.Э.Эгмель.	98
ЛИНЕЙНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ ТРЕХАНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛЯ РАДИАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ У-33 И.А.Кузьмин, А.Я.Саверский, А.П.Шалтырев, И.С.Цедрик.	102
МОДУЛЬНЫЕ УСКОРИТЕЛЬНЫЕ ТРУБКИ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ Б.И.Альбертинский, А.Т.Ермолаев, М.П.Свиньин, С.Г.Цепакин, Р.С.Чечиков.	106

СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛЯ ОБЛУЧЕНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ДЛЯ РАДИАЦИОННОЙ ТЕХНОЛОГИИ	
А.С.Иванов, В.П.Овчинников, М.П.Свищев, М.Т.Федотов	108
МАГНИТООПТИЧЕСКИЕ УСТРОЙСТВА ТЕРАПЕВТИЧЕСКОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ С РЕЦИРКУЛЯЦИЕЙ ПУЧКА	
М.Г.Нагаенко, Ю.П.Севергин, А.С.Федоров	111
ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ АВТОГЕНЕРАТОРА С СИЛОВОЙ ЕМКОСТНОЙ СВЯЗЬЮ	
В.С.Панасюк, Ю.К.Самошников, М.Ф.Симановский, В.В.Олимонов	114
СИЛЬНОТОЧНЫЕ НАНОСЕКУНДНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЫСОКОЙ ЧАСТОТОЙ СЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ	
А.С.Ельчанинов, Ф.Я.Загулов, С.Д.Хоровин, О.П.Кутенков, В.С.Ландель, Г.А.Месяц, В.Г.Шпак	118
РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ УСКОРИТЕЛЬНЫХ НЕЙТРОННЫХ ТРУБОК ТИПА ДИН-1 И ЛНТ-2М ДЛЯ НАРОДНОГО ХОЗЯЙСТВА	
Д.Ф.Беспалов, В.А.Войтенко, В.М.Гулько, Н.Ф.Коломиец, Р.П.Плешакова, Е.В.Рябов, А.С.Цыбин, А.Е.Шиканов	123
МИКРОТРОНЫ ДЛЯ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ПРИКЛАДНЫХ ЦЕЛЕЙ	
И.В.Алексеев, Н.З.Владимиров, А.Ю.Балаев, В.П.Горбачев, П.Ф.Смирнов, А.В.Соловьев, В.П.Степанчук	26
РАЗРЕЗНОЙ МИКРОТРОН НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ НИИЯФ АГУ	
Ю.И.Горбатов, В.К.Гришин, Б.С.Ишанов, М.Ю.Никольский, И.М.Пискарев, В.М.Сорин, М.А.Сотников, В.И.Шведун, А.Н.Сандалов, А.В.Сумаков, К.А.Беловиц, А.А.Коломенский	129
РАЗРАБОТКА И ОРГАНИЗАЦИЯ ПРОИЗВОДСТВА РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ ДЛЯ МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ ЦЕЛЕЙ НА ЦИКЛОТРОНЕ У-240	
В.А.Агеев, В.С.Белявченко, В.И.Быков, С.П.Виричек, Н.Г.Зайцева, А.А.Ключников, Л.А.Кузина, А.Ф.Линев, А.Ф.Новгородов, Е.Е.Олейник, К.И.Ольховский, А.Д.Саженов, В.А.Халикин	134
О РАЗРАБОТКЕ ЕДИНОЙ СЕРИИ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННОСТИ И МЕДИЦИНЫ	
О.П.Вахрушин, В.А.Глухих, В.М.Николаев	130
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ	
И.Ф.Исаков, Е.И.Логачев, С.А.Печенкин, Г.Е.Ремнев	143
<u>СЕССИЯ 9. ДИНАМИКА ЧАСТИЦ В УСКОРИТЕЛЯХ И НАКОПИТЕЛЯХ, ИМПУЛЬСНЫЕ УСКОРИТЕЛИ И КОЛЛЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ УСКОРЕНИЯ</u>	
КОЛЛЕКТИВНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ - КУТИ-20	
В.С.Александров, В.К.Антропов, С.М.Бнянский, К.Дега, Г.В.Долбилов, В.И.Казака, Н.И.Лебедев, А.В.Макулин, В.И.Мионов, Э.А.Перельштейн, В.А.Петров, В.П.Саранцев, А.И.Сидоров, А.П.Сумбаев, Э.Титтель, А.А.Фатеев, И.М.Хохлов, В.С.Швецов, Б.А.Нестакон, А.С.Цеулин, Б.Г.Финнов	151
СИЛЬНОТОЧНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ В ОБЛАСТИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКИ И КОЛЛЕКТИВНЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ	
Г.И.Бацких, Л.М.Казанский, А.А.Кузьмин, Р.А.Мещеряков, А.А.Орешин, В.С.Рыбалко, В.Д.Сажин, В.Д.Селезнев	157

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТОВ ВСТРЕЧИ ОТ ПОЛОЖЕНИЯ РАБОЧЕЙ ТОЧКИ НАКОПИТЕЛЯ	
А.Б.Темных.	163
ИССЛЕДОВАНИЕ ДИОДА С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ КИЛОАМПЕРНЫХ ТОКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ	
А.В.Агафонов, А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев, И.И.Логачев, П.С.Михалев, А.Д.Мозговой, Д.Б.Орлов, В.А.Пападицев, Т.А.Шелковенко.	166
О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ МЕДЛЕННОЙ ЛЕНТИНОВСКОЙ ВОЛНОЙ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ	
А.Г.Бонч-Осмоловский, К.А.Решетникова.	172
ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПУЧКОВ H^- В ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ	
В.М.Бистрицкий, Я.Э.Красик.	175
О ВОЗМОЖНОСТИ МНОГОКРАТНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЕЦ ДЛЯ УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ	
Ю.И.Алексахин, В.П.Саранцев.	178
МЕТОД РАСЧЕТА ИСТОЧНИКОВ СИЛЬНОТОЧНЫХ БРИЛЛЮЭВСКИХ ПУЧКОВ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ	
Ю.И.Алексахин, В.О.Нефедьев, Б.Г.Циннов.	183
КОЛЛЕКТИВНОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ В ПРЯМЫХ ЧАСТИЧНО НЕЙТРАЛИЗОВАННЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ	
А.Ш.Айрапетов, А.А.Коломенский, Е.А.Кострикина, Д.Б.Орлов, Б.Н.Яблоков.	186
О ФОРМИРОВАНИИ МГНОВЕННОЙ ОРБИТЫ В СИНХРОТРОНЕ	
Ю.А.Башмаков, В.А.Карлов.	190
К ТЕОРИИ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ МЕДЛЕННОЙ ЧЕРЕНКОВСКОЙ ВОЛНОЙ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЗАМЕДЛЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЕ	
В.К.Гришин, К.А.Решетникова.	194
ИССЛЕДОВАНИЕ САМОЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ В КОЛЬЦЕВОЙ СГУСТОК В АДГЕЗАТОРЕ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ	
В.М.Лабизкий.	197
К РАСЧЕТУ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ ЛИНЕЙНОГО КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ	
Г.Г.Асеев, А.Н.Коростелев, Г.Г.Кузнецова, А.Г.Лымырь, П.А.Мартыненко, Н.А.Хижняк.	203
НАГРЕВ ПУЧКА ВБЛИЗИ ПОРОГА СЛАБОДИССИПАТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ	
Н.С.Диканский, Д.В.Пестриков.	206
ОБ УДАРНОМ УСКОРЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ	
Е.Г.Бессонов, А.В.Серов.	209
ЭЛЕКТРОННАЯ ПУШКА - ИНЖЕКТОР ЛИНЕЙНОГО ИНДУКЦИОННОГО УСКОРИТЕЛЯ ЛНУ-5/5000	
С.В.Мартынов, В.И.Першин, В.К.Плотников, Н.Я.Попова, Ю.П.Вахрушин, Н.И.Колесов, В.Н.Мамочкин, А.Н.Попов.	212

ПРЕДОЛЖЕНИЕ КУЛОНОВСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ ТОКА ПРИ ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ СИНХРОННОЙ ФАЗЕ	
Ю.А.Буданов	215
МОДИФИЦИРОВАННЫЙ РЕЖИМ ГЕНЕРАЦИИ МОЩНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ	
Д.Р.Акерман, В.И.Быстрицкий, А.Н.Диденко, С.Н.Волков, Я.Е.Красик, А.М.Толопа	215
КАЧЕСТВО ПУЧКА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЦЕЛЫХ РЕЗОНАНСОВ В КАВНОННОЙ ОБЪЕМНОЙ	
Л.А.Саркисян, Т.А.Чернышенко	222
ВЛИЯНИЕ СОБСТВЕННЫХ ВИХРЕВЫХ ПОЛЕЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ	
С.Е.Брагин, Ю.В.Сеничев	226

СЕССИЯ 10. ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

ВЭПП-4: СОСТОЯНИЕ И ПЛАНЫ

В.В.Анашин, М.М.Бровин, П.Д.Волыный, О.П.Гордеев, А.А.Холонец, А.А.Казачков, Г.А.Корнюхин, В.А.Киселев, Э.А.Купер, Л.М.Курдадзе, Б.В.Левичев, А.А.Медведко, С.И.Мишнев, А.П.Онушин, В.В.Петров, Г.С.Пискунов, В.Г.Попов, И.Я.Протопопов, Ю.А.Рупков, В.А.Сидоров, А.Н.Скринский, А.Б.Темных, Г.М.Тумайкин, Ю.И.Эйфельман	233
---	-----

ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫЙ НАКОПИТЕЛЬ-ОХЛАДИТЕЛЬ БЭП

В.В.Анашин, В.Б.Вассерман, В.Г.Вещеревич, Б.И.Гришанов, А.Б.Евстигнеев, И.А.Кооп, В.И.Кулчик, В.М.Меджидзаде, А.А.Михайличенко, Е.А.Переведенцев, В.М.Петров, И.К.Седларов, А.Н.Скринский, Э.М.Трахтенберг, Ю.М.Шатунов	236
---	-----

ОСОБЕННОСТИ КУЛОНОВСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ ХОЛОДНОГО НЕГРУППИРОВАННОГО ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЕ

Н.С.Ликанский, Д.В.Пестриков	246
--	-----

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО МЕДЛЕННОМУ ВЫВОДУ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ НАКОПИТЕЛЯ И-100

Е.В.Буляк, П.И.Гладких, С.В.Ефимов, В.П.Козин, С.Г.Конюченко, В.В.Марков, Н.И.Мочешников, Л.В.Репринцев, А.С.Тарасенко	250
---	-----

СОСТОЯНИЕ РАБОТ С ОПТИЧЕСКИМ КЛИСТРОНОМ В НАКОПИТЕЛЕ С АН ССЕР

Н.А.Винокуров, П.Д.Волыный, Г.А.Корнюхин, Г.Н.Кулипанов, В.Н.Литвиненко, Н.А.Мезенцев, А.Н.Скринский	254
---	-----

ИЗМЕРЕНИЕ РАЗБРОСА СПИНОВЫХ ЧАСТОТ В НАКОПИТЕЛЕ

А.П.Лисенко, А.А.Полунин, Ю.М.Шатунов	258
---	-----

СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ "ЗЕМЛЯ" С ПОЛЕМ 75 кГс ДЛЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОГО НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-2И

В.В.Анашин, В.Б.Вассерман, А.М.Власов, П.В.Воробьев, Г.М.Иванов, П.А.Климин, И.А.Кооп, Е.А.Переведенцев, А.Н.Скринский, Ю.М.Шатунов	262
--	-----

ИСТОЧНИК КВАЗИОДНОРОДНЫХ И ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КОМПТОНОВСКИХ γ -КВАНТОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭПП-4

А.А.Каззак, Г.Я.Кезерашвили, А.Н.Скринский, Г.М.Тумайкин, Ю.М.Шатунов, Л.Е.Лазарева, В.Г.Иedorезов	268
---	-----

ПРОЕКТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАКОПИТЕЛЯ-РАСТЯЖИТЕЛЯ ПУЧКА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ
ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭНЕРГИЮ 2000 МэВ ХОТИ АН УССР

Е.В.Буляк, В.А.Вишняков, П.И.Гладких, В.Ю.Гончар, Ю.Н.Григорьев, И.С.Гук,
Е.В.Еременко, С.В.Ефимов, Е.В.Инопин, И.И.Коба, В.В.Кондратенко, В.П.Козин,
С.Г.Клюненко, В.И.Курилко, А.С.Мазанишвили, Н.И.Мочешников, Н.М.Маугольный,
Р.Я.Репринцев, П.В.Сорокин, А.Е.Толстой. 272

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ КРАЕВОГО ПОЛЯ ПОВОРОТНЫХ МАГНИТОВ
В ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЯХ И НАКОПИТЕЛЯХ

Е.В.Буляк, С.В.Ефимов, А.С.Тарасенко. 276

ВЛИЯНИЕ КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ВЕДУЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НАКОПИТЕЛЯ
НА ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ

А.Б.Темных. 280

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ НАКОПИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ ЕРФИ
ОТ СТРУКТУРЫ ЯЧЕЙКИ ПЕРИОДИЧНОСТИ

И.П.Карабеков, В.М.Цаканов. 285

СЕССИЯ 11. РАДИАЦИОННЫЕ ПРОБЛЕМЫ НА УСКОРИТЕЛЯХ

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АДРОННОГО МЕЖЯДЕРНОГО КАСКАДА
НА БОЛЬШИХ РАСТОЯНИЯХ ОТ ИСТОЧНИКА

В.Л.Бибин, М.В.Казарновский, С.В.Сережников. 295

ОЦЕНКА РОЛИ РЕАКЦИИ μ^- -ЗАХВАТА АДРАМИ ЖЕЛЕЗА В ФОРМИРОВАНИИ ПОЛЯ НЕЙТРОНОВ
ВОКРУГ ПОГЛОТИТЕЛЯ МЭОНОВ НЕЙТРИННОГО КАНАЛА У-70

В.П.Крючков, Г.И.Семенова. 299

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННЫХ И ФОНОВЫХ УСЛОВИЙ НА КАНАЛЕ МЕЧЕННЫХ НЕЙТРИНО ИОВЭ

И.С.Байшев, А.П.Бугорский, С.П.Денисов, М.А.Маслов, Н.В.Мохов,
С.И.Стриганов, А.В.Узунян. 303

СИСТЕМА ВРЕМЕННОГО АНАЛИЗА ВСТРЯЧНОГО НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ
В ЦИКЛЕ УСКОРИТЕЛЯ

Е.А.Белогорлов, Г.И.Бритаин, Г.И.Крупный, В.С.Луканин, В.Д.Майоров, А.В.Макагонов,
В.Н.Пелешко, Я.Н.Расцветалов. 309

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА НЕПРЕРЫВНОГО РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ
ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОГО УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ВЭПП-4
/СТРУКТУРА И РЕАЛИЗАЦИЯ/

В.В.Каргальцев, О.М.Корябкин, Э.А.Купер, А.В.Репков. 314

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА НЕПРЕРЫВНОГО РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ
ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОГО УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ВЭПП-4.
ЦЕЛИ, ПОДХОДЫ, ДЕТЕКТОРЫ

В.Г.Баркова, О.М.Корябкин, А.В.Репков, В.Я.Чудаев. 318

К РАСЧЕТУ ТОПОГРАФИИ ПОЛЕЙ РАДИАЦИОННЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ
В ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ИОНОВ

Н.А.Ухняк, И.С.Сидоренко, Б.А.Шилаев, М.Г.Шупика. 325

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗМОЖНОСТИ ЗАЩИТЫ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ
СИЛЬНОТОЧНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ОТ ПОВРЕЖДЕНИЙ УСКОРЕННЫМ ПУЧКОМ

В.В.Калашников, Ю.В.Капырин, В.В.Петренко. 325

СЕССИЯ 12. ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ СИСТЕМ УСКОРИТЕЛЕЙ НА СВЕРХВЫСОКИЕ ЭНЕРГИИ

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ДИПОЛЬНЫХ МАГНИТОВ УНК

А.И.Агеев, Н.И.Андреев, В.И.Балбеков, Э.А.Булатов, В.А.Васильев,
Л.М.Васильев, К.Ф.Герцев, В.И.Григасов, В.И.Долженков, Ю.П.Дмитревский, Б.В.Елистратов,
К.П.Мызников, Н.Л.Смирнов, В.Б.Сытник, Н.Н.Тараканов. 335

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕХОДА МОДЕЛЕЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ УНК В НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ

Н.И.Андреев, Г.М.Антоничев, Л.М.Васильев, М.И.Глинский, В.И.Григасов,
В.И.Демянчук, А.Н.Ерохин, Б.В.Казьмин, К.П.Мызников, В.В.Сытник, Н.Н.Арыгин. 343

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО КВАДРУПОЛЬНОГО МАГНИТА

Н.И.Андреев, В.И.Балбеков, Э.А.Булатов, Л.М.Васильев, К.Ф.Герцев, Б.И.Григасов,
А.В.Двойченко, К.П.Мызников, В.В.Сытник, Н.Н.Тараканов, С.В.Трофимов. 347

СРАВНЕНИЕ СПОСОБОВ КРИСТАТИРОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ДИПОЛЬНЫХ МАГНИТОВ

Соч. Зун Ган, Ю.П.Филиппов, С.И.Зимченко. 350

ЭФФЕКТЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В УНК

В.И.Балбеков. 353

ЗАЩИТА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО КОЛЬЦА ОТ ОБЛУЧЕНИЯ ПРИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПОТЕРЬ ПРОТОНОВ В УНК

А.И.Дрождин, М.А.Маслов, Ч.В.Мохов, К.П.Мызников, Ю.С.Федотов,
В.Н.Челегин, С.А.Чирное. 368

ТРЕБОВАНИЯ К НЕЛИНЕЙНОСТИ ПОЛЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ УНК

В.И.Балбеков, А.И.Дрождин, К.П.Мызников, Ю.С.Федотов, П.Н.Чирков, И.А.Язынин. 371

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В СП КАБЕЛЕ МАГНИТОВ УНК

Ю.П.Дмитревский, А.В.Злобин, А.И.Никулин, В.И.Шунский. 376

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ КРИОГЕННОГО МОДУЛЯ

А.И.Агеев, С.И.Зимченко, М.В.Левин, С.Н.Логачев, А.Н.Шамичев. 380

СТАНЦИЯ ПЕРЕГРУППИРОВКИ ПУЧКА ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА У-70 НА ЧАСТОТУ УСКОРЯЮЩЕГО ПОЛЯ УНК

В.А.Васильев, Г.Г.Гуров, А.Ю.Маловицкий, К.П.Мызников, В.В.Поляков,
И.И.Сулягин, Б.К.Зембель, Н.И.Балалыкин, Н.Б.Рубин, В.П.Саранцев, Г.И.Сидоров. 384

СИСТЕМА ОХЛАЖДЕНИЯ ОПЫТНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

С.П.Гурин, В.Д.Иванов, В.А.Ларионовский, Б.А.Соколов, В.Н.Танчук. 388

СИСТЕМА КОРРЕКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПЕРВОЙ СТУПЕНИ УНК

В.И.Балбеков, И.Б.Волков, Г.Г.Гуров, Б.В.Казьмин, О.В.Курнаев, К.П.Мызников,
Ю.С.Федотов, П.Н.Чирков. 392

РАЗРАБОТКА ГОЛОВНОЙ СЕКЦИИ УДАРНЫХ МАГНИТОВ УНК

Н.И.Андреев, А.Б.Емельянов, О.В.Курнаев, С.И.Маценко, В.А.Сычев, Ю.Д.Трофимов. 395

СЕССИЯ 13. ПРОЕКТЫ НОВЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

ВЛЭПП. СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТКИ МОДУЛЯ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

В.Е. Балакин, Ю.Г. Бабуров, О.Н. Брежнев, М.Н. Захваткин, Б.В. Иванов, С.Ю. Казаков,
В.Ф. Каситский, В.Ф. Кляев, А.В. Кожемякин, Е.И. Кокин, В.И. Кондратьев, Г.С. Крайнов,
Г.М. Кузнецов, Д.Е. Кузлин, А.Н. Лукин, А.В. Новохатский, М.А. Олейников, Э.И. Похлебенин,
Ю.И. Семенов, Н.А. Соляк, Н.Г. Хавин, Г.И. Ясенов, Б.И. Ястреба. 401

ДЛИТЕЛЬНОЕ УДЕРЖАНИЕ ЦИРКУЛИРУЮЩЕГО ПУЧКА НА РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ОРБИТЕ В СИНХРОТРОНЕ "ТРОЛЛ"

С.И. Аневский, А.Е. Верный, А.В. Ембаев, С.А. Кононов, В.С. Панасюк,
С.Г. Панкратов, В.В. Саночкин, Ю.И. Терешкин, В.Б. Хромченко. 403

STATUS OF THE NEKA-PROJECT

A. Wrulich. 407

ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ

А.А. Коломенский. 413

НОВОЕ ПОКОЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ДЛЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

К.А. Беловинцев. 421

СПИСОК УЧАСТНИКОВ IX ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ

ПО УСКОРИТЕЛЯМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ. 429

ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНОЕ СЛОВО
ПРЕДСЕДАТЕЛЯ ОРГКОМИТЕТА IX ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ
ПО УСКОРИТЕЛЯМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ А.А.ВАСИЛЬЕВА

Уважаемые товарищи, коллеги!

IX Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц заканчивается, и можно подвести его итоги.

На двух пленарных сессиях Совещания /председатели А.А.Васильев и А.А.Наумов/ были обсуждены современные тенденции развития ускорителей, проблемы больших ускорительных комплексов и проекты новых ускорителей.

Большой интерес вызвал доклад об основных проблемах физики высоких энергий /С.М.Биленький/, в котором, в частности, были сформулированы требования к ускорительным комплексам, обусловленные физикой высоких энергий. От имени большого коллектива сотрудников ИФВЭ /Серпухов/ В.И.Котов подробно рассказал о расчетных характеристиках системы каналов частиц УНК ИФВЭ - сооружаемого в СССР крупного ускорительного комплекса, предназначенного для получения протонных пучков с энергией 3 ТэВ, а также pp- и p \bar{p} -встречных пучков. В докладе "Развитие кибернетических методов в новом поколении ускорителей на сверхвысокие энергии" /А.А.Васильев, В.А.Бережной/ дан анализ эволюции кибернетических методов управления. С интересом было выслушано сообщение об основных результатах запуска бустера на энергию 1,5 ГэВ, предназначенного для повышения интенсивности действующего ускорителя ИФВЭ. Этот важный результат совместной работы специалистов ИФВЭ, ИИЭФА им. Д.В.Ефремова и МРТИ АН СССР представил аудитории Э.А.Мяэ. С докладом о механических проблемах создания плавающего ускорителя выступил И.Недялков /НРБ/. Блнмание привлек доклад А.Врулиха /ФРГ/ об успешно ведущихся работах по созданию комплекса HERA - установки для получения встречных электрон-протонных пучков с энергией 30 ГэВ x 820 ГэВ.

И в настоящее время единственно возможным путем создания протонных ускорительных комплексов на энергию ≥ 1 ТэВ является использование каскада ускорителей, кибернетических методов управления параметрами пучка и сверхпроводящих магнитов.

В докладе "ВЛЭПП. Состояние разработки модуля линейного ускорителя" /В.Е.Салакин, Ю.Г.Бамбуров, О.Н.Брежнев и др./ рассказано о состоянии работ на решающем направлении проекта комплекса встречных e^+e^- пучков с использованием линейных ускорителей, разрабатываемого в ИЯФ СО АН СССР.

Из сообщения В.С.Панасюка, С.И.Аневского, А.Е.Верного и других сотрудников ВНИИОФИ - "Длительное удержание циркулирующего пучка на релятивистской орбите в синхротроне ТРОЛЛЬ" - следует, что технические трудности в разработке циклических ускорителей электронов с использованием сильных импульсных магнитных полей успешно преодолеваются, и такие ускорители находят применение в некоторых областях науки и техники.

В докладе П.А.Черенкова, К.А.Беловинцева, Е.И.Тамма и др. были сообщены проектные соображения о возможности и целесообразности создания ускорительного комплекса из трех микротронов с конечной энергией 4,5 ГэВ /ток - 300 мкА/ в основном для проведения исследований в области физики фотоядерных реакций /ФИАН СССР/.

Внимание участников Совещания привлек доклад А.А.Коломенского "Лазерное ускорение", в котором анализируются различные предложения по использованию лазеров для существенного повышения удельного прироста энергии. Однако до практического использования этого направления предстоит еще преодолеть значительные трудности.

На сессии "Ускорители тяжелых ионов" /председатель Г.Н.Флеров/ в докладе, сделанном Ю.Ц.Оганесяном, сообщалось об ускорительном комплексе, который предполагается создать в ОИЯИ на основе существующего циклотрона У-400 и нового циклотрона У-400М; комплекс позволит получать ускоренные ионы всех элементов от кислорода до урана с энергией 120 ± 20 МэВ/нукл. и интенсивностью $5 \cdot 10^{12} \pm 10^{11}$ частиц/с. Сообщение Д.Бибу /Франция/ было посвящено современному состоянию и перспективам развития циклотронного комплекса GANIL, в котором осуществляется ускорение ионов от кислорода до ксенона /а в ближайшее время - и до урана/ с энергией 100 ± 10 МэВ/нукл.; плз к дальнейшему развитию комплекса предусматривают замену источника типа PIG на источник ECR-типа, что позволит увеличить энергию ионов средних масс вдвое.

Новые аспекты развития ускорителей тяжелых ионов на средние энергии обусловлены как необходимостью увеличения энергии, интенсивности и расширения спектра ускоряемых ионов, так и связанной с этим потребностью создания новых источников ионов и накопителей. Последнему вопросу был посвящен доклад В.Шотта /ФРГ/, в котором представлен проект накопительного кольца для циклотрона в Юлихе. Указанные выше и другие проблемы ускорителей тяжелых ионов рассматривались на этой сессии.

Большой круг вопросов был обсужден на сессии "Радиотехнические системы" /председатель С.К.Есин/. Здесь в центре внимания находились работы по ускоряющим структурам с однородной высокочастотной фокусирующей. В ИТЭФ благодаря применению симметричных индуктивных шлейфов коллективу сотрудников, возглавляемому И.М.Капчинским, удалось создать высокостабильную структуру на частоте 6 МГц для ускорения тяжелых ионов. О различных вариантах структуры с однородной высокочастотной фокусирующей.

кой для ускорения ионов и многопучковых ускорителей рассказал Х.Кляйн /ФРГ/.

Важными этапами в создании крупных ускорительных комплексов и ввода их в эксплуатационный режим стали работы по пуску систем ВЧ-питания установки ВЭПП-4 в ИЯФ СО АН СССР /В.С.Арбузов, С.А.Беломестных, В.Г.Вещеревич и др./ и бустера действующего в ИФВЭ ускорителя на энергию 70 ГэВ /В.Л.Брук, В.К.Воробьев, Л.А.Глухих, Э.А.Мэз и др./.

Значительные результаты получены в области математического моделирования ускоряющих структур - созданы пакеты программ в ОИЯИ, ИФВЭ, ИЯИ АН СССР, пригодные для решения трехмерных задач; намечены пути дальнейшего усовершенствования техники расчета полей.

Следует отметить создание автоматизированных комплексов для измерения параметров ускоряющих структур в МИФИ /О.А.Вальднер, Г.П.Аверьянов и др./ и ИЯИ АН СССР /С.П.Агафонов, В.В.Годнев, О.Я.Гричина и др./ и разработку сверхпроводящих ускоряющих структур с высокими параметрами - $Q \sim 10^{10}$, $E \sim 25$ МэВ/м /ТПИ им. С.М.Кирова, НИИЭФ им. Д.В.Ефремова, МИФИ/, а также выполненное в ИЯИ АН СССР /С.К.Есин, П.Н.Остроумов/ исследование процесса неустойчивости пучка при взаимодействии с гибкими колебаниями, что существенно для дальнейшего развития и применения ускоряющей структуры с шайбами и диафрагмами.

В докладах и выступлениях на сессии "Системы управления ускорителями" /председатель Ю.Н.Денисов/ в качестве нового аспекта этой проблемы нужно отметить введение микропроцессоров для создания распределенной сети управления различными узлами ускорителя. В возникшей дискуссии, наряду с обсуждением вопросов, детализирующих изложенные в докладах положения, затрагивались и проблемы эффективности внедрения автоматизированных систем управления ускорителями. На сессии отмечалось, что эффективность внедрения АСУ ускорителями должна непрерывно возрастать в связи с удешевлением элементной базы, повышением ее надежности и совершенствованием математического обеспечения; перспективными направлениями в развитии структур АСУ ускорителями были признаны всевозможные варианты их построения по схеме с распределенными, как правило, микропроцессорными, вычислительными ресурсами.

Большой интерес участников Совещания вызвал доклад "Фазотрон ОИЯИ - физический пуск", сделанный Л.М.Онищенко от имени коллектива ученых ЛЯП ОИЯИ и НИИЭФ им. Д.В.Ефремова на сессии "Проблемы создания мезонных и ланонных фабрик" /председатель В.П.Джелепов/. Докладчик сообщил об основных результатах успешного запуска фазотрона ОИЯИ на 680 МэВ, о результатах комплексной наладки основных систем ускорителя в предпусковой период, и представил информацию о параметрах пучка на различных радиусах, полученную в период запуска с использованием трех различных методик. Дальнейшее увеличение интенсивности пучка, как это показано

в сообщении С.Б.Ворожцова, связано, в частности, с уменьшением спада среднего магнитного поля в центре ускорителя. Физический пуск фазотрона ОИЯИ продемонстрировал правильность основных концепций, принятых в проекте этого ускорителя.

Об основных параметрах пучков, полученных на циклотроне TRIUMF /Канада/, было сообщено в докладе Ж.Дутто: ток выведенного пучка протонов - до 200 мкА, ток поляризованных протонов - 0,6 мкА с коэффициентом поляризации 75%. Дальнейшее развитие этого научного центра связывается с реализацией проекта каонной фабрики /30 ГэВ, 100 мкА/, которая будет представлять собой каскад из циклотрона TRIUMF, бустера на энергию 5 ГэВ и синхротрона на энергию 30 ГэВ; в связи с этим особое значение приобретает проблема высокоэффективного вывода пучка, которой уделяется большое внимание.

Физическому обоснованию кольцевого накопителя протонов, предназначенного для преобразования структуры импульсов тока частиц Московского мезонной фабрики, было посвящено сообщение сотрудников ИЯИ АН СССР и НИИЭА им. Д.В.Ефремова, сделанное И.А.Шукеево: оригинальный вариант накопителя обеспечивает группирование пучков без применения ВЧ-системы.

На стендах сессии демонстрировался ряд докладов по отдельным системам фазотрона ОИЯИ, по усовершенствованию метода вывода частиц из ускорителей со спиральной структурой поля, а также ряд докладов из ИЯИ АН СССР и НИИЯФ МГУ.

На сессии "Магнитные системы, системы электропитания и вакуумные системы ускорителей" /председатель О.А.Гусев/ ряд докладов, в том числе приглашенный доклад В.Г.Рогозинского, был посвящен вопросам получения сверхвысокого вакуума в ускорительно-накопительных комплексах; отдельным проблемам получения высокого вакуума были посвящены доклады, представленные сотрудниками ИЯФ СО АН СССР, ИФЭ и ОИЯИ. Обсуждение результатов экспериментальных измерений коэффициента ионсенсиблированной десорбции газа с поверхности, некоторых конструктивных проблем, связанных с термоциклированием вакуумных камер и организацией откачки вакуумного объема, показало возможность создания более экономичных систем, в том числе для УНК ИФЭ. С интересом было выслушано сообщение /Ю.М.Адо, Э.А.Людчирский, А.А.Наумов, М.А.Холосенко/ о разработке и вводе в эксплуатацию в ИФЭ септум-магнитов с вынесенными из вакуумного объема магнитопроводами и обмотками, что позволило повысить надежность работы магнитов.

Полезное обсуждение конструкций литиевых линз и возможностей их использования прошло у стендов с докладами, представленными ИЯФ СО АН СССР /Б.Ф.Саянов, Т.А.Всеволожская и др./; в частности, отмечалась целесообразность их использования, например, при работе в частотном режиме,

а также были определены пути доработки конструкции литиевых линз с целью их возможного применения в каналах вторичных частиц УНХ ИФВЭ.

Живой интерес у разработчиков магнитных систем вызвал доклад /М.М.Карлинер, М.А.Тиунов, Б.М.Фомель/, посвященный использованию в ИЯО СО АН СССР для расчета трехмерных нелинейных задач магнитостатики на мини-ЭВМ типа "Электроника-100" интегрального метода.

На сессии были обсуждены вопросы ввода в эксплуатационный режим бустера ускорителя У-70 и результаты опытной эксплуатации тиристорной системы питания его электромагнита /доклады сотрудников ИФВЭ и НИИЭСА им. Д.В.Ефремова/; были рассмотрены вопросы, связанные с неравномерным распределением магнитного поля кольцевого электромагнита I ступени УНХ ИФВЭ /Б.В.Казьмин, А.А.Черепашин/, проблемы построения прецизионных датчиков тока /Ю.Н.Денисов, В.В.Калиниченко, В.П.Саванеев/ и другие.

В ходе возникшей при обсуждении докладов дискуссии отмечалось, что одной из важных сторон проблемы создания систем электропитания, магнитных и вакуумных систем ускорителей является усиливающаяся необходимость повышения надежности их работы путем использования новых схемных и конструктивных решений, а практический опыт работы над этими системами должен учитываться как при создании новых установок, так и реконструкция действующих.

Значительное внимание на сессии "Проблемы модернизации действующих ускорителей?" /председатель Л.Л.Гольдин/ было уделено вопросам ускорения тяжелых ионов. В докладе Дж.Алонсо /США/ были приведены сведения об ускорении тяжелых ионов до урана включительно на установке Бээзалак, на которой, в частности, хорошо зарекомендовали себя источники типа PIG; в Беркли также продолжают работы по применению тяжелых заряженных частиц для лучевой терапии / - 150 человек в год/.

Хорошие результаты по ускорению тяжелых ионов получены на синхрофазотроне ОИЯИ /доклад Ю.Д.Безногих, А.И.Говорова, Л.П.Зиновьева и др./: источник на CO₂-лазере обеспечил возможность ускорения ядер углерода и кислорода с интенсивностью - $5 \cdot 10^8$ яд./имп. и - $4 \cdot 10^7$ яд./имп. соответственно. Доклад группы специалистов /А.Е.Большаков, Л.Л.Гольдин, В.Г.Шевченко, И.В.Чувило и др./ касался реконструкции протонного синхротрона ИТЭФ в ускорительный комплекс, который будет способен ускорять также и многозарядные ионы.

Несколько докладов сотрудников ИФВЭ и НИИЭФА им. Д.В.Ефремова было посвящено кольцевому инжектору ускорителя ИФВЭ.

На сессии сообщалось об удачном опыте использования в ИТЭФ квадрупольных линз с постоянными магнитами в линейном ускорителе /И.М.Капчицкий, В.С.Скачков и др./ . Были представлены проекты модернизации линейного ускорителя "Факел" в ИАЭ им. И.В.Курчатова /В.В.Петренко, Н.А.Черноплеков/ и Ереванского синхротрона /А.А.Васильев, А.Ц.Аматун и др./.

Следует отметить, что модернизация действующих ускорителей направлена в настоящее время главным образом на увеличение интенсивности пучков ускоренных частиц, переход от ускорения одного сорта ускоряемых частиц /протоны, электроны/ к ускорению также многозарядных ионов, на повышение эффективности использования установок.

Весьма широкий спектр проблем - от радиационного разогрева сверхпроводников до активации прилегающего грунта и грунтовых вод вокруг ускорителя и создания автоматизированных детектирующих систем радиационного контроля - был обсужден на сессии "Радиационные проблемы на ускорителях" /председатель В.Н.Лебедев/. На многих установках практически достигнут тот уровень интенсивности, при котором вопросы радиационной защиты становятся все более определяющими. Перспективным представляется внедрение скреперов и ограничителей пучка, применение в местах с очень высоким уровнем радиации неорганической изоляции, создание автоматизированных систем радиационного контроля и ряд других мер.

В результате оживленной дискуссии было признано, что принятие мер для минимизации потерь частиц является наиболее кардинальным и экономически выгодным способом решения радиационных проблем; отмечалось, что необходимо обеспечить возможно более тесное сотрудничество между специалистами в области ускорительной науки и техники и специалистами по радиационной защите, особенно в период проектирования новых ускорителей.

На сессии "Проблемы создания систем ускорителей на сверхвысокие энергии" /председатель К.П.Мызников/ основное внимание было уделено обсуждению проблем, возникающих при создании ускорительно-накопительных комплексов для проведения исследований по физике высоких энергий в области ≥ 1 ТэВ. Были рассмотрены вопросы создания сверхпроводящих магнитных систем, разработки систем криообеспечения, получения интенсивности ускоренного пучка $\sim 10^{14}$ прот./имп. и другие. Центральное место на сессии заняли доклады по моделированию сверхпроводящей магнитной системы УНК ИФВЭ /Н.И.Андреев, К.П.Мызников и др./, изучению эффектов пространственного заряда /В.И.Балбеков, ИФВЭ/ и по разработке способов криостатирования сверхпроводящих магнитов, сделанные сотрудниками ОИЯИ и ИФВЭ.

Доложенные на сессии "Динамика частиц в ускорителях и накопителях, импульсные ускорители и коллективные методы ускорения" /председатель А.А.Коломенский/ работы представляют большой интерес для дальнейшего развития ускорительной науки и техники. Значительная часть докладов была посвящена вопросам, связанным с разработкой и созданием новых ускорителей: коллективного ускорителя-инжектора в ОИЯИ /В.С.Александров, Э.А.Перельштейн, В.П.Саранцев и др./, разрезного микротрона непрерывного действия в НИИЯФ МГУ /Ю.И.Горбатов, В.К.Гришин, К.А.Селовинцев, А.А.Коломенский и др./, сильноточных электронных ускорителей в МРТИ АН СССР /Г.И.Бацких, А.А.Кузьмин, Р.А.Мещеров, В.С.Рыбалко и др./,

предназначенных для исследований в области релятивистской СВЧ-электроники и коллективных методов ускорения. Необходимо отметить, что работы по созданию и использованию сильноточных импульсных ускорителей электронов и ионов продолжают успешно развиваться - новым направлением здесь является генерация пучков отрицательных ионов /доклад сотрудников ФИАН СССР А.В.Агафонова, А.А.Коломенского, А.Н.Лебедева и др. и доклад В.М.Быстрицкого и Я.Е.Красика из НИИЯФ при ТПИ/. По-прежнему продолжают работы по выяснению возможностей и практической реализуемости различных методов коллективного ускорения.

Состоянию дел на электрон-позитронных накопителях ИЯФ СО АН СССР ВЭПП-2М и ВЭПП-4 уделено главное внимание на сессии "Встречные пучки" /председатель Н.С.Диканский/; заслушанные проекты модернизации этих установок предусматривают увеличение светимости соударений частиц примерно на порядок /доклады В.В.Анашина, А.А.Жолнца, В.А.Сизорова, А.Н.Скринского и др./. В ИЯФ СО АН СССР успешно продолжают работы по изучению и применению электронного охлаждения и поляризованных пучков.

Свое дальнейшее развитие получило применение пучков накопителей для генерации излучения - при помощи, например, сверхпроводящих "змеек" и оптического клистрона /Н.А.Винокуров, Г.Н.Кулипанов, А.Ч.Скринский и др./, а также пучков комптоновских γ -квантов для проведения экспериментов по ядерной физике /А.А.Хазакон, Л.Е.Лазарева, А.Н.Скринский и др./.

На сессии был доложен вызвавший большой интерес проект создаваемого в ИЯФ СО АН СССР накопителя БЭП /доклад В.В.Ачашина, И.А.Хоппа, А.Н.Скринского и др./, который, являясь прототипом инжектора для комплекса ВЛЭПП, должен дать пучок с рекордно малым фазовым объемом при токе электронов 2А.

Вопросы, связанные с разработкой ускорителей для промышленности и их применением, находились в центре внимания на сессии "Ускорители для народного хозяйства и медицины" /председатель В.А.Глухих/. В настоящее время создаются новые линейные ускорители электронов с улучшенными характеристиками /дальнейшее увеличение мощности пучков, расширение диапазона рабочих энергий, совершенствование ускоряющих устройств и систем формирования полей облучения/, разработаны сильноточные наносекундные ускорители электронов с высокой частотой следования импульсов, продолжают работы по созданию микротронов. Значительное внимание на сессии было уделено вопросам разработки и создания циклотронов, в том числе для производства ядерных фильтров, наработке короткоживущих и ультракороткоживущих радионуклидов, ускорителям легких ионов и другим ускорителям. Необходимо отметить, что заслушанные на этой сессии доклады представляют значительный интерес как для специалистов по ускорительной науке и технике, так и для тех, кто соприкасается в своей работе с использованием ускорителей в медицине и народном хозяйстве.

В напряженной и интересной работе прошло IX Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц; практически все ускорительные центры нашей страны и ряд зарубежных представили для пленарных и стендовых заседаний чрезвычайно интересные доклады. Можно смело утверждать, что ускорительная наука и техника находятся на подъеме, и, более того, количество нерешенных задач, связанных с увеличением энергии ускорителей, их интенсивности, разнообразием ускоряемых частиц и разнообразием применения ускорителей, как это показало настоящее Совещание, с течением времени лишь увеличивается. Таким образом, перед всеми специалистами по ускорительной науке и технике ставятся все более серьезные и важные задачи.

Мне хотелось бы особо выразить признательность всем докладчикам, председателям и ученым секретарям сессий, нашим зарубежным гостям. Разрешите мне от имени участников Совещания поблагодарить сотрудников ГКАЗ СССР и Научного совета АН СССР по проблемам ускорения заряженных частиц, руководство и сотрудников ОИЯИ, персонал Дома культуры г.Дубны и гостиницы за большую работу, благодаря которой стало возможным проведение нашего Совещания.

Желаю всем участникам Совещания дальнейших успехов, осуществления всех их творческих замыслов.

До встречи на X, юбилейном Совещании по ускорителям заряженных частиц. До свидания.

**ПРОБЛЕМЫ МОДЕРНИЗАЦИИ
ДЕЙСТВУЮЩИХ УСКОРИТЕЛЕЙ**

Председатель: Л.Л.Гольдин

Секретарь: А.Н.Сафонов

Сессия 7

КОМПЛЕКС ИТЭ ДЛЯ УСКОРЕНИЯ ПРОТОНОВ И ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Евляжанов А.В., Васильев А.А., Веселов М.А., Гольдин Я.А., Груздев В.С.,
Златов Л.М., Зудинов М.Б., Круглов Б.И., Лебедев П.И., Николаев В.И.,
Сносовский И.К., Чувило И.В., Шевченко В.Г.

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Протон-тяжелый ионный ускорительный комплекс ИТЭФ создается на базе работающего протонного синхротрона. Его магнитная система не переделывается. За долгие годы эксплуатации вокруг ускорителя было построено несколько зданий, с существованием которых мы вынуждены считаться. В имеющемся линейном ускорителе сейчас ускоряются только протоны. После некоторых переделок возможно организовать в нем ускорение гелия. Застроенность территории ИТЭФ затрудняет создание нового линейного ускорителя для инъекции тяжелых ионов.

Разработанный проект предусматривает ускорение ионов с разными начальными зарядностями. Работы намечено проводить в 2 очереди. Первая очередь проекта сводится к использованию одной только существующей магнитной системы. При этом ионы первой половины таблицы Менделеева будут ускорены до энергии 4 ГэВ/и. Самые тяжелые ионы могут быть ускорены до энергии 0,7-1,0 ГэВ/и.

Вторая очередь проекта предусматривает сооружение дополнительного, сверхпроводящего магнитного кольца в существующем магнитном зале. Действующий сейчас ускоритель будет служить инжектором для сверхпроводящего. Для перевода ионов из первого кольца во второе они будут полностью обдираться. Энергия ускоренных тяжелых ионов достигнет при этом ~ 9 ГэВ/и.

Источник ионов

В короткой инжекторной системе невозможно производить большое количество перезарядок, и начальная зарядность ионов должна быть достаточно высокой. Нам представляется нецелесообразным начинать ускорение с $i/A < 0,1$ для средних и с $i/A < 0,05$ для самых тяжелых ионов. Это означает, что зарядность средних и тяжелых ионов должна составлять 12-14. Такие ионы в достаточном количестве могут быть получены с лазерного источника на 10^{-12} ; если выделяемая в импульсе энергия презоидет несколько десятков джоулей. Соответствующие источники разрабатывались неоднократно. В качестве запасных могут рассматриваться источники на электронном циклотронном резонансе (2) и криогенные источники с электронным пучком (3). Имеется также идея создать лазерный источник с запасенной энергией (4). В этом случае можно рассчитывать на получение ионов с зарядностью $i/A \sim 1$ и более в виду и эту возможность.

Инжектор

В качестве инжектора предполагается использовать двухазорный резонансный ускоритель с двукратным прохождением пучка (рис. 2). Опыт, полученный в ИТЭФ АН СССР (4), показывает, что на трубке ускорителя может быть получено напряжение с амплитудой 3 МВ на частоте 3 МГц. При этом за одно прохождение может быть получена энергия по крайней мере 5 МэВ/заряд, т.е. около 70 МэВ на ядро при $i = 14$. Второе прохождение через ускоритель увеличит эту энергию до 140-190 МэВ. Первая из названных энергий получается при неосред-

ственном повторном ускорении ионов, а вторая - при промежуточной их обдирке перед вторым ускорением.

Схема двукратного ускорения с внешним каналом возврата частиц в ускоритель обладает важным преимуществом перед обычными схемами. Оно заключается в том, что позволяет легко изменять длину канала и подбирать таким образом фазу высокого напряжения при повторном ускорении ионов. Такая возможность чрезвычайно важна для универсального циклотрона, предназначенного для ускорения ионов с различными отношениями i/A .

Важные проблемы

Переход от ускорения протонов к ускорению ионов требует кардинального улучшения вакуума в камере синхротрона, так как сечение перезарядки имеет атомные порядки величины. Приведем некоторые простые оценки. Анализ имеющихся экспериментальных данных показывает, что в наиболее важной области от $0,5$ до 100 МэВ/н суммарные сечения перезарядки могут быть описаны приближенной формулой

$$G \approx K \cdot 10^{-17} / \beta \quad \text{см}^2.$$

Величина коэффициента K зависит от рода ускоряемых ионов и от их зарядности. Для U^{10+} она равна 7, для U^{20+} - 2,4, для U^{30+} - 0,6, для Ti^{40+} - 1, для Cr^{5+} - 2 и т.д. Простые расчеты показывают, что при времени ускорения $\sim 0,5$ с для работы с U^{20+} нужен вакуум $\sim 10^{-10}$ Тор, для U^{30+} - $5 \cdot 10^{-10}$ Тор, а для U^{10+} - $3 \cdot 10^{-11}$ Тор (что в наших условиях, по-видимому, уже недоступным). При оценках считалось, что в проект могут закладываться вакуумные потери пучка в 3-5 раз. (При больших проектных потерях всегда возможное ухудшение вакуума в 2-3 раза нарушает работу ускорителя).

В настоящее время вакуум в ускорителе составляет $1-2 \cdot 10^{-6}$ Тор. Таким образом, необходима коренная переделка как вакуумной камеры, так и системы ее откачки. Мы предполагаем перейти на систему распределенной откачки на базе нераспыляемого геттера. Первые опыты, которые у нас проведены в этом направлении, оказались успешными.

В.4. система

При переходе от ускорения протонов к ускорению тяжелых ионов диапазон изменения скорости частиц увеличивается с 4 до 25-30. Сделать высокочастотную систему с таким перекрытием частоты затруднительно. Мы рассматриваем две возможности. Первая из них - переход к эстафетной схеме ускорения, при которой задействуются две системы ускоряющих станций, вступающие в работу поочередно. При этом потребуются изготовить новые ускоряющие станции. Вторая возможность заключается в том, что в процессе ускорения производится перезавхват частиц с более высоких на более низкие ускоряющие гармоники. Такой перезавхват применялся на ускорителях ОИЯИ⁽⁵⁾ и ИВВЗ⁽⁶⁾. Одна из главных трудностей перезавхвата заключается в том, что он должен происходить в начале ускорительного цикла, когда пульсации магнитного поля особенно велики. В настоящее время возможность перезавхвата частиц экспериментально исследуется.

Вывод ускоренных частиц

В протонном синхротроне ИТЭ в настоящее время нет системы медленного вывода ускоренного пучка. При имеющемся расположении магнитных блоков создание такой системы не представляется возможным.

Для вывода частиц могут использоваться их рассеяние, торможение и перезарядка на внутренних мишенях. Сценки показывают, что вывод на рассеянии возможен лишь для самых легких ионов, практически, только для гелия. Наиболее просто использовать для вывода перезарядку, т.е. обдирку пучка в материале мишени. При медленном надвижении пучка на перезарядную мишень процесс вывода может быть растянут во времени. Ободраные при перезарядке ионы отклоняются магнитным полем синхротрона и выходят из вакуумной камеры ускорителя. Выведенный пучок может быть либо направлен на экспериментальные установки (первая очередь), либо использован для вывода в сверхпроводящий ускоритель (вторая очередь).

Некоторые соображения об интенсивности

Сценки, во сколько раз уменьшится число частиц в процессе инжекции, ускорения и вывода.

	Естери
Ускорение в инжекторе	4
Перезарядка перед инжекцией в ускоритель	7
Транспортировка пучка и потери при вводе	1,5
Захват в режим ускорения	2,5
Перезахват пучка в процессе ускорения	2
Потери при выводе	1,5

Полные потери	300
---------------	-----

Чтобы иметь 10^8 частиц на выходе ускорителя, мы должны, таким образом, иметь около 10^{11} частиц на входе в инжектор. Это количество нам представляется реальным. (При использовании источников с электронным пучком число частиц может быть на порядок меньше, так как эти источники позволяют производить глубокую обдирку ионов и отпадает необходимость в их перезарядке перед инжекцией в основной ускоритель).

Вторая очередь работ

Как уже упоминалось, доускорение тяжелых ионов должно производиться в сверхпроводящем ускорителе. После выпуска из существующего кольца ионы будут полностью ободраны. Для вывода из сверхпроводящего кольца предполагается использовать резонанс третьего порядка. Проект сверхпроводящего ускорителя пока не разработан. Поскольку этот ускоритель создается заново, ни ввод частиц, ни вывод из него не должны представлять серьезных трудностей. Схема расположения элементов комплекса представлена на рис. 3.

Заключение

Как следует из сказанного, первая очередь работ не требует сколько-нибудь серьезных строительных и инженерных работ. Самым трудным пунктом проекта является получение вакуума порядка 10^{-10} торр и соответствующая реконструкция вакуумной системы. Необходимые для этого разработки, как уже говорилось, продвигаются успешно. Двухэзортный ускоритель-инжектор находится в процессе комплектования. Значительную часть оборудования нам предоставил ИИ: СС АН СССР. Работа над высокочастотной системой интенсивно продвигается. Необходимые строительные работы невелики.

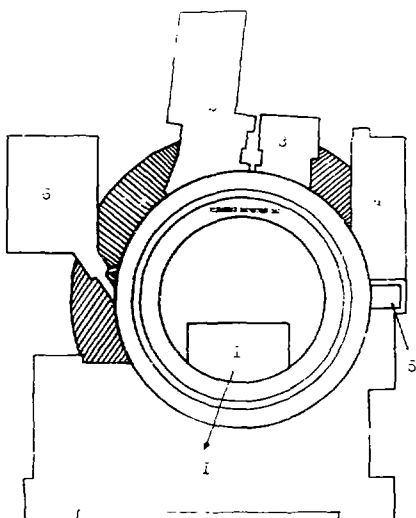


Рис.1. Схема компоновки протонного синхротрона ЛТФ:
1 - экспериментальные залы, 2 - корпус водородных камер,
3 - здания медицинского луча, 4 - корпус линейного ускорителя, 5 - зал электростатического ускорителя, 6 - протонный корпус.

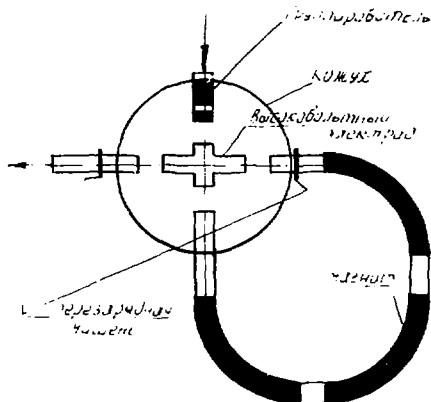


Рис.2. Двухазорный резонансный ускоритель с двукратным прохождением луча.

Мы начали также разработку источников тяжелых ионов. Первая часть проекта может быть осуществлена в течение ближайших лет. Работы второй очереди находятся пока в начальной стадии.

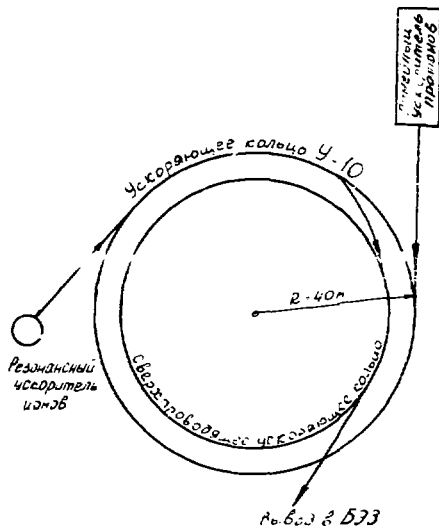


Рис.3. Схема расположения элементов протон-тяжелояонного комплекса.

Л и т е р а т у р а

1. Безногих В.Д. и др. ОИЯИ, Р9-04-246, Дубна, 1964.
2. Головановский Л.С. Новое поколение источников многозарядных ионов. А.Э. 1984, т. 56, вып. 5, стр. 303-310.
3. Донец Е.Д. Электронно-лучевой метод глубокой ионизации атомов. ЭЧАЯ, 1982, т. 13, вып. 5, стр. 941-961.
4. Махаров И.Г. и др. Запуск импульсного линейного ускорителя с энергией 3,5 МэВ- инжектора для однооборотной инжекции электронов в синхротрон. Новосибирск, Препринт ИЯЭ СО АН СССР, 1968 г.
5. Безногих В.Д., Зинovieв Л.П. и др. ОИЯИ, Р9-4214, Дубна, 1968.
6. Гуров Г.Г. ПТЭ № 3, 1978, стр. 19.

□

30 YEARS AT THE FURFRONT - A PERSPECTIVE ON THE BEVATRON/BEVALAC
J. R. Alonso
Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, California 94720, USA

Introduction

This year the Bevatron is celebrating its 30th birthday. The long history of this machine and its outstanding record of achievements both past and present are tributes to the solidity of the design of the accelerator, and also to the dedication and creativity of the people working with the machine. During these thirty years, in which the rapid progress of technology in the accelerator field has rendered many machines obsolete just a few years after their completion, the continuing productivity and scientific excellence of the Bevatron have produced a case study in the adaptability of a facility to changing priorities.

By continual redefinition of its mission and by well-suited technical upgrades, the Bevatron has remained at the cutting edge of scientific research. In this paper I shall trace these steps and the technical responses to the challenges presented along the way. Emphasis will be placed on problems of modernization of older equipment, and later on the unique requirements for accelerating heavy ions to high energies.

The operational experience of the Bevatron can be divided into four major periods: first, the commissioning and early experimental period, when the Bevatron was among the highest-energy machines available (1954-1962); second, a period of increasing beam intensity and higher sophistication in the experimental program (1963-1973); third, the light-ion (A less than or equal to 56) period (1974-1981); and finally, the ongoing heavy-ion period. Reference material for this paper was taken mainly from internal LBL reports and log books. If more information is required, please direct specific inquiries to the author.

1. High Energy Protons (1954-1962)

Designed as a weak-focusing synchrotron, the Bevatron consists of four 90° magnets with a field index n of 0.6, a 30-cm gap, pole-face width of 125 cm, and a total weight of about 10,000 tons. The magnets are powered by two large motor generator sets, and energy storage is provided by 70-ton flywheels rotating at around 900 rpm (total stored energy in these flywheels is around 1.25 gigajoules). Energy is transferred between flywheels and magnet via a bank of mercury ignitron rectifiers.

After initial authorization in 1949 and a 5-year construction phase, beam was first circulated around the Bevatron on February 15, 1954. The early months of operation were marked by the usual commissioning problems in a new accelerator -- floods, short circuits, fires, etc., many of these catastrophes arising because of the newness of switching and handling such high power levels. As experience was gained, operations stabilized into a state of high productivity, breaking new ground in particle physics. Beam intensity of 10^{10} protons per pulse at repetition rates of 6 to 10 pulses per minute was reached by February 1955, using injected peak currents of 400 μ A from the 10-MeV Alvarez linac injector.

Experiments were performed using internal targets, spiraling beams into fixed targets, and later by flipping targets into the beam. Most notable during this period was the discovery of the antiproton, first seen in September 1955. The configuration of the Bevatron during this early period is shown in Figure 1; it is apparent that little thought had been given to extensive experimental facilities, and the staff had believed it far too optimistic to think that beam intensities would be high enough to worry about much radiation shielding.

*This work was supported by the Director, Office of Energy Research, Office of High Energy and Nuclear Physics, Nuclear Science Division, U.S. Department of Energy under contract number DE-AC03-76SF00098.

By 1959 beam intensity had increased to over 10^{11} , and Piccioni extraction -- controlled passage of the circulating beam through an energy-loss target to shift particle orbits into an extraction channel -- had been developed to the point where useful external beams were available. During this period several bubble chambers were brought on line, the largest -- the 7'-inch (1.8 meter) liquid hydrogen chamber -- first receiving beam in June 1959.

By 1961 technical developments had reached a stage that demanded a major improvement program. The space-charge limit for a 10-MeV injector had long ago been reached, and even at these beam intensities (5×10^{11}), radiation levels were too high around the accelerator. Plans were drawn up, and a \$10 million upgrade project was approved in 1962.

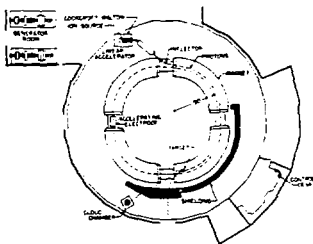


Figure 1. - Layout of the Bevatron early in 1954. Note almost total absence of shielding and primitive experimental area.

II High-Intensity Protons (1963-1973)

The aforementioned project consisted of several components: the construction of a new 20-Mev Alvarez linac injector, thereby increasing available beam intensity by about a factor of 10; providing shielding for the entire accelerator; and expansion of a well-shielded and instrumented external proton beam facility.

After a seven-month shutdown for the completion of these projects, the Bevatron resumed operation in January 1963, with continuing development of its experimental capabilities. During the following years more target stations were added, both internal and external to the machine, with the major efforts going to increase multiplicity of operation. During one operating period, as many as twelve experiments were taking beam simultaneously on the floor. At least three internal targets were active at once; some, called "traveling targets", could move inside the magnet gap along the beam direction to select the rigidity of the secondary particles emerging through the ports to active experiments. In addition, the extracted beam was split by means of septum and kicker magnets and delivered to at least two target stations, each servicing several experiments. Flexibility was added by a complex magnet ramping cycle, allowing flattops at three different fields and thus providing different energies within the same pulse. A glimpse of the Bevatron complex during this time period is shown in Figure 2. The vitality of the program during these years was demonstrated by the constant changing of the experimental area configuration. Major facilities were installed or removed every few months, keeping a full crew of riggers perpetually busy. Major improvements during this period included the development of resonant extraction, the construction of a large extension to the experimental area, and the addition of computer control to all areas of the accelerator and beam line operation.

With the idea of further increasing the beam intensity, a surplus 50 MeV-linac was shipped from Brookhaven to Berkeley in 1972 and was installed in a building

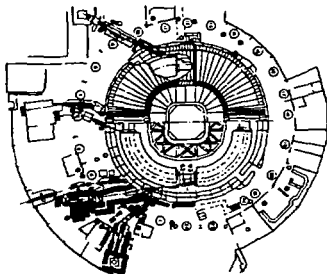


Figure 2. - Bevatron floor in 1964 after first significant upgrade project. Accelerator is totally shielded, has a new 20 MeV injector, a larger experimental hall and many active experiments.

adjacent to the Bevatron. However, just as this accelerator started delivering beams to the Bevatron, High Energy funding for the Bevatron was terminated.

In the years preceding this, development activities directed at accelerating ions other than protons had demonstrated that this was indeed possible. Ion beams of carbon, nitrogen, and even neon had been produced, although at very low

intensities. Driven primarily by tremendous enthusiasm from the biomedical community to fully exploit these capabilities, a program was put together to convert the Bevatron to a heavy-ion machine. With joint funding by the Nuclear Science and Biomedical divisions of the U.S. Atomic Energy Commission (now the Department of Energy), this plan filled in perfectly the gap left by the withdrawal of the High Energy Physics Program from the Bevatron.

III. The Pavillac - Light Ions (1974-1981)

The prime ingredient in the plan for conversion of the Bevatron into a heavy-ion machine was the total reworking of its injection scheme. To bring heavy ions to the necessary conditions for injection into a synchrotron takes substantially more effort than is needed for protons. Lower charge-to-mass ratios mean less energy-gain for a given accelerating gradient, requiring longer structures, and the large number of possible charge states an ion can be in generally rob from available intensity. In the present case, however, the fortuitous location of the SuperHILAC, an almost ideal injector, presented the perfect solution for delivering heavy ions to the Bevatron. This accelerator, itself originally built in 1958 and upgraded in 1970 for higher mass capabilities, consisted of two high-voltage terminals, followed by two Alvarez linacs separated by a stripper at 1.2 MeV/amu. With a final energy of 8.5 MeV/amu, the injection rigidity of $q/A = 0.5$ (after a second stripping at 8.5 MeV/amu) was well within the range of proton rigidities normally accepted by the Bevatron. The mass range available at the SuperHILAC -- good intensities up to xenon ($A=136$) -- were substantially higher than the Bevatron could handle, as was the repetition rate of 35 Hz, but as we shall see, these capabilities were used to expand the system flexibility at a minimum.

To bring these ions to the Bevatron, it was only necessary to build a 150-meter transfer line joining the SuperHILAC exit and the 100 meter injection line just installed between the new 50-MeV linac and the Bevatron (see Figure 3). The coupling of these machines became known as the Bevalac. The first beam went through the new line early in 1974 and was easily injected and accelerated in the Bevatron.

For the next years, the new fields of research with relativistic heavy ions unfolded: the biomedical program used one third of the available research time in studies leading to clinical use of such beams for cancer radiotherapy and high quality imaging, and the nuclear science efforts concentrated on fragmentation reactions and on searching for hydrodynamic and other bulk-matter effects in central collisions.



Figure 3. - The Bevalac, 1974, formed by construction of the Transfer Line between the SuperHILAC and the Bevatron. Note the expanded experimental area and the newly completed Experimental Hall.

Beams available at the time were ions up to mass 40 at reasonable intensities, around 10^9 ions per pulse for the lighter ions. Ion mass was limited to those ions which could be fully stripped at the SuperHILAC exit energy. This limit existed because of the poor vacuum in the Bevatron, and the problem of electron pickup and loss of the circulating beam interacting with residual gas atoms. (If an ion changes its charge state, it no longer satisfies the proper relationship between velocity, rigidity, and radius, and is rapidly lost from the beam.) Electron pickup cross sections fall very rapidly with increasing velocity (data indicate $\propto \beta^{-6}$)

with electron loss has a much slower velocity dependence ($\sim 1/\beta$). Thus, an ion not fully stripped will suffer charge-changing reactions much further into the accelerator cycle than will an ion with no electrons.

At 5.5 MeV/u, argon is about 40% fully stripped by a 700- μm carbon foil. Iron, mass 56, has at this energy a fully stripped fraction of less than 1% and represented the heaviest ion that was attempted at the time. Cosmic-ray physicists were keenly interested in such a beam to calibrate satellite instruments, and with great effort several runs were made, at very low intensity. A technique was employed for these runs which was also used during later uranium runs, that of using a tracer ion of a lighter, more abundant species, but with the same q/m as the desired ion, to tune up the accelerator. $^{24}\text{Mg}^{12+}$ matches $^{56}\text{Fe}^{28+}$ to better than 1%, and its use as a tracer allowed useful experiments to be conducted at intensity levels below the sensitivity threshold of any of the existing beam diagnostic instrumentation. The viability of the tracer technique points out one of the problems inherent in heavy-ion acceleration, namely, unanimous knowledge of exactly what is being accelerated. We have had cases where incorrect beams have been delivered; confusing lithium and carbon, nitrogen for silicon, even nitrogen for neon. Experimenters have learned to always design apparatus that can measure what they are getting.

Very early in the Bevalac program, it was pointed out by the disgruntled SuperHILAC experimenters that 99% of the capability of their accelerator was being wasted while this machine was serving as an injector for the Bevatron. This led to the development of what is called the Time-Sharing mode of operation, a concept which has proven to be crucial in achieving maximum productivity in a heavy-ion accelerator complex such as ours.

With two high-voltage platforms, each tuned for a different ion, and with suitable fast-switching magnets, it was possible to assign each of the 36 pulses in one second to either ion at any given energy and to deliver it to any given beam line. In the 10 milliseconds or so between pulses, the computer looks up the stored parameters for the next pulse, sets up the switching magnets and rf parameters, and sends the proper ion to its intended destination. After full implementation of this mode of operation in 1976, Bevatron injection was almost transparent to an ongoing SuperHILAC research program.

In 1976 patient radiotherapy began at the Bevalac. This program, requiring about six hours each day for four days a week and with between 10 and 20 patients under treatment at any one time presented many operational problems for the accelerators. Requiring two major configuration changes each day, we found ourselves spending a huge amount of time tuning, with little left over for research. This, coupled with the very inefficient beam usage of the therapy program -- 2 minutes of beam followed by half an hour to set up the next patient -- led us to look very carefully at the most desirable way of operating a heavy-ion facility, such as ours to ensure maximum productivity.

With protons our experience had been that maximum productivity was obtained by increasing multiplicity, adding more users to run simultaneously, each taking another slice of reaction products from a common target. This philosophy does not work with heavy ions, as most experimenters need primary beams, and few of these are satisfied with the same ion at the same energy when they have the whole periodic table to choose from.

Beam splitting with protons is accomplished with septum magnets, but even this is unacceptable for heavy ions, as ions striking the septum break up to form a beam halo that almost invariably ends up in the experimental station causing unwanted background.

The only good solution then is to develop extremely rapid configuration switching (in less than one minute) to allow each user his own ion and energy and to interleave these users in the most productive fashion. On a different time scale, this operating mode, called Fast Switching, is the exact analog of the time-sharing mode at the SuperHILAC. We are at present in the final stages of fully implementing this capability; early indications are that we should achieve very high productivity with this flexible mode of operation, which will allow patient treatment to proceed relatively unnoticed in the background of an ongoing nuclear science experiment.

IV. Uranium Beams (1982 - present)

The last remaining frontier for the Bevalac was to produce beams of the heaviest elements. To do this required two things: obtaining high intensities of these beams from the SuperHILAC and ensuring that they would survive in the Bevatron. The first goal was achieved by adding a third injector to the SuperHILAC -- a high-current low-charge-state PIG source (4 emu 10^{12}), followed by a Widerøe linac and a stripper to bring the beam to the required input parameters for the first Alvarez tank (112 keV/amu, U^{28+}).

Since it is impossible to fully strip the heaviest ions at 0.5 MeV/amu, the vacuum in the Bevatron had to be improved to the point that the mean free path of an ion for a charge-changing collision was much greater than the distance traveled during acceleration. This indicated a pressure in the mid 10^{-10} torr range.

The large bore of the weak-focusing Bevatron worked in our favor in that we were able to insert a cryopumped liner that has easily met and surpassed the vacuum requirements. Fabricated from inexpensive, easily assembled parts (copper-clad fiberglass), the three nested boxes (inner at 12°K, middle at 77°K, outer at room temperature) block only about 2.5 cm from around the beam bore. Many layers of super-insulation (aluminized Mylar) keep the heat load down; total heat load at 12°K is less than 150 watts. Circulating beam tests have shown that the average pressure around the ring is less than 10^{-10} torr.

Since the completion of this project, we have been delivering an ever-increasing range of beams for wide-ranging experimental programs, from atomic physics with zero-, one-, and two-electron uranium ions to central-collision studies where multiplicities of over two hundred have been observed in gold + gold reactions. Table 1 gives a list of beams we routinely deliver, with typical intensities. Higher intensities for lower-charge-state beams arise by elimination of the stripper at the exit of the SuperHILAC, but a price must be paid in terms of final beam energy.

Figure 4 shows the present experimental floor arrangement, a significant evolution from earlier days. Emphasis now is on high-multiplicity detectors designed for experiments where all particles from a reaction can be detected, allowing observation of mass flow, entropy, temperature, and other thermodynamic properties of the reactions. Such experimental facilities now in operation are the Plastic Ball, a 1000-detector array of plastic scintillators occupying almost 4' around the target; HISS, a 1.4-ga-volume (3 m³) high-field (3 T) superconducting spectrometer; and the streamer chamber, a high-volume visual detector. The three biomedical caves are seen at the top of the figure; all patient treatments are performed in the line nearest the Bevatron.

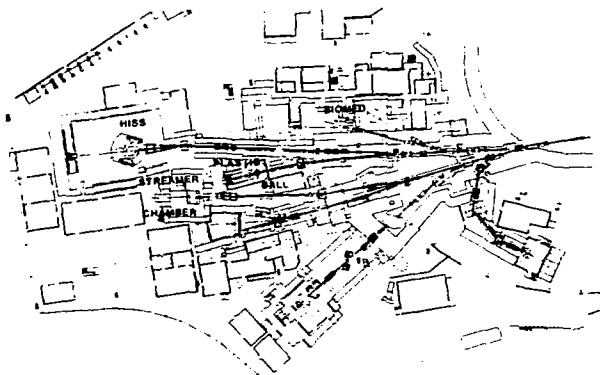


Figure 4.- Present Bevalac experimental floor.

Theorists now predict that collisions of very heavy ions should lead to temperatures and densities where nucleons break down into a quark-gluon soup not unlike conditions existing during the Big Bang. As is usually the case, though, such conditions are predicted to occur at energies just beyond those available with existing facilities.

Boosting the energy of the Bevatron is not a realistic option, but what is possible is to use the Bevatron as an injector to a small storage-ring system. Called the Minicollider, these two superconducting rings can fit quite readily into

Bevalac ion species and intensities

Table	<u>Ion</u> <u>Intensity*</u>		<u>Ion</u> <u>Intensity*</u>	
	Hydrogen-1	2×10^9	Manganese-55	1×10^6
	H ⁺	1×10^9	Iron-56	$24 \times 2 \times 10^6$
	Helium-4	3×10^9	Krypton-84	1×10^7
	Carbon-12	5×10^9	Niobium-93	2×10^6
	Oxygen-16	6×10^9	Xenon-129	3×10^6
	Neon-20	1×10^{10}	Lanthanum-139	$57 \times 7 \times 10^5$
	Aluminum-27	5×10^8	Lanthanum-139	$32 \times 8 \times 10^7$
	Silicon-28	6×10^9	Gold-197	$62 \times 1 \times 10^5$
	Argon-40	1×10^9	Gold-197	$37 \times 1 \times 10^7$
	Calcium-40	2×10^7	Uranium-238	$60 \times 1 \times 10^6$
	Calcium-48	1×10^7	Uranium-238	$40 \times 1 \times 10^7$

* Particles per pulse in the external beam channel.

Future

the existing site with a minimum of impact on present facilities. Studies presently in progress indicate that, although the emittance of the Bevatron beam is much larger than desired, collimating, stacking, and cooling of many Bevatron pulses can achieve the intrabeam scattering limit of intensity in the collider. Injected at 400 MeV/amu, (stripped from U^{38+} to U^{92+}) and slowly accelerated to 4 GeV/amu (fixed-target equivalent of 50 GeV/amu), the expected luminosity of $10^{-24} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ will yield about one central collision every second, a totally acceptable data rate.

Feasibility studies are continuing, as are siting, costing, and superconducting R&D efforts. Such a project will be a worthy continuation of the thirty-year tradition of the Bevatron.

Recapitulation - Facility Improvements

In looking back over the very successful upgrade programs at the Bevatron, one finds that several key factors were present in each.

Timeliness and Mission. Each program was clearly oriented towards better fulfillment of the mission of the accelerator, and each represented the next logical step in the facility's development.

Enhancement of Capabilities. Each program added significant new capabilities to the accelerator, sometimes to the degree of allowing a redefinition of its mission.

Realistic Goals. Although some programs involved substantial efforts, all projects could be viewed essentially as "evolutionary" -- that is, as logical extensions of existing capabilities. Areas difficult to upgrade, such as the main magnet and its power supply, were never seriously considered for major upgrades.

Application of New Technology. Areas where significant operational advances could be made by applying new technology were obvious candidates. These included computer controls, cryogenics for vacuum pumping, resonant extraction techniques, RFQ linacs, and new instrumentation.

Adequate Staff. To plan improvements, sell them to funding agencies, and actually carry them out requires a substantial commitment in money and manpower. Of the present Bevalac staff of about 200 people, over 50% are involved with R&D and project implementation. This percentage has been as high or higher in the past.

Unique Criteria for Heavy-ion Acceleration

Our experience has shown that certain factors are of particular importance for successfully delivering heavy-ion beams.

Source of Ions. The choice one must make is between high-charge-state, low-current sources, most notably the EBIS, or low-charge-state, high-current sources such as the PIG. Although injection accelerators are much smaller for the high-charge-state sources, and although one does not have the losses associated with multiple stripping sections, there always exists the risk of having insufficient intensity for a viable program. The conservative approach of a larger, multi-stage injector

is certainly more costly, but is more able to deliver adequate beams. With such an injector, intensity upgrades can be designed as relatively modest improvements, easily meeting the criteria given above. In fact, we are at present completing such an upgrade on our 70-MeV injector, and we are planning an upgrade for the SuperHILAC. In all fairness, one should say that having the SuperHILAC so close to the Bevatron was not a small factor in determining which option we chose.

Vacuum. The main ring vacuum is critical unless ions are fully stripped or are injected at very high energies (above several hundred MeV/amu). Charge-changing processes are worst at injection energies. A pressure of 10^{-10} torr should be aimed for.

Instrumentation. Beam intensity is a problem, especially during initial tuning of a beam. One must have very sensitive instrumentation. We are able to detect down to about 10^6 charges in the Bevatron, but we have techniques mentioned above using tracer ions for delivering to experiments beams of much lower intensities.

Beam Verification. We often encounter problems in selecting and identifying which charge state we are injecting. Isotope separation is a factor for many atomic species; but perhaps the largest problem is confusing very different ions with like charge-to-mass ratios. As mentioned earlier, lithium-6 and carbon-12 can go through two strippers and three accelerating sections and remain indistinguishable, as can nitrogen and silicon (of concern for radiotherapists treating with silicon). Active verification techniques we employ now are energy measurements of injected beam (using a silicon crystal) and on-line beam range measurements in the experimental areas. One must be on guard for these problems; they always happen when you least expect them.

Operational flexibility. The best use of a heavy-ion facility demands that ions, energies, and beam lines be set up and changed very quickly. Having many ions to choose from greatly reduces the value of splitting and sharing the same beam, as you will rarely find two experimenters wanting the same beam and energy. Flexible operating modes require a very good control system and a highly competent operations crew; otherwise, it is likely that one will spend all the time doing nothing more than tuning the machine.

In summary, the first thirty years of the Bevatron have been extremely productive and exciting, and we are closely watching how the next thirty years develop.

□

УДАВЛЕНИЕ ПРИ ДЛИННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПРИ ПЕРЕХОДЕ ЛУЧКА ЧЕРЕЗ КРИТИЧЕСКУЮ ЭНЕРГИЮ В УСКОРИТЕЛЕ ИВЭЭ

Д.М.Адо, А.А.Бардаш, Э.А.Евдо, Н.Т.Лашков, А.В.Смирнов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

На ускорителе ИВЭЭ в районе критической энергии наблюдается продольная неустойчивость пучка, сопровождаемая СВЧ сигналом γ/ω с длиной волны ~ 5 см. Ниже критической энергии неустойчивость развивается медленно и не приводит к чрезмерному увеличению длины ускоренных сгустков протонов. Так, например, при интенсивности $\sim 4 \cdot 10^{12}$ протонов в импульсе данная неустойчивость увеличивает фазовый размер сгустков в конце цикла ускорения в $\sim 1,5$ раза. Сразу за критической энергией, напротив, неустойчивость развивается очень быстро и уже при интенсивности $\sim 3 \cdot 10^{11}$ протонов в импульсе вызывает существенное увеличение эффективного продольного фазового объема пучка, в результате чего имеют место потери частиц в этом районе. Она подобна продольной неустойчивости пучка, которая наблюдалась на других протонных синхротронах и была идентифицирована как неустойчивость отрицательной массы [см., например, (2,3)].

В настоящей работе получен критерий, при выполнении которого неустойчивость за критической энергией не представляет опасности, а также экспериментально исследована эффективность подавления этой неустойчивости с помощью специально созданной системы перевода пучка через критическую энергию (4). Экспериментальные данные хорошо согласуются с результатами расчета.

Критерий устойчивости сгустков

Для определения критерия устойчивости воспользуемся моделью однородного пучка, поскольку вблизи критической энергии в неадиабатической зоне период фазовых колебаний велик по сравнению с характерным временем развития неустойчивости, а длина волны наблюдаемого сигнала значительно меньше размеров сгустков. Рассмотрим пучок протонов, акрированный идеально проводящей вакуумной камерой, и учтем группировку частиц по фазе с помощью коэффициента $G = \rho_{max}/\bar{\rho}$, представляющего отношение максимума линейной плотности заряда в сгустках к её среднему значению.

Будем исходить из дисперсионного уравнения, которое можно записать в виде (1):

$$u + i\nu = \left[\int_{-1}^1 \frac{f(x) dx}{x + r + i\epsilon} \right]^{-1} \quad (1)$$

$$u + i\nu = \frac{i e^2 \mathcal{E}_k N G}{4 \pi^2 R k \beta \gamma} \left(\frac{\Delta p_m}{p_s} \right)^{-2} \quad (2)$$

$$r + i\epsilon = \frac{1}{\gamma} \left(\frac{\omega}{k \omega_s} - 1 \right) \left(\frac{\Delta p_m}{p_s} \right)^{-1} \quad (3)$$

Здесь приняты следующие обозначения: e - заряд протона; N - число частиц в ускорителе; \tilde{X}_k - продольная импеданс системы, взаимодействующая с пучком; k - номер гармонической частоты обращения; ω_s ; P_s - синхронный импульс; R - средний радиус ускорителя; $\eta = \gamma_{cr}^2 - \gamma^2$; ω - частота неустойчивости; $X = (P - P_s)/\Delta P_m$, где P - импульс произвольной частицы; ΔP_m - полуразброс по импульсам, отсчитываемый по основанию распределения; $F(X)$ - распределение частиц по импульсам в пучке, нормированное на единицу

$$\int_{-1}^1 F(X) dX = 1. \quad (4)$$

Возьмём для простоты прямоугольную зависимость $F(X)$, так что

$$F(X) = \frac{1}{2} [\delta(X+1) - \delta(X-1)]. \quad (5)$$

Такое, вообще говоря, идеализированное распределение может, тем не менее, описывать процесс развития неустойчивости с хорошей точностью, если подобрать ΔP_m таким образом, чтобы максимальное значение плотности заряда в пучке осталось неизменным при замене реального гладкого распределения идеальной зависимостью $F(X)$. С этой целью можно подставить в качестве ΔP_m в формулы (2), (3) полуширину гладкого распределения на полувысоте. Мы сохраним прежнее определение ΔP_m (полуширина по основанию распределения), следуя замечу: $\Delta P_m \rightarrow \Delta P_m/2$. Расчет при этом становится наглядным, а результат, как показывает анализ диаграммы стабильности (см., например, [5]), получается примерно таким же, как и в случае гладкого, близкого к гауссову, распределения $F(X)$.

Подставив (5) в формулу (1), получим систему уравнений

$$\begin{cases} r^2 - 1 - \epsilon = u; \\ 2\epsilon r = v. \end{cases} \quad (6)$$

Пренебрегая активным сопротивлением стенок камеры ($\nu = 0$), из второго уравнения получим $r = 0$ и, следовательно,

$$\epsilon = -i\sqrt{u+1}. \quad (7)$$

Итак, в частности, видно, что при чисто мнимом импедансе порог неустойчивости ($\epsilon = 0$) дается соотношением $u = -1$. Четрудно также видеть, что ниже критической энергии ($\eta < 0$) импеданс, вызывающий неустойчивость, должен быть в таком случае индуктивным ($i\tilde{X}_k > 0$), а за критической энергией - ёмкостью ($i\tilde{X}_k < 0$).

Запишем теперь в явном виде формулу для инкремента неустойчивости, воспользовавшись соотношением (3), а также разложим η в ряд вблизи значения $\gamma = \gamma_{cr}$ и удержав первый член

$$\eta \approx \frac{2\gamma t}{\gamma_{cr}^3}. \quad (8)$$

В результате получим

$$\text{Im } \omega = \frac{\dot{\gamma}}{\gamma_{cr}} k \omega_s \frac{\Delta P_m}{P_s} [t(t_0 - t)]^{\frac{1}{2}}, \quad (9)$$

где отсчёт ведётся от момента времени, соответствующего $\gamma = \gamma_{кр}$; $\dot{\gamma}$ - скорость прохождения пучком критической энергии; t_N - промежуток времени, в течение которого может развиваться неустойчивость

$$t_N = \frac{e \gamma_{кр} I_0 G}{\kappa \dot{\gamma} m_0 c^2} \left| \frac{\tilde{x}_k}{k} \right| \left(\frac{\Delta p_m}{m_0 c} \right)^2. \quad (10)$$

В соотношении (10) через I_0 обозначен средний ток пучка; m_0 - масса покоя протона; κ - скоростью света.

Наложим на величину инкремента следующее условие:

$$\int_0^{t_N} I m \omega dt \approx 1, \quad (11)$$

при выполнении которого наиболее быстро растущая гармоника возмущения увеличивается не более, чем в e раз за время t_N . Взяв интеграл и положив $G = 2/B$ ($B = \Delta\varphi/2\tilde{x}$, где $\Delta\varphi$ - фазовый размер сгустка), так как в практических интересных случаях $1,5/B \approx 2,5/B$, получим

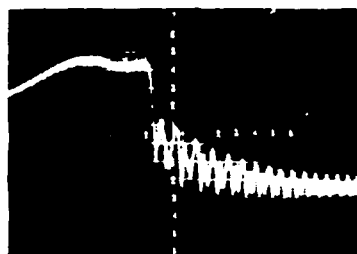
$$\frac{m_0 c B}{e I_0 \gamma_{кр}^2} \left| \frac{k}{\tilde{x}_k} \right| \left(\frac{\Delta p_m}{m_0 c} \right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{\dot{\gamma} \lambda}{c} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 1. \quad (12)$$

Если пренебречь нелинейностью продольного электрического поля в пределах сгустков, то из формулы (12) следует, что предельное значение среднего тока пучка (при котором неустойчивость за критической энергией ещё не приводит к заметному увеличению длины ускоренных сгустков) при заданной величине продольного импеданса связи в ускорителе определяется равновесной длиной сгустков и скоростью прохождения пучка через критическую энергию: $(I_0)_{max} \sim B^{\frac{1}{2}} \dot{\gamma}^{\frac{1}{2}}$.

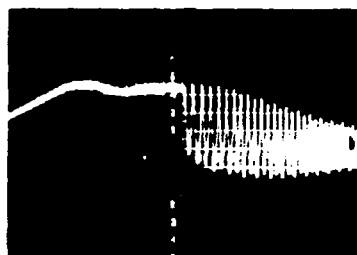
Обсуждение результатов экспериментов

Созданная на ускорителе ИВЭ система слачка критической энергии позволяет увеличить скорость прохождения пучком района критической энергии, где развивается неустойчивость, в ~ 55 раз. Следовательно, уровень интенсивности пучка, при котором неустойчивость не будет представлять опасности, должен увеличиться после включения системы, согласно соотношению (12), в ~ 8 раз (с $2 \cdot 10^{11}$ до $1,6 \cdot 10^{12}$ протонов в импульсе). Наблюдавшееся экспериментально возрастание предельной величины $(I_0)_{max}$ имеет большее значение. С помощью системы перевода пучка через $\gamma_{кр}$ удалось практически полностью подавить продольную неустойчивость пучка при $N \approx 4 \cdot 10^{12}$ протонов в импульсе. Увеличение $(I_0)_{max}$ по сравнению с расчётным объясняется сильной зависимостью этого параметра от размеров сгустков. Относительно слабая продольная неустойчивость, имеющая место в ускорителе ИВЭ ниже $\gamma_{кр}$, приводит на данном уровне интенсивности, как установлено в результате экспериментов, к увеличению равновесной длины сгустков примерно в $1,5$ раза. За счёт этого и происходит дополнительное увеличение $(I_0)_{max}$ примерно в 3 раза. Таким образом, полученные экспериментальные данные находятся в хорошем согласии с критерием устойчивости сгустков (12).

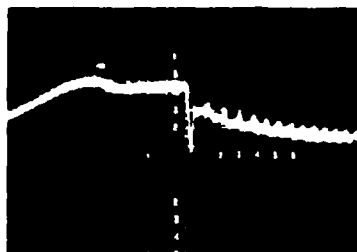
На рис. 1 представлены осциллограммы, дающие зависимость максимума линейной плотности заряда от времени (нуль сигнала соответствует горизонтальной линии с цифрой 5 в нижней половине экрана осциллографа, развёртка - 10 мс/дел). Фривая на рис. 1а получена для случая, когда система перевода пучка через $\gamma_{кр}$ выключена. После прохождения пучком критической энергии происходит быстрый спад плотности заряда, обусловленный возрастанием эффективного продольного фазового объёма сгустков вследствие развития продольной неустойчивости. Рис. 1б



а



б



в

Рис. 1. Осциллограммы сигналов с пикового детектора.
 а) при выключенной системе перевода пучка через $\gamma_{кр}$;
 б) при включенной системе скачка $\gamma_{кр}$;
 в) при совместной работе систем скачка $\gamma_{кр}$ и
 тройного переброса фазы ускоряющего напряжения.

получен при включенной системе перевода пучка через $\gamma_{кр}$ (критическая энергия прохождения пучком в этом случае на 20 мс позже). В результате подавления неустойчивости сдвигается сигнала вблизи критической энергии становится симметричным относительно момента времени $t = t_H$. Из-за рассогласования спустков в частиц с областями устойчивости фазового движения при $\gamma > \gamma_{кр}$ возникает колебания их длины на осциллограмме, вследствие этого видна модуляция максимальной линейной плотности заряда с удвоенной частотой синхротронных колебаний.

Согласование спустков с фазовыми траекториями после выключения системы перевода пучка через $\gamma_{кр}$, осуществляемое с помощью тройного переключения фаз ускоряющего поля, иллюстрируется на рис. 1а.

Об эффективности подавления неустойчивости можно судить по изменению фактора группировки B в конце цикла ускорения, поскольку эффективный продольный фазовый объем спустков в ускорителе увеличивается скачкообразно только вблизи $\gamma_{кр}$. Длина спустков измерялась при конечной энергии пучка 70 ГэВ. При интенсивности $4 \cdot 10^{12}$ протонов в импульсе спустки укорачивались при работе системы перевода пучка через $\gamma_{кр}$ более чем в 2 раза.

В целом, в заключение, равновесную длину спустков при бустерной интенсивности, составляющей $\sim 10^{13}$ протонов в цикле. При возрастании среднего тока пучка на порядок знак неравенства (12) не нарушится, если продольный фазовый объем спустков увеличить примерно в четыре раза. Поскольку при работе системы перевода пучка через критическую энергию фактор группировки в конце цикла ускорения составляет $\sim 0,1$ на уровне интенсивности $\sim 4 \cdot 10^{12}$ протонов в цикле, следовательно, ожидаемый фактор группировки B составит в конце цикла величину $0,2-0,25$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г.П.Гуров, Труды Седьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, Дубна, 1981, стр.213.
2. Hayward Proc. IX Intern. Conf. on High Energy Accel., Stanford, California, 1974, p. 434.
3. Rousseau D. et al. IEEE Trans. on Nucl.Sci., NS-26, 1979, p.3434.
4. Ю.М.Адо и др. Препринт ИЯЭ 64-120, Серпухов, 1984.
5. В.И.Балбеков, И.Т.Лашков, АЭ, 37, 332, 1974.

ОБЕСПЕЧЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА СИНХРОФАЗОТРОНЕ ПУЧКАМИ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЯДЕР

Б.В.Васильшин, В.И.Волков, Л.П.Зимовьев, И.Б.Исаянский, А.Д.Кириллов,
Л.Г.Макаров, С.А.Новиков, Б.Д.Омельченко, Ю.К.Павленко, И.Н.Семеновский,
А.И.Пилин, В.Ф.Сколенко, А.А.Смирнов, Э.Н.Цыганов, В.И.Черныков

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Научная программа, выполняемая в настоящее время на пучках синхрофазотрона, имеет тенденцию к дальнейшему расширению. Физические результаты, получаемые в области релятивистской ядерной физики /1/, порождают в свою очередь новые идеи и предложения, в связи с чем со стороны физиков стран-участниц ОИЯИ постоянно растет спрос на каналы пучков с различными параметрами. В последние годы на ускорителе отмечается значительный прогресс как в повышении интенсивности пучков ускоренных ядер, так и в увеличении их массовых чисел /2/. Намечена реализация программы, позволяющей обеспечить физические установки также пучками в среднем диапазоне энергий (несколько сотен МэВ/нуклон), что даст возможность решить ряд задач, запланированных в свое время для первой очереди УЖИ /3,4/.

В связи с переходом в 1970 г. синхрофазотрона на ускорение ядер потребовалась реконструкция ряда его основных узлов. Дальнейшие усовершенствования ведутся и в настоящее время и касаются прежде всего инжектора, ускорителей и вакуумной системы; изменялись требования к каналам транспортировки выведенного пучка, устройствам диагностики.

Основные параметры синхрофазотрона приведены в таблице I. В таблице 2 даны значения по годам интенсивности ускоренных в нем ядер.

Т а б л и ц а I
Основные параметры синхрофазотрона

Периметр орбиты	- 208 м	Длительность медленного вывода	- 0,5 с
Рабочее λ	- 0,67	Эмиттанс выведенного пучка:	
Частота бетатронных колебаний:		горизонт.	- 30,4 мм мрад
Q_x	- 0,63	вертик.	- 40,4 мм мрад
Q_z	- 0,89		
Энергия инжекции:		Максимальная энергия выведенного пучка:	
протонов	- 20 МэВ	протонов	- 9,2 ГэВ
ядер	- 5 МэВ/нукл.	ядер ($Z/A=0,5$)	- 4,2 ГэВ/нукл.
Максимальная Zp при выводе	- 1,2х28 Т.м	Длительность цикла	- 9 с

Диапазон в.ч. (2-я кратность) -	- 0,4 ... 2.8 МГц
Набор энергии	- 2,3 кэВ/оборот.
Рабочая апертура вакуумной камеры	- $1,2 \times 0,3 \text{ м}^2$
Нагревание в камеру	- 0.15 л.Тор/с.
Потребляемая электроэнергия	- 8 кВт.
Продолжительность работы в году	- 4 тыс. час.

Т а б л и ц а 2.

Интенсивность пучков синхрофазотрона

Выведенные частицы	Интенсивность,		част./импульс
	1977 г.	1980 г.	1984 г.
p	$4,5 \cdot 10^{11}$	$4 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{12}$
d	$1,5 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{12}$
n		10^9	10^{10}
3 He 2+	-	-	$2 \cdot 10^{10}$
4 He 2+		$2 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{10}$
6 Li 3+	-	-	$1 \cdot 10^8$
7 Li 3+	-	-	$2 \cdot 10^6$
12 C 6+	10^4	$2 \cdot 10^6$	$5 \cdot 10^8$
16 O 8+	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^7$
22 Ne 10+	-	-	$\sim 10^4$
24 Mg 12+	-	-	$\sim 10^5$
28 Si 14+	-	-	$\sim 10^2$

Уменьшение на порядок величины рабочего давления в вакуумной камере синхрофазотрона /5/, намеченное на 1985 г., позволит продвигаться по массам ускоренных ядер по средним периодической таблицы Менделеева, а также значительно повысить по сравнению с имеющимися интенсивности пучков кислорода, неона, магния и других элементов.

Вывод пучка из синхрофазотрона, основанный на использовании резонанса $Q_x = 2/3$, производится по двум направлениям - в большой экспериментальный зал (№ 205) и экспериментальный зал № 1Б (рис.1).

Система внутренней транспортировки пучка, выводимого по первому направлению, состоит из септум-магнита и линзы предварительного отклонения (второй параллельный промежуток) и магнита и линзы основного отклонения пучка (третий параллельный промежуток). Транспортировка выведенного пучка в начальной части канала и его формирование в районе мишенной станции РЗ (экспериментальный зал № 1) производится с помощью двух пучетов квадрупольных линз

20K100 (рис.2). Длительность растяжки выведенного пучка составит 0,5 с., коэффициент вывода — 90 ... 95 %. Для получения равномерного по времени вывода применяется аппаратура обратной связи, использующая сравнение сигнала датчика тока выведенного пучка с опорным напряжением и последующее воздействие функционально преобразованного разностного сигнала на ток в градиентных обмотках.

В большом экспериментальном зале с полезной площадью 6000 м² создана система каналов, позволяющая осуществлять одновременно работу нескольких физических установок (рис.3). Оптическая схема основного канала БИ-1 включает три объектива, каждый из которых образован двумя дублетами линз 20K200. Структура БИ-1 — ФЛД₁ — ФЛД₂ — ФЛД₃ (в горизонтальной плоскости). Первые (входные) дублеты линз каждого объектива формируют параллельный в обеих плоскостях пучок. Вторые (выходные) дублеты формируют кроссоверы в F₄, F₅, F₆, где установлены дистанционно управляемые приводы мишеней и смонтирована локальная защита, обеспечивающая радиационную безопасность при вводе в пучок "толстых" мишеней. От F₄ берут начало три боковых канала (1Б, 2Б, 3Б), от F₅ — два канала (3З и 4З), от F₆ — два канала (5З и 6З). Выбор такой схемы размещения боковых каналов определяется возможностью организации их одновременной и независимой работы — в каждом из каналов 1Б — 6З можно менять импульсы и сорт вторичных частиц. Для отклонения первичного пучка в боковые каналы на трассе БИ-1 в районах F₄, F₅, F₆ установлены магниты. БИ-1 и головные части боковых каналов окружены бетонной защитой, обеспечивающей радиационную безопасность персонала, работающего в зале. В конце БИ-1 смонтирована лобовка, рассчитанная на головные дозы полной интенсивности. В экспериментальном корпусе установлен пульт управления режимами работы каналов. Система управления обеспечивает:

- а) контроль токов в элементах магнетной оптики;
- б) дистанционное управление приводами мишеней;
- в) контроль параметров пучка в F₄, F₅, F₆ (положение центра тяжести и размеров пучка, интенсивность);
- г) контроль параметров пучка в боковых каналах (импульс, интервал импульсов, размеры, расходимость, интенсивность);
- д) управление токами в магнитах и линзах;
- е) управление приводами коллиматоров.

Измерение параметров пучков при низких уровнях интенсивности (10^6 частиц/цикл) производится с помощью многопроволочных пропорциональных камер и сцинтилляционных счетчиков. Для измерения высокоинтенсивных пучков используются телескопы счетчиков. Ведутся работы по оснащению БИ-1 многопроволочными ионизационными камерами для измерения пространственных характеристик пучков в диапазоне интенсивностей 10^7 ... 10^{12} частиц/цикл.

Канал второго направления вывода пучка был предназначен, в основном, для обеспечения работы пузырьковых камер (длительность вывода 0,7 мс), расположенных в корпусах 1Б и 1В. В настоящее время начаты работы по реализации второго медленного вывода — в направлении корпуса 1Б, площадь которого позволяет разместить несколько экспериментальных установок, работающих по электронной методике. Магниты быстрого вывода в первом прямолинейном промежутке заменены лонжами, позволяющими осуществлять режимы как медленного, так и быстрого вывода. Проведены первые эксперименты по выводу частиц с длительностью растяжки около 0,5 с. Характеристики второго медленного вывода приведены в таблице 3.

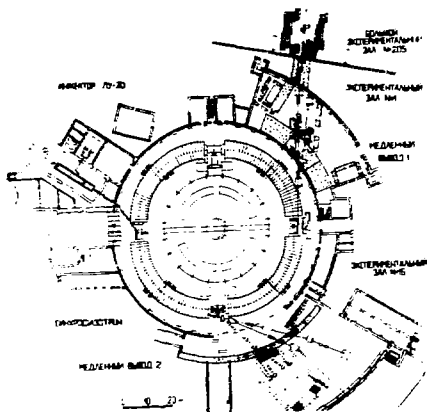


Рис. 1.
Схема ускорительного
комплекса.

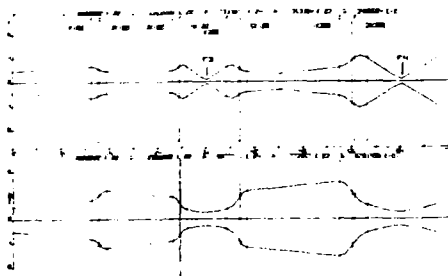


Рис. 2.
Отражение пучка в
начальной части канала
меденного выхода.

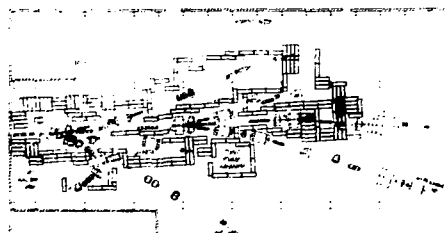


Рис. 3.
Схема расположения ка-
налов транспортировки
пучков и эксперименталь-
ных установок в боль-
шом экспериментальном
зале.

Таблица 3.

Характеристики второго медленного вывода

Энергия частиц:	протоны	- 1,3 ... 8,1 ГэВ
	ядра	- 0,5 ... 3,6 ГэВ/нуклон
Длительность вывода		- 1 мс ... 1 с
Коэффициент вывода (одноступенчатая система)		- 50 %
Размер пучка на внешней мишени		- от 20 x 20 мм ² до 160 x 160 мм ²

В 1984 году были проведены эксперименты по выводу пучка протонов из камер ускорителя с помощью монокристалла в режиме катодирования /6/. Изогнутая пластина монокристалла кремния размером $11 \times 10 \times 0,4$ мм³ была установлена в первом прямолинейном промежутке ускорителя в месте расположения отклоняющего магнита второго направления вывода на расстоянии 200 мм от оси вакуумной камеры. Наведение частиц на пластику осуществлялось смещением орбиты циркулирующего пучка. Направление пучка по внутреннему каналу транспортировки западалось угловым положением кристалла. Хотя этот способ не позволяет получить высокую эффективность вывода, его использование может оказаться удобным для работы в специальных режимах, требующих низкой интенсивности. Коэффициент вывода составил около 10^{-4} и определялся, в основном, геометрическими размерами пучка и кристалла. Эффективность вывода может быть существенно повышена при увеличении размера кристалла.

В дальнейшем планами Лаборатории предусматривается проведение экспериментов на пучках поляризованных нейтронов. В начале 1984 года пучок дейтронов с поляризацией около 50 % был получен на линейном ускорителе, что позволяет считать реальным его ускорение и вывод на физические установки в 1985 году.

Л и т е р а т у р а

1. А.М.Балдин, УДН, В - 1 - 80 - 545, Дубна, 1980.
2. Д.Д.Безогол, В.А.Мочалинский, ОИЯИ, Р9-84-246, Дубна, 1984 г.
3. А.М.Балдин и др. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям. т. II, стр.347. Дубна, 1979 г.
4. В.С.Александров и др. ОИЯИ Р9-83-613, Дубна, 1985 г.
5. Б.В.Василькин, А.И.Пикин и др. ОИЯИ, Р9-84-221, Дубна, 1984 г.
6. В.В.Андрейчиков и др. Краткие сообщения ОИЯИ, № 1 - 84, Дубна, 1984 г.

СИСТЕМА КОРРЕКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ КОЛЬЦЕВОГО ИНЖЕКТОРА ИВЭЭ

В.Л.Ерун, В.К.Воробьев, А.С.Гуревич, В.В.Клименков, К.П.Ломов,
В.М.Мохов, Э.А.Мяе, В.Г.Тилин, Е.Э.Троянов, Г.И.Черный

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В.Д.Горисов, В.В.Макаров, Д.П.Метгорский, В.А.Титов

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

Дустер ИВЭЭ оснащен разрабой системой коррекции, которая позволяет регулировать в течение ускорительного цикла основные характеристики магнитного поля, определяющие динамику частиц. В [1] приводятся расчетные требования к основным характеристикам магнитного поля бустера. В состав системы входят 22 специальных корректирующих магнита, а также дополнительные обмотки фокусирующих и дефокусирующих блоков основного магнита, с помощью которых осуществляется регулировка частот бетатронных колебаний. Конструкция корректирующего магнита схематически представлена на рис.1. Магнитопровод выполнен из шихтованной трансформаторной стали и имеет цилиндрическую внутреннюю поверхность, по которой размещаются обмотки с "косинусным" распределением тока. Каждый корректор содержит набор из 4 обмоток разной мультиполярности. Всего типов обмоток - 6. Обмотки выполнены трубчатым проводником и охлаждаются водой. Максимальный рабочий ток - 150 А. Размещение корректоров по азимуту ускорителя показано на рис.2.

В средней плоскости корректора отличные от нуля компоненты поля H_z (нормальный мультиполь) или H_x (косой мультиполь) имеют вид $H_n = K_n x^n$. Усредненные значения коэффициентов K_n для тока $I = 150$ А и эффективные длины полей по азимуту $-L_{эф}$ даны в таблице 1.

Т а б л и ц а 1

Тип обмотки	диполь репти.	диполь сгвоз.	норм. и косой квадруполь	норм. и косой секступоль	норм. и косой октуполь
K_n	250 Э	255 Э	30 Э/см	2 Э/см ²	0,23 Э/см ³
$L_{эф}$	300 мм	300 мм	275 мм	275 мм	300 мм

Силы обмоток одного типа в различных корректорах одинаковы с точностью $\pm 5\%$. Каждая обмотка подключена к индивидуальному источнику питания [2] и может участвовать в коррекции различных резонансов $N_x Q_x + N_z Q_z = P$ одного порядка $|N_x| + |N_z| = N$.

В системе ИВЭЭ имеются системы коррекции следующих динамических характеристик и резонансов:

- регулировка частот бетатронных колебаний Q_x и Q_z ;
- коррекция искажений горизонтальной орбиты, связанных с резонансами линии $Q_x = 3$ и $Q_x = 4$;

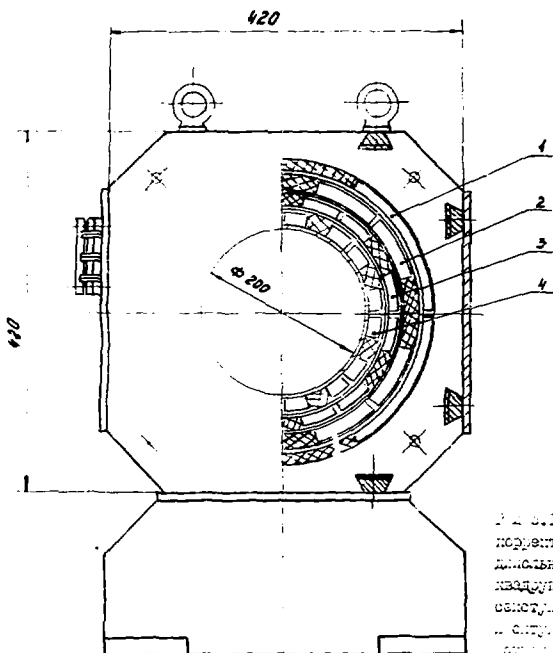


Рис. 101. Вакуумный
корректор лампы с
длинными (1), носом
квадратным (2),
основанием (3)
и основанием (4) со-
ветов.

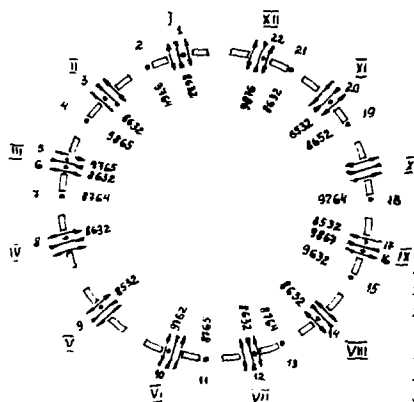


Рис. 102. Вакуумный корректор
лампы с длинными (1), носом
квадратным (2), ос-
нованием (3) и ос-
нованием (4) со-
ветов.

- коррекция искривлений вертикальной орбиты, связанных с резонансными линиями $Q_x = 3$ и $Q_x = 4$;
- коррекция полурезонансов: $2 Q_x = 7$, $2 Q_x = 7$, $2 Q_x = 8$, $2 Q_x = 9$;
- коррекция резонансов, связанных с близкими крестами квадрупольного поля: $Q_x - Q_y = 0$ и $Q_x + Q_y = 7$;
- коррекция "нормальных" секступольных резонансов (включая структурные на 12-й гармонике): $3 Q_x = 11$, $2 Q_x + Q_y = 11$, $3 Q_x = 12$, $2 Q_x + Q_y = 12$;
- коррекция "косых" секступольных резонансов: $3 Q_x = 11$, $2 Q_x + Q_y = 11$;
- коррекция "нормальных" октупольных резонансов: $4 Q_x = 15$, $4 Q_x = 15$, $2 Q_x + 2 Q_y = 15$, $4 Q_x = 14$, $2 Q_x + 2 Q_y = 14$;
- коррекция "косых" октупольных резонансов $3 Q_x + Q_y = 15$, $3 Q_x + Q_y = 15$;
- регулировка зависимости разброса частот в пучке δQ_x и δQ_y от импульса частиц и амплитуды бетатронных колебаний.

При разработке алгоритма управления учтен опыт реконструкции функционально подобных систем коррекции магнитного поля протонного синхротрона ИЭВЗ [3]. Важнейшая особенность схемы заключается в том, что программа управления обеспечивает такое распределение токов между корректирующими обмотками, при котором сохраняется независимость коррекции отдельных резонансных полос в процессе настройки.

Типичное матричное преобразование от физических параметров настройки P_j , $j = 1, \dots, n$ (например: синусная и косинусная составляющие i -го резонанса, изменение бетатронных частот $\Delta Q_{x,z}$ и т.д.) к токам I_i , $i = 1, \dots, k$ ($n \leq k$) имеет вид:

$$\begin{pmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_k \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{11} & \dots & A_{1n} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ A_{k1} & \dots & A_{kn} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & E_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & E_n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} F_1 \\ \vdots \\ P_n \end{pmatrix}$$

где A_{ij} , E_j - расчетные коэффициенты, определяемые азимутальным расположением корректоров, их силой и типом корректирующего резонанса; значения A_{ij} обеспечивают независимость коррекции, E_j - выравнивают влияние параметров на пучок, учитывая индивидуальные характеристики источников и масштаб преобразования цифрового кода в аналоговый сигнал тока. Все коэффициенты могут быть проверены и уточнены экспериментально при работе с пучком.

Задача динамической коррекции решается на основе генератора функций (ГФ). Выбор числа векторов - ГФ, аппроксимирующих изменение во времени физических параметров коррекции, сделан исходя из характеристик магнитного поля бустера и динамики пучка.

Аппаратура управления системой коррекции обеспечивает:

- управление законами изменения токов динамических источников питания;
- возможность работы источников в двух различных режимах в течение одной пачки бустерных импульсов (режим FM - pulse to pulse modulation);
- контроль токов источников;
- контроль состояния источников.

Функциональная схема управления одним источником приведена на рис.3. Все систему управления можно разделить на три уровня. К верхнему уровню относятся ЭВМ BC1010 и модули связи с каналом связи системы СВЧМД. Для связи используется драйвер ветви (ДВ) и модули оптической развязки (МД). Расстояние между залом ЭВМ и помещением систем коррекции, где размещена электроника управления, около 50 метров. Ко второму уровню относятся каркасы СВЧМД с каркасными контроллерами (КК) и модулями управления и контроля. Один каркас рассчитан на управление 10 источниками питания и включает в себя модули генератора функций (ГФ), статусные модули (СМ), модули релейных коммутаторов (РК) и таймеров (Т). В стойках за пределами каркасов находятся блоки формирования импульсов (БФ) и промежуточные реле (РБ). К нижнему уровню относятся модули цифро-аналоговых преобразователей (ЦАП), выходные усилители сигналов с датчиков тока (ДТ) и промежуточные реле системы блокировок и сигнализации (СБС) источников. Расстояние между стойками электроники и источниками питания до 50 метров.

Управление законом изменения тока источников производится с помощью генератора функций [4] и модулей ЦАП, связь между которыми осуществляется числовыми импульсами кодом. В каждом канале ГФ имеется буферная память на две независимые функции. Наличие такой памяти даёт возможность автономной работы системы в заданном режиме, а обмен информацией с ЭВМ происходит только при смене режима или по другим командам оператора в паузе между суперциклами ускорителя. При работе бустера с модификацией закона изменения токов источников от цикла к циклу внутри суперцикла (режим РМ) происходит переключение буферной памяти с одной функции на другую с помощью специальной команды, общей для всех каналов ГФ.

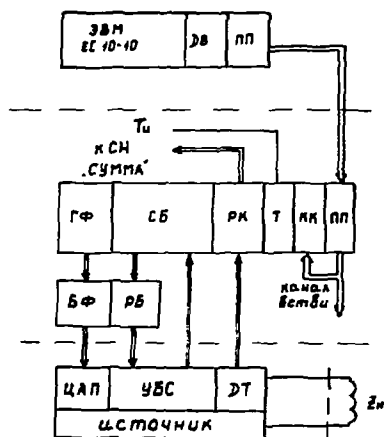
Во всех источниках в каждом цикле ускорения производится "целевой" контроль [5]. Напряжение с датчика тока и опорное напряжение с ЦАПа сравниваются, после чего их разность подается на целевой компаратор. При выходе разностного сигнала за допуск формируется импульс "Выход за цель", и на пультовой дисплей поступает сообщение. Оператор имеет возможность выбрать нужный источник, подключив его в систему наблюдений, и произвести контроль изменения тока в цикле бустера.

С пульта ускорителя через ЭВМ могут быть осуществлены включение, выключение и переподключение источников. Кроме того, ведется постоянный контроль следующих параметров:

- максимального тока в нагрузке;
- протона охлаждающей воды в источнике;
- температуры нагрузки.

Сигналы по контролируемым параметрам состояния источника объединены в общий сигнал аварийного отключения, который в свою очередь инициирует сигнал "Запрос". Сигналы "Запрос" объединены для всей системы управления. Один раз в течение цикла ЭВМ проверяет объединенный сигнал и при его наличии обрабатывает информацию и выдает её оператору.

При работе с пучком проверены системы регулировки частот бетатронных колебаний Q_x и Q_z , а также системы коррекции искажений орбиты по горизонтали и по вертикали [6]. Изучение влияния резонансов на пучок будет начато позднее, по достижении необходимой точности установки рабочей точки и стабилизации её положения в течение магнитного цикла.



Р и с. 3. Функциональная схема управления источниками питания системы коррекции.

Л и т е р а т у р а

1. Балбеков В.И., Ломов К.П., Ияз Э.А., Тролюнов Е.Ф. Препринт ИЯЭЗ 62-76, Серпухов, 1962.
2. Алексеев Б.А., Андреев В.И. и др. Некоторые особенности питания электромагнита ускорителя ИЯЭЗ при работе с бустером. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. (Дубна, октябрь 1976г.), Дубна, 1979, т. I, стр. 216.
3. Адо Д.М., Гуревич А.С. и др. Реконструкция систем коррекции магнитного поля ускорителя ИЯЭЗ. - В сб: Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц. (Потайно, 1977). Серпухов, 1977, т. 2, стр. 308.
4. Брук В.Л., Воробьев В.К. и др. Препринт ИЯЭЗ, 64-94, Серпухов, 1964.
5. Брук В.Л., Гуревич А.С. и др. Препринт ИЯЭЗ, 64-93, Серпухов, 1964.
6. Алексеев Е.А., Брук В.Л. и др. Основные результаты комплексной наладки и физического пуска бустерноциклонического синхротрона на энергии 1,5 ГэВ -бустера ИЯЭЗ. Доклад на настоящем совещании.

□

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ КОГЕРЕНТНОЙ ПОПЕРЕЧНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ ИВЭЗ

Ю.М.Ало, О.П.Лабеев

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Наиболее сильной из неустойчивостей, которые проявляются на ускорителе ИВЭЗ, является когерентная поперечная неустойчивость пучка на 10-й азимутальной гармонике частоты обращения. Она возникает уже при интенсивностях $\sim 4 \cdot 10^{11}$ протонов и обусловлена взаимодействием частиц со стенками вакуумной камеры [1,2].

При измерении инкрементов этой неустойчивости наблюдался значительный разброс ($\sim 30\%$) их величин, который не удалось объяснить нестабильностью порогов, хроматичности, связью радиальных и вертикальных колебаний, бетатронных частот, интенсивности. Было высказано предположение об ослаблении связи ступцов вследствие разброса их интенсивности, заметно изменяющегося от цикла к циклу. Теоретическая сторона этого явления была рассмотрена в работах [3,4]. Физически ступцов представляется осциллятором, когерентная частота колебаний которого в поперечном направлении зависит от числа частиц в нем. Разброс интенсивности ступцов приводит к разбросу когерентных частот ступцов. Если этот разброс значителен, отраженное электромагнитное поле в стенках вакуумной камеры не может связать ступцы между собой.

Для проверки этого предположения были экспериментально созданы режимы азимутального заполнения орбиты, в которых интенсивность в ступцах менялась по законам, показанным на рис.1. Режимы создавались специально сконструированными программаторами, управляющими системой модуляции тока линейного ускорителя [7]. Посадка узких ступцов производилась в центры сепаратрис. Инкременты измерялись при следующих условиях: $\omega = 1$ ГэВ, $N_{\text{пор}} = 3 \cdot 10^{11}$ протонов, $Q_z = 9,820$, $\xi_2 = 0$ и по методике, описанной в работе [8].

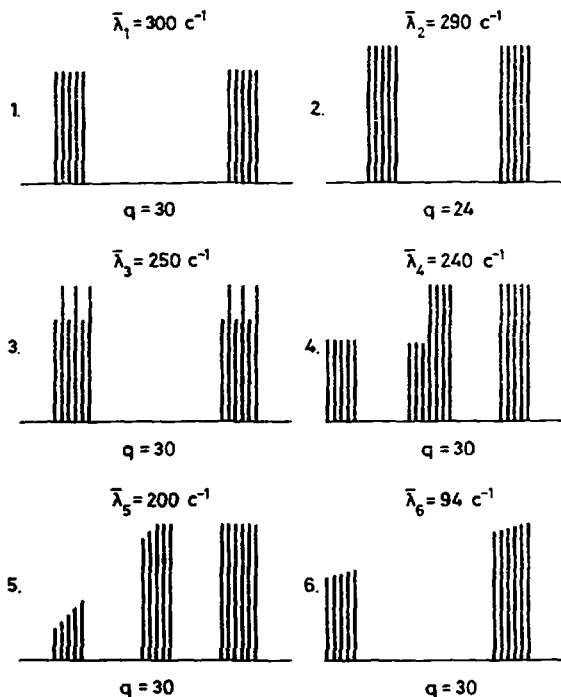
В первой серии экспериментов в ускоритель последовательно инжектировалось 9 ступцов, каждый из которых содержал $\sim 8 \cdot 10^{10}$ протонов. Зависимость инкремента от числа ступцов показана на рис.2. Полученная линейная зависимость означает, что для одинаковых ступцов величина инкремента зависит только от суммарной интенсивности и описывается соотношением

$$\lambda \approx \varepsilon (N - N_{\text{пор}}). \quad (1)$$

где ε - коэффициент пропорциональности, учитывающий параметры пучка и ускорителя; N - интенсивность пучка; $N_{\text{пор}}$ - пороговая интенсивность, при которой начинает развиваться поперечная неустойчивость.

Наличие незаполненных частицами сепаратрис не приводит к заметному влиянию на величину инкремента. Пороговая интенсивность, при которой развивалась поперечная неустойчивость, соответствовала суммарной интенсивности четырех ступцов и совпадала со значением $N_{\text{пор}}$ для первой формы азимутального заполнения (рис.1). Такой результат можно объяснить тем, что время затухания вынужденных токов, наведенных ступцом в стенках вакуумной камеры, значительно превышает период обращения.

Следующая серия измерений была выполнена при заполнении орбиты, на которой пятнадцать ступцов имели постоянную интенсивность $N_3 = 8 \cdot 10^{10}$ протонов, а ин-



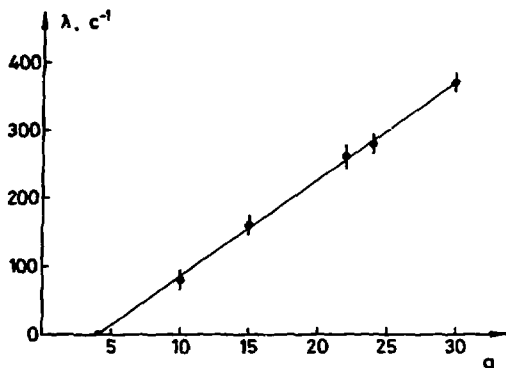
Р и с.1. Режимы азимутального заполнения орбиты пучками.

тенсивность пятнадцати коротких пучков варьировалась в пределах $n_H = (0 + 8 \cdot 10^{10})$ протонов. На рис.3 приведена зависимость инкремента от параметра $S = n_H/n_D$. Прямая пунктирная линия, проведенная между крайними экспериментальными точками, отображала бы поведение инкремента при 100% связи всех ускоряемых пучков. Однако при $S \leq 0,8$ наблюдалось отклонение закона изменения инкремента от прямой линии. В диапазоне $0 \leq S \leq 0,3$ величина инкремента оставалась постоянной. Это означает, что связь пучков с разной интенсивностью начинает ослабевать при $S \leq 0,8$ и полностью исчезает при $S \leq 0,3$. Совпадение результатов, полученных в режимах 3 и 4, подтверждает, что взаимное положение пучков не влияет на величину инкремента.

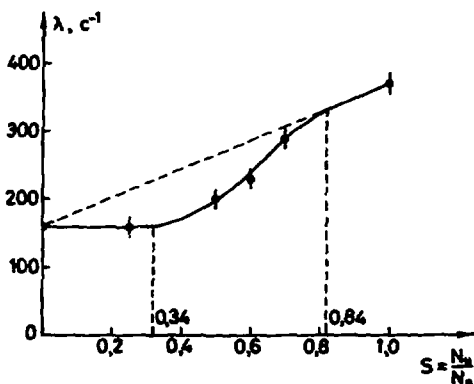
Качественный анализ показывает, что связь пучков с разной интенсивностью начинает ослабевать и исчезает при выполнении неравенства [1]

$$\Delta \omega_{\text{ког}} \geq \lambda, \quad (2)$$

где $\Delta \omega_{\text{ког}}$ - разброс когерентных сдвигов частоты, вызванный кулоновскими силами; λ - инкремент при идентичных по интенсивности пучках.



Р и с.2. Зависимость инкремента от числа ускоряемых щелей.



Р и с.3. Зависимость инкремента от отношения интенсивностей в щелях для 3 и 4 режимов.

Разность когерентных сдвигов частоты "низких" и "высоких" щелей можно записать в виде

$$\Delta \omega_{\text{ког}} \approx \Delta \omega_{\text{ког}}^{(B)} (1 - S), \quad (3)$$

где $\Delta \omega_{\text{ког}}^{(B)}$ вычисляется по формуле [9]

$$[\Delta \omega_{\text{ког}}^{(B)}] = \frac{r_p N c}{4 \pi \lambda^2 \beta^3 \omega_2} \left[r_1 \left(\frac{1}{b_z^2} - \frac{1}{b_r^2} \right) + r_2 \left(\frac{1}{b_z^2} + \frac{1}{b_r^2} \right) \right], \quad (4)$$

где $r_p = 1,54 \cdot 10^{-18}$ м - классический радиус протона; $N = 2,4 \cdot 10^{12}$ протонов - интенсивность пучка; $\beta = 0,875$ - продольная скорость частиц в единицах скорости света $c = 3 \cdot 10^8$ м/с; $\gamma = 2,07$ - релятивистский фактор; $B = 0,4$ - параметр/фактор; $\omega_2 = 9,825$ - безвзвешенная частота; $b_r = 8,5 \cdot 10^{-2}$ м - поперечная каме-

ры: $b_2 = 5,75 \cdot 10^{-2}$ м - полувысота камеры; $r_1 = 0,95$ и $r_2 = 1,25$ - геометрические параметры, зависящие от полуосей вакуумной камеры. Численное значение этой величины при условиях эксперимента равно 2045 с^{-1} . Инкремент при идентичных по интенсивности сгустках составил $\lambda = 370 \text{ с}^{-1}$. Поэтому связь сгустков, согласно (2), должна нарушаться при

$$s \leq 0,8, \quad (5)$$

что хорошо согласуется с экспериментальной величиной. Полное отсутствие связи между сгустками происходит, когда когерентный сдвиг частоты $\Delta\omega_{\text{ког}}$ в "низких" сгустках в 3,6 раза превышает значение инкремента λ при идентичных по интенсивности сгустках.

В последней серии экспериментов создавалось линейное изменение интенсивности сгустков (режимы 5 и 6 на рис.1). При этом полная интенсивность поддерживалась равной $2 \cdot 10^{12}$ протонов, максимальная интенсивность сгустка $n_B = 8 \cdot 10^{10}$ протонов. В соответствии с (5) в инкремент неустойчивости должны входить вклад сгустки, интенсивность которых превышает $0,8 n_B = 6,4 \cdot 10^{10}$ протонов. Полное число таких сгустков равно 18 в режиме 5 и 15 в режиме 6. На рис.2 следует, что инкременты в этих режимах должны равняться, соответственно, 200 с^{-1} и 155 с^{-1} , а то время как фактически получено 200 с^{-1} и 95 с^{-1} . Расхождение результатов в режиме 6 несколько уменьшится, если учесть, что средняя интенсивность осциллирующей части сгустков составляет примерно 0,9 от максимальной интенсивности. С учетом этой поправки расчетное значение инкремента составляет $\sim 140 \text{ с}^{-1}$.

Авторы благодарят В.И.Балбекова за ценные советы при обсуждении экспериментальных результатов.

Л и т е р а т у р а

1. Галбеков В.И., Герцев К.Ф. Препринт ИЯЭ 75-154, Серпухов, 1975.
2. Ало Ю.М., Брук В.Л. и др. Труды УИ Всес. совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1980, т.1, стр.115.
3. Laslett L.J. Summer Study on Storage Rings Brookhaven. Nation. Lab. BNL 75-14, p.124, 1963.
4. Courant A.D. and Sessler A.M. Rev.Sci.Instr. 37, 1579 (1966).
5. Sacherer H.J. SL/Note 88/72-1.
6. Brouzet M., Cappi R., Garayle J. CERN/PS/PO/BL 78-14.
7. Гуров Г.Г., Нижегородцев В.З. Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. М., "Наука", 1977, т.1, стр.371.
8. Брук В.Л., Лебедев О.П., Мохов В.М. Препринт ИЯЭ 82-198, Серпухов, 1982.
9. Laslett L.J., Resegotti L. With International Conference on High Energy Accelerators, CERN-2000, p.130 (1967).

ФОРМИРОВАНИЕ ЗАКОНА ИЗМЕНЕНИЯ ЧАСТОТЫ УСКОРЯЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ В КОМПЛЕКСЕ ИНЖЕКТОР-КАТЕРА ИВЭС

В.И. Брук, В.А. Зоробьев, С.В. Клименков, Н.П. Мельничук, В.А. Тихин
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Проектная система [1] обеспечила необходимые законы изменения частоты и амплитуды ускоряющего поля на первом этапе физического пуска бустера. Однако она не обладает достаточной гибкостью регулировки соответствующих законов, что совершенно необходимо для исследования динамики пучка, а также в условиях меняющихся характеристик магнитного цикла. Кроме того, недостаточный диапазон регулировки частоты не позволяет эффективно использовать возможности системы обратной связи по пучку. В ИВЭС был разработан новый тракт формирования частоты ускоряющего поля.

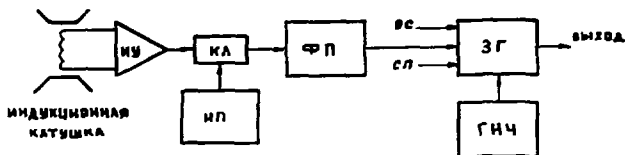
На рис.1 приведена функциональная схема тракта формирования частоты ускоряющего поля. На задающий генератор (ЗГ), управляемый напряжением, подаются сигналы с функции частотного преобразователя (ФЧ), с системы обратной связи по пучку (ОС) и системы синхронизации перевода луча (СП). В паузе магнитного цикла производится подстройка начальной частоты, для чего используется прецизионный генератор (ПЧ). На вход ФЧ через инструментальный усилитель (ИУ) подается сигнал с индукционной катушки, пропорциональный dB/dt . При отсутствии магнитных циклов ключ К1 автоматически поддает сигнал генератора поля (ГП). Подобная схема применяется на ряде протонных синхротронов.

С целью получения требуемого динамического диапазона, достаточной линейности модуляции одной характеристикой и стабильности частоты выбрана блок-схема, представленная на рис.2а. Для получения рабочего диапазона перестройки 0,7±2,8 МГц применен гетеродинный метод с двумя управляемыми генераторами (ГУН1 и ГУН2). Сигнал с ФЧ подается на ГУН1, который перестраивается в диапазоне 12,7±14,8 МГц. Малое относительное перекрытие позволяет применять для перестройки слабые вариации с неполными включениями в колебательный контур. Крутизна модуляционной характеристики ГУН1 меняется по диапазону приблизительно в три раза, поэтому сигналы обратной связи по пучку подаются на генератор ГУН2, который работает на постоянной средней частоте 12 МГц, имеет диапазон перестройки ±100 кГц и линейную модуляционную характеристику.

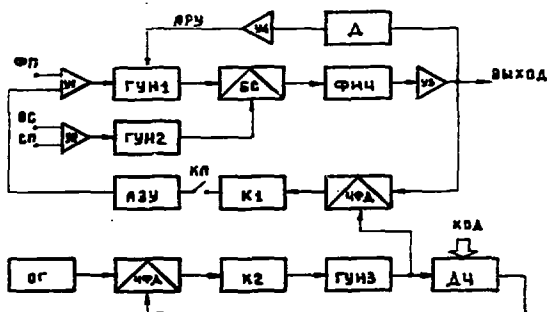
Оба генератора выполнены по одинаковой схеме [2], их колебательные контуры имеют одинаковые катушки индуктивности и помещены в общий термостат. При этом их температурная нестабильность в значительной мере компенсируется.

Сигналы генераторов поступают на двойной балансный смеситель (БС), к входу которого подключен фильтр нижних частот (ФНЧ) для выделения разностной частоты. Уровни ВЧ сигналов в генераторах и смесителе не превышают 100 мВ. Широкополосный усилитель УЗ позволяет получить на выходе блока сигнал с амплитудой 3 В и нагрузке 75 Ом. Тракт охвачен цепью АРУ, состоящей из детектора и усилителя У4.

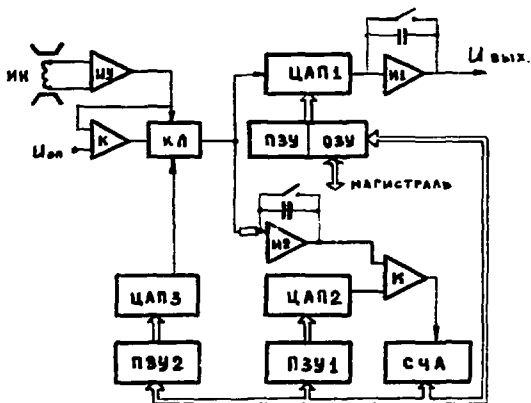
Стабилизация начальной частоты производится контуром фазовой автоподстройки (ФАПЧ), который состоит из фазового частотно-зависимого фазового детектора



Р и с. 1. Функциональная схема тракта формирования частоты ускоренного поля.



Р и с. 2а. Блок-схема задающего генератора и генератора начальной частоты.



Р и с. 2б. Структурная схема цифрового преобразователя.

(ЧДЛ), корректора частотной характеристики (КЧ) и аналогового запоминающего устройства (АЗУ). Существенной особенностью данной системы является широкая полоса захвата (равная диапазону перестройки генератора) при сохранении астатизма первого порядка [3].

Контур ФАП замыкается на 10 мс в паузе и размыкается в момент излучения. При этом сигнал коррекции замыкается в АЗУ. Сигнал, вносимый АЗУ, не превышает 5 Гц за 40 мс. Время установления в контуре ФАП составляет 5 мс.

Генератор начальной частоты представляет собой синтезатор с цифровой ФАП [4]. Имеющий следующие преимущества:

- высокая спектральная чистота выходного сигнала;
- минимальное количество аналоговых схем;
- цифровое управление частотой.

Функциональная схема ГЧП приведена на рис.2а. Она состоит из управляемого генератора ГЧЗ, программируемого делителя частоты (ДЧ), кварцевого генератора опорной частоты (ОГ) и контура ФАП.

ГЧП имеет диапазон перестройки 700,0-799,9 кГц с дискретностью регулирования 100 Гц. В цифровых синтезаторах существует известное противоречие между быстродействием ФАП и дискретностью регулирования. В качестве компромисса частота ФАП выбрана 2 кГц, а частота ГЧЗ - в 20 раз выше рабочей. В схеме использован частотно-зависимый фазовый детектор, аналогичный примененному в контуре ФАП задающего генератора. Задающий генератор и генератор начальной частоты размещены в одном модуле конструктива СУМА-ВЕКТОР шириной 8 м.

Формирование нелинейной зависимости частоты от магнитного поля производится с помощью функционального преобразователя, структурная схема которого приведена на рис.2б. Основной схемой является нелинейный интегратор с широким управлением, состоящий из перемножающего цифроаналогового преобразователя (ЦАП), линейного интегратора (ЛИ) и цифровой памяти (СДП). Здесь диапазон изменения магнитного поля разбит на 32 интервала. В пределах каждого интервала аппроксимация постоянная интегрирования неизменна и пропорциональна коду в текущий адрес памяти. Смена адреса памяти производится по достижении определенного значения поля.

Формирование импульсов, соответствующих рассчитанным 32 уровням поля, производится компаратором К2, который сравнивает напряжение с выхода линейного интегратора поля (И2) с напряжением на выходе ЦАП2. Значения магнитного поля, при которых формируются импульсы, определяются кодами, записанными в ПЗУ. Этих импульсов инкрементируются адреса СДП и ПЗУ. Содержимое СДП рассчитано аналитически (см. ниже). СДП состоит из 64К объемом 32 десятиразрядных слова и ПЗУ объемом 512 слов. В СДП заносятся данные из управляющей программы при настройке и исследовании ускорителя. В ПЗУ записаны до 16 стандартных программ изменения частоты. Работа со стандартными программами не требует участия ЗЧП.

В отсутствие магнитных циклов ключ КП1 подолкает ко входам интеграторов сигнал с имитатора, который дает кусочно-линейную аппроксимацию сигнала dh/dt . Имитатор состоит из ЦАП3 и ПЗУ2, содержимое которого определяет форму выходного сигнала. Все аналоговые схемы ФАП помещены в термостат. Функциональный преобразователь размещен в модуле конструктива СУМА-ВЕКТОР шириной 4 м.

Применение цифрового управления позволило не только улучшить основные характеристики тракта, но и получить новые возможности, связанные с применением ЗЧП для аналитических расчетов, задания, спасения и восстановления режима.

Расчетные программы были созданы для решения следующих задач:

- оптимальная кусочно-линейная аппроксимация характеристики ΦU ;
- получение аналитического выражения модуляционной характеристики ΔU ;
- обеспечение возможности *ON-LINE* управления параметрами тракта в терминах физических величин.

Программа *APRIN* производит расчет аппроксимирующих линейных векторов и кодов функционального преобразователя исходя из допущения на радиальное отклонение пучка с учетом дискретности нелинейного интегратора и известного соотношения между величиной магнитного поля и частотой обращения. Кроме того, необходимо учитывать нелинейную модуляционную характеристику ΔU . В результате были рассчитаны параметры 32 векторов, которые обеспечивают ошибку среднего радиуса не более 0,2 мм.

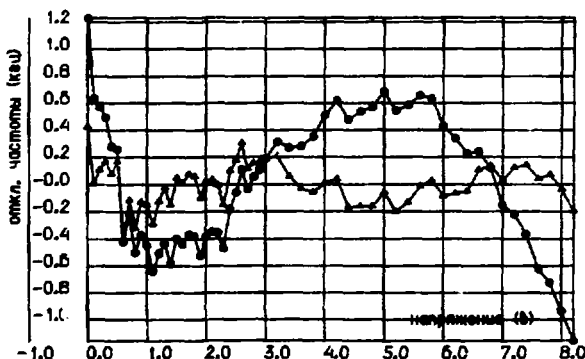
Модуляционная характеристика ΔU была экспериментально измерена в 64 точках. Исходя из аналитического выражения определялось исходя из зависимости барьерной емкости варикапа от напряжения смещения [5]:

$$C(U) = A_1 / \sqrt{A_2 + U}. \quad (1)$$

Отсюда зависимость частоты ΔU от управляющего напряжения:

$$F(U) = F_0 - 1 / 2\pi \cdot \sqrt{A_3(A_4 + C(U))}. \quad (2)$$

Всего результаты измерений обрабатывались программой *MINUIT* [6] с целью определения методом наименьших квадратов параметров выражения (2). Отличия экспериментальных точек от полученного аналитического выражения приведены на кривой 1 (рис.3). Максимальное отклонение заметно превышает эксперимен-



Р и с. 3. Отличие экспериментальных точек от полученного аналитического выражения.

тальные ошибки. С целью получения более точного аналитического выражения к зависимости (2) был добавлен полином 5 порядка и с помощью той же программы были получены результаты, представленные на кривой 2 (рис.3). При этом отклонения не превышают 300 Гц, что соответствует ошибкам измерений. Обе описанные программы работают *OFF-LINE* в ЭВМ *DEC-10* и результаты передаются в управляющую мини-ЭВМ *EC-1010*.

Управляющая программа обеспечивает работу в автоматическом, ручном с отстройкой, а спасение и восстановление режимов обеспечивает выходящая из строя система [7]. Управляющее может произведется не только в режиме аппаратуры, но и в терминах частоты или радиального отклонения пучка по выбору оператора. Кроме того, имеется возможность программного отбора значений ряда параметров, например, частоты, ее произвольной, среднего распу-са и т.д.

Лабораторные исследования аппаратуры показали, что аппаратная неста-бильность частоты не превышает 100 Гц. Проведенная оценка спектральной плот-ности шумовой частотной модуляции в диапазоне частот синхронных колебаний дала величину не более $0,05 \text{ Гц}/\sqrt{\text{Гц}}$.

В течение трех сеансов работы с пучком были измерены реальные характери-стики тракта. Иллюстрацией качества работы может служить тот факт, что нестабиль-ность радиального положения пучка на протяжении цикла ускорения при выключен-ной обратной связи по пучку не превышает величины 1 мм.

Л и т е р а т у р а

1. И.В.Дудин, И.М.Рунгов. Система задающего ЧМ генератора бустера. В сб.: Труды радиотехнического института АН СССР, т. 35, М., 1980.
2. У.Питте, К.Бенк. Полупроводниковая схемотехника. М., "Эир", 1963, с.297.
3. П.Хоровиц, У.Хилл. Искусство схемотехники. М., "Эир", 1983, т.2.
4. Hayward R. Variations in Single Loop Frequency Synthesizer. JET, Sept. 1981.
5. Я.А.Медетов. Основы физики полупроводниковых приборов. М., Советское радио, 1970.
6. James P., Roos M. CERN Computer Centre. Program Library. D-506, D-516, 1977.
7. С.М.Балашин, В.П.Воеводин. Препринт ИЛЭЭ 61-64. Серпухов, 1981.

УСКОРЕНИЕ ЯДЕР ЛИТИЯ, УГЛЕРОДА И МАГНИЯ В СИНХРОФАЗОТРОНЕ ОТ CO₂ ЛАЗЕРНОГО ИСТОЧНИКА ИОНОВ

В.Д.Безножик, А.Г.Бонч-Осмоловский, А.И.Говоров, Л.П.Синювер,
И.И.Худяков, В.А.Мончинский, А.И.Пикли, И.Н.Семеновичкин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Впервые ускорение ядер углерода от лазерного источника было осуществлено на синхрофазотроне в 1976 году [1]. В источнике использовался твердотельный лазер на неодимовом стекле с выходной мощностью ~1 ГВт, обеспечивший плотность потока излучения на ионизи 10^{13} Вт/см². Итогом эксперимента было ускорение ядер углерода в синхрофазотроне и облучение фотозуммильск на введенном релятивистском ядерном пучке. Однако применение на ускорителе источника с лазером на неодимовом стекле было ограничено недостаточной надежностью лазерной системы и малой частотой (~0,02 Гц) посылок рабочих импульсов. Дальнейшая разработка лазерного источника была ориентирована на использование CO₂ лазера, свободного от указанных недостатков неодимового лазера и, что особенно важно, позволяющего существенно снизить плотность потока излучения, требующую для получения в лазерной плазме ионов одной и той же зарядности [2], [3].

В результате проведенных исследований был создан лазерный источник, основанный на CO₂ лазере с ультрашуметовой предфокусировкой [4], [5], имеющий выходную энергию 10 Дж при частоте повторения 1 Гц.

Резонатор лазера образован плоским зеркалом с аллюминиевым покрытием и пластинкой из NaCl. Излучение CO₂ лазера фокусируется на ионизи источника двухлинзовым объективом с фокусным расстоянием $F = 140$ мм. Предельная плотность потока излучения на ионизи источника $\sim 10^{10}$ Вт/см².

Лазерный источник на CO₂ лазере, смонтированный на инжекторе синхрофазотрона - линейном ускорителе ЛУ-20, позволяет получить на его выходе ускоренные то энергии 5 МэВ/нуклон ядра Li, C и Mg с максимальными интенсивностями за импульс: $6Li^{3+} \sim 3,5 \cdot 10^9$ ядер, $7Li^{3+} \sim 5 \cdot 10^{10}$ ядер, $12C^{6+} \sim 1,5 \cdot 10^{10}$ ядер и $24Mg^{12+} \sim 1,0 \cdot 10^9$ ядер.

При этом пропускная способность системы форсироватор - линейный ускоритель составляла 10 н.

Ядра углерода и магния были получены после обдирки ускоренных ионов $12C^{5+}$ и $24Mg^{10+}$ на углеродном стриппере.

Длительность импульса тока для углерода (рис.1а) и магния ~5 нс, а для лития (рис.1б) ~10 нс. Интегральный заряд на выходе источника равен для углерода $6 \cdot 10^{13}$ элементарных зарядов, что дает, соответственно, $2,0 \cdot 10^{13}$ ионов/имп при $Z_{cp} = 3$.

В качестве ионизи использовались практически чистые магний и углерод, а при ускорении лития - торкский литий, с природным соотношением изотопов.

При проведенных на выходе линейного ускорителя интенсивности количество

ион, ускоренных в синхрофазотроне до энергии 1,2 ГэВ/нукл., составило:
 $6Li^{3+} \sim 10^8$ ядер/имп., $7Li^{3+} \sim 2 \cdot 10^9$ ядер/имп.,
 $12C^{6+} \sim 5 \cdot 10^8$ ядер/имп. и $24Mg^{12+} \sim 10^8$ ядер/имп.

Падение интенсивности ускоренных ядер магния объясняется потерями при

перезагрузки ядер на молекулах остаточного газа в процессе ускорения. Среднее давление в камере синхротрона при ускорении ядер лития и углерода было $1,6 \cdot 10^{-6}$ Тор.

Ускорение магния производилось при включенной в одном квадрате вакуумной камеры синхротрона системе криооткачки [6], позволившей уменьшить в 5-6 раз "вакуумные" потери ядер магния.

При проведении эксперимента было обнаружено, что после образования в катодном кратере количество ионов и их зарядность на выходе линейного ускорителя ЛУ-20 увеличивается. Интенсивность по углероду ($^{12}C^{6+}$) возросла от $\sim 3 \cdot 10^9$ ионов/мм. до $\sim 3 \cdot 10^{10}$ ионов/мм., а по магнию ($^{24}Mg^{10+}$) от $\sim 10^9$ ионов/мм. до $\sim 2 \cdot 10^{10}$ ионов/мм. Повышение зарядности было зарегистрировано как для углерода, так и для магния. С образованием кратера на выходе ЛУ-20 без облучки на стриптере появлялись ядра $^{12}C^{6+} \sim 10^9$ ядер/мм. и ионы $^{24}Mg^{11+} \sim 10^6$ ионов/мм. Регистрация ускоренных ядер $^{24}Mg^{12+}$ была затруднена, поскольку для $Z/A = 0,5$ возможно ускорение более легких примесных ядер.

Увеличение зарядности и количества ионов данной зарядности при формировании в катодном кратере можно объяснить "кумулятивными" явлениями, имеющими место при фокусировке пучков в конусе [7]. Рассмотрим подробнее процессы, происходящие при этом.

Пусть излучение лазера фокусируется вблизи основания конуса с вершиным углом 2α . Поскольку, как известно, основной поток вещества в лазерном факеле на плоской мишени направлен перпендикулярно ее поверхности, то, очевидно, на оси конуса происходит столкновение сверхзвуковых потоков плазмы. Если [8] угол

$$\alpha < \alpha_{кр} = \arctg \sqrt{\gamma^2 - 1}, \quad (1)$$

где γ - показатель адиабаты, то значительная часть кинетической энергии сталкивающихся потоков переходит в тепловую энергию плазмы (квазистационарной в лабораторной системе [9]). Тогда можно оценить конусную температуру этой плазмы из соотношения

$$T_i \sim m_i U_i^2 / K, \quad (2)$$

где m_i - масса иона, U_i - скорость потока ионов в лазерном факеле, K - постоянная Больцмана.

Для скоростей, характерных для эксперимента, $U_i \approx (1,5) \cdot 10^7$ см/с и, например, для магния имеем $T_i \sim 1$ кэВ. Электроны этим "ударно-вязкостным" механизмом [10] нагреваются незначительно ($m_e \ll m_i$), подъем же электронной температуры за счет электрон-ионной релаксации при характерном времени $\tau_{ei} \approx 10^{-9} + 10^{-8}$ с, как показали расчеты, равен $T_e = (1,5+2) T_{кр}$, где $T_{кр}$ - электронная температура до столкновения.

Существует, однако, более эффективный механизм нагрева электронов. Предполагая, что сжимаемая в результате столкновения плазма ведет себя как идеальный газ с постоянной теплоемкостью, термодинамические характеристики которого меняются адиабатически, имеем $T = T_e \sim n_e^{-\gamma-1}$ (3) где n_e - электронная плотность плазмы.

Показатель адиабаты, с учетом ионизации, несколько меняется, его значение лежит в пределах $1,2 + 1,67$ [10]. Поскольку все времена хаотизации (время самостолкновения данной группы частиц, по Шмидтеру [11]), гораздо меньше времени сжатия $\tau_{сж} \approx 10^{-9}$ с, то для идеального газа, в предположении, что внутренние степени свободы "заморожены", $\gamma = 5/3$.

Тогда $\alpha_{кр} = 37^\circ$ и при $2\alpha < 71^\circ$ имеем квазилондротический случай столкновения потоков, когда плотность плазмы возрастает [12]:

$$\frac{n_e}{n_{e0}} \approx \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right)^2 \approx 11. \quad (1)$$

а температура электронов в соответствии с (1), (2) и

$$\frac{T_e}{T_{e0}} \approx \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1} \right)^{\frac{2}{\gamma-1}} \approx 3,45. \quad (3)$$

Если процессы ионизации дают заметный вклад в тепловую мощность, то рост температуры будет меньше, например, при $\gamma = 4/3$ $T_e \approx 3,67 T_{e0}$.

На рис.1 представлен срез кратера в магнитоной мишене, образованного носом ~ 300 импульсов. Верхний угол кратера, как видно, $2\alpha \approx 60^\circ < 2\alpha_{кр}$, можно использовать соотношения (1) и (3).

Эффективная плотность потока лучения в конусе $q_{\text{эф}} = q \sin \alpha$, где q — плотность падающего потока, для нашего случая равна $q_0 \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ Вт/см}^2$, что при характерном размере фокального пятна $0,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, позволяет сделать оценки для n_{e0} и T_{e0} [12], [13], $n_{e0} \approx (2+3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_{e0} \approx 70 \text{ эВ}$. Тогда на оси кратера $n_e \approx 5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \approx 100 \text{ эВ}$.

Указанные значения плотности и температуры электронов в рамках пороговой модели [14], [15] могут объяснить увеличение количества фотонов с и Mg излучений зарядностей.

Полученные результаты открывают широкую возможность для использования и дальнейшего развития CO_2 лазерного источника на синхротроне, а наблюдаемый "кратерный" эффект может быть с успехом использован в лазерных разрядных волах, существенно увеличивая выход многозарядных ионов.

Авторы выражают глубокую благодарность академику А.М.Гадццу за бесценное внимание к работе, а также академику А.М.Прохорову, И.М.Спасскому и Г.П.Кузьмичу за полезные обсуждения и помощь в изготовлении CO_2 лазера.



а



б

Рис.1. Импульсы тока на выходе линейного ускорителя ЛУ-30 для углерода (а) и лития (б)



Рис.2. Срез кратера в магнитоной мишене.

Л и т е р а т у р а

1. Ананьев О.Б. и др. "Квантовая электроника", 4, 5-7, 1547 (1977).
2. J.L.Bobin, G.Tonon. B.J.S.T. du Commissariat a l'Energie atomique, France, 8, 160, 23 (1971).
3. Билковский Ю.А. и др. "Письма в ЖТЭ", 5, вып.1, 46 (1979).
4. M.N.Burnett and A.A.Offenberger. J.Appl.Phys., 44, 48, August, 1973.
5. Бубякин Г.Б. и др. "Квантовая Электроника", 1, 5-7, 1660 (1974).
6. Балачников Н.М. и др. ОИЭ, РС-80-172.
7. Грабков В.А. и др. Труды АИАН, 1976, 85, 193.
8. F.H.Barlow, W.E.Pracht. Phys. Fluids, v.9, 1451, (1966).
9. R.T.Rumsby, J.W.H.Paul, M.M.Masoud. Plasma Phys., 16, 969, (1974).
10. Сельдович Я.Б., Райзер Ю.П. "Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений", стр.359, ГИИЛ, Москва, 1963.
11. Спитцер "Физика полностью ионизованного газа", "Мир", Москва, 1965.
12. J.P.Somon. Proc.Intern. School of Phys. "Enrico Fermi", course 48, (1971).
13. Бойко В.А. и др. Труды АИАН, 1974, 76, 186.
14. T.P.Stratton. Plasma Diagnostic Techniques, chapter 5, Academic Press, N.Y., 1965.
15. D.Colombant, A.Perez, G.Tonon. Proc.Sec.Intern.Conf. Ion Source, 586, (1972).

□

СИСТЕМА КОРРЕКЦИИ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПОСЛЕДЕНИЯ ОРБИТЫ НА ПРОТОННОМ
СИНХРОТРОНЕ ИТЭ

Н.Н. Алексеев, А.Б. Большаков, В.П. Заводов, А.С. Рябцев, С.Б. Скачков
Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Коррекция вертикальных отклонений орбиты в кольцевых ускорителях связана с определенными трудностями из-за необходимости создания распределенной по азимуту ускорителя радиальной составляющей корректирующего магнитного поля B_r . На протонном синхротроне ИТЭ У-16 эта задача ранее решалась при помощи дипольных безжелезных корректоров, установленных в коротких промежутках между основными магнитными блоками. Из таких корректоров были объединены в две цепи, которые исправляли ближайшую к бетатронной частоте 9-ю азимутальную гармонику вертикальных отклонений орбиты.

Недостатки такой системы очевидны: корректорами занимаются специалисты; из-за малой длины корректоров требуются высоковольтные источники питания; исправление единственной гармоники не обеспечивает должного качества коррекции орбиты (для У-16 на начальном этапе ускорения остаточные вертикальные отклонения орбиты после коррекции 9-й гармоники при рабочей бетатронной частоте $V_4 \approx 9,5$ составляли $\sim 7-8$ мм).

Для улучшения качества коррекции вертикальных отклонений орбиты была предложена и реализована новая система коррекции, ориентированная на автоматизированное управление. Вместо безжелезных корректоров были применены обмотки, создающие в зазорах основных магнитных блоков плоское корректирующее поле. Ввиду практических трудностей получения чисто однородного поля радиального направления мы нашли возможным создавать и использовать двумерное корректирующее поле $B(x, r)$ с компонентой B_r , приблизительно линейной по r . Обмотки были исследованы и отлажены методом аналоговой модели на проводящих пластинах.

Каждая из 16 распределенных по азимуту ускорителя обмоток запитана от отдельного источника питания, управляемого и контролируемого через ЭВМ. Это дает возможность преодолеть трудности оптимального подбора токов коррекции, связанные с зависимостью создаваемого обмотками корректирующего магнитного поля от радиальной координаты.

Такая зависимость, если она линейна, приводит к двум основным эффектам: 1) величина корректирующего воздействия каждого корректора на вертикальные отклонения орбиты зависит от горизонтального смещения орбиты в данном месте; 2) при изменении режима коррекции орбиты возможно изменение ширины резонанса связи бетатронных колебаний $V_4 = V_r$.

Первый эффект преодолевается предварительной калибровкой влияния на орбиту каждой корректирующей обмотки. Второй эффект, как показывают расчеты и экспериментальные данные, пренебрежимо мал даже при изменениях корректирующих воздействий в достаточно широких пределах, значительно превосходящих реально необходимые для коррекции орбиты. Связано это с тем, что ширина резонанса связи определяется усреднением по азимуту значением производной $\partial B_r / \partial r$, а при коррекции вертикальных отклонений орбиты на графиках приходится создавать азимутальные гармоники B_r с номерами, близкими к бетатронной частоте V_4 , поэтому усреднение по азимуту значения B_r и, соответственно, $\partial B_r / \partial r$ на равновесной орбите сохраняется близким к нулю.

Параметры корректирующих обмоток

Расположение витков относительно зазора основного магнитного блока для двух вариантов корректирующей обмотки показано на рис. 1. Расчеты и проведенные магнитные измерения показывают, что такие обмотки создают в медленной плоскости магнита горизонтальную составляющую магнитного поля, величина которой зависит от радиальной координаты: $B_r = B_r(r)$. Экспериментально полученные зависимости $B_r(r)$ приведены на рис. 2. Как видно из рисунка, кривая 1, соответствующая обмотке № 1, в отличие от кривой 2, соответствующей обмотке № 2, нелинейна.

Рассмотрим оба представленные выше варианта корректирующей обмотки; мы остановились на варианте № 1, который конструктивно более прост. При этом было принято во внимание, что корректирующие обмотки будут наматываться на дефокусирующие в горизонтальной плоскости магнитные блоки, в которых горизонтальный размер пучка не превосходит 2-3 см, а на таком коротком участке зависимость $B_r(r)$ достаточно линейна.

Система питания, управления и контроля

Блок-схема аппаратурной части системы приведена на рис. 3. Параметры корректирующих обмоток выбраны таким образом, что для их питания используются разработанные ранее и уже используемые в системе коррекции У-10 унифицированные усилители мощности (УМ) [1]. УМ выдает в нагрузку ток в пределах ± 5 А с точностью, лучшей $\pm 5 \cdot 10^{-3}$. Все 16 УМ запитаны от общего источника напряжений $+50$ В и -50 В. Значение тока в корректирующей обмотке задается опорным напряжением, подаваемым на вход УМ с выхода ЦАП'а. Электроника системы выполнена в виде модулей специализированного интерфейса на базе конструктива "Визия", подключенного к ЗЕМ ВС-1010. Система включает в себя средства автоматизированного контроля, обеспечивающие измерение токов в корректирующих обмотках с точностью $\pm 2 \cdot 10^{-3}$.

Калибровка влияния корректирующих обмоток на орбиту

С использованием возможностей АСУ задача калибровки решается достаточно просто. Для этого измеряются отклонения орбиты, вызванные изменением на заданную величину тока в корректирующей обмотке. На основе полученной информации рассчитываются калибровочные коэффициенты, которые в дальнейшем используются при расчете режима коррекции орбиты. Процедура калибровки всех 16 обмоток занимает ~ 30 минут и проводится, как правило, достаточно редко (не чаще, чем один раз за сеанс работы ускорителя), т.к. заметные изменения калибровочных коэффициентов могут быть связаны только со значительными сдвигами равновесной орбиты по горизонтали, которые независимым способом контролируются и поддерживаются в заданных пределах.

Методики нахождения оптимального режима коррекции

Задача коррекции вертикальных отклонений равновесной орбиты решается на У-10 в два этапа. На первом этапе режим коррекции рассчитывается по измеренным отклонениям равновесной орбиты. На втором этапе значения токов в корректирующих обмотках оптимизируются на максимум интенсивности ускоренного пучка. При этом либо применяются программы автоматической оптимизации, либо настройка режима ведется в полув автоматическом режиме при помощи универсаль-

ного устройства централизованного управления типа "Ручка" и вспомогательных программ, реализующих при вращении "ручки" в режиме *on-line* необходимые преобразования координат для синтеза и плавного регулирования ближних к бетатронной частоте азимутальных гармоник корректирующего магнитного поля.

На первом этапе коррекции орбиты применяется один из двух методов:

А) Метод разложения измеренной орбиты по функциям влияния корректоров с наложением ограничений на величины корректирующих воздействий. В данном методе значения токов в корректирующих обмотках J_i выбираются таким образом, чтобы минимизировать функцию

$$F(J_i) = \sum_i \left(\sum_j m_{ij} J_j - Z_i \right)^2 + \lambda \sum_i J_i^2,$$

где Z_i — измеренные значения отклонений орбиты; m_{ij} — элементы матрицы, составленной из соответствующих значений функции влияния корректоров; λ — коэффициент, через который реализуется ограничение на величины корректирующих воздействий.

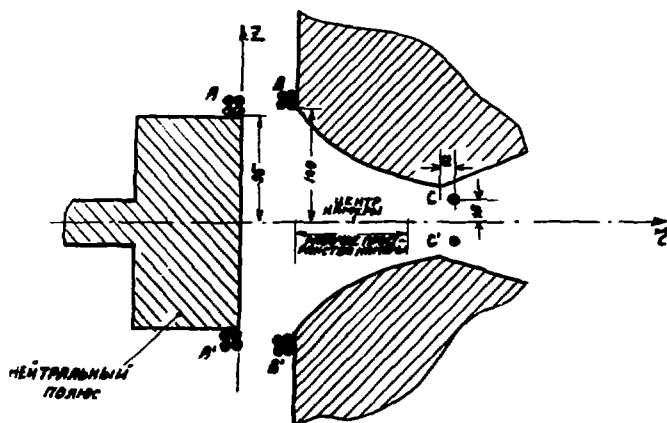
Б) Метод последовательной компенсации гармоник искажения орбиты. В этом методе измеренная орбита раскладывается по гармоникам с номерами, ближайшими к бетатронной частоте. Полученные амплитуды гармоник используются для расчета корректирующих воздействий. Расчеты показывают, что для У-10 системы из 16 корректоров с индивидуальным питанием позволяет скомпенсировать пять ближайших к V_a гармоник искажения орбиты (с 7-й по 11-ю). При случайном азимутальном распределении возмущающих орбиту факторов исправление указанных гармоник уменьшает максимальное отклонение орбиты (при реальном $V_a \approx 9,3$) в 3-5 раз, а средне-квадратичное отклонение в 5-10 раз.

Сравнение двух представляемых методов моделирования на ЭВМ показывает, что применение метода А для коррекции орбиты в условиях, приближенных к реальным (т.е. при ограниченном количестве точек измерения орбиты, наличии ошибок в данных о положении пучка и др.), не дает преимуществ по сравнению с методом Б, т.е. качество коррекции в том и другом случаях может быть реализовано приблизительно одинаковое. Однако применение метода Б во многих случаях оказывается более удобным, т.к. метод Б полностью детерминирован, в отличие от метода А, где необходим эмпирический подбор коэффициента λ ; метод Б лучше фильтрует ошибки при измерениях орбиты, т.к. орбита представляется в виде ряда ортогональных функций; в методе Б размерность решаемой системы линейных уравнений зависит от числа гармоник, по которым раскладывается орбита, а не от числа используемых корректоров, как в методе А, поэтому метод Б значительно легче применять на больших ускорителях, где число корректоров велико.

Применение на У-10 системы из 16 корректирующих обмоток позволяет, как показывает опыт, уменьшить вертикальные отклонения орбиты до $\sim 1,5$ мм. На рис. 4 показаны измеренные вертикальные отклонения орбиты после коррекции, а также нескорректированная орбита, восстановленная по известным значениям корректирующих воздействий.

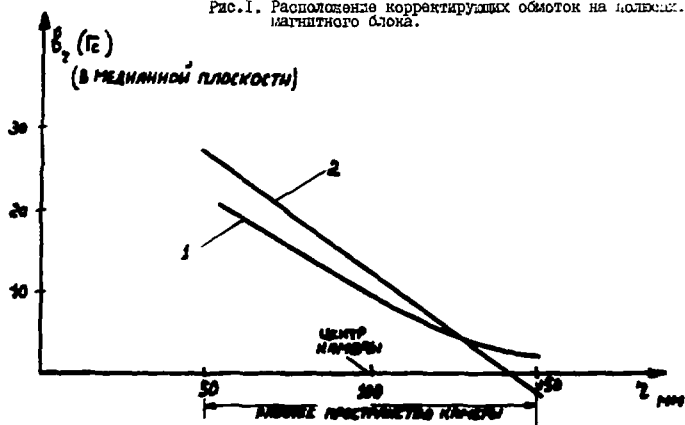
Орбита, полученная в результате оптимизации на максимум интенсивности ускоренного пучка, как правило, имеет не минимально-достижимые, а несколько большие отклонения ($\sim 2,5$ мм). Интенсивность ускоренного пучка при такой орбите оказывается на 10-15 % выше, чем при минимально-достижимых отклонениях.

Для автоматической оптимизации применяется метод симплексного планирования с запретом возврата [2], варьируются одновременно значения токов



Варианты М1 и М2 корректирующих обмоток
 М1: обмотка состоит из витков АА'.
 М2: обмотка составлена из витков ВВ',
 соединенных последовательно (но встречно
 по магнитному полю) с витком СС'.

Рис.1. Расположение корректирующих обмоток на кольцевом магнитном блоке.



Поле корректирующих обмоток при $i = 100$ А
 1 - обмотка М1
 2 - обмотка М2

Рис. 2. Поле корректирующих обмоток.

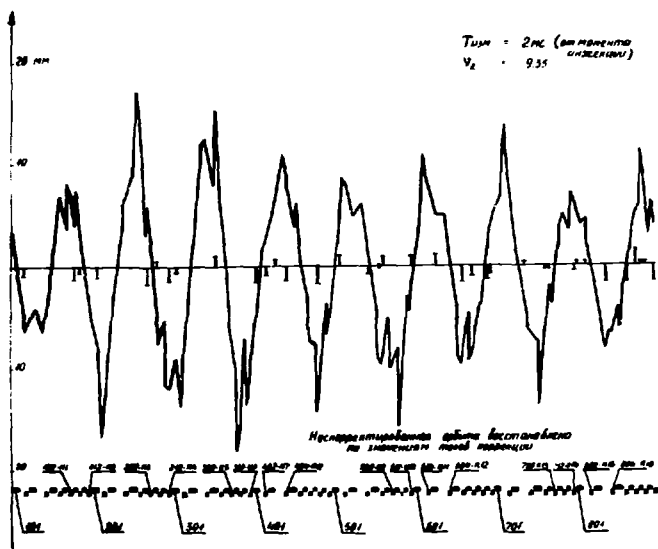


Рис. 4. Вертикальные отклонения орбиты Δz и после коррекции.

Л и т е р а т у р а

1. Алексеев Н.М. и др. Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1983, т.1, с.216.
2. Дамбраускас. "Симплексный поиск", Москва, Энергия, 1979.

□

КОГЕРЕНТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЛЕНТОЧНЫХ ПУЧКОВ В ПЕРИОДИЧЕСКИХ КАНАЛАХ ТРАНСПОРТИРОВКИ

П.Р.Зенкевич, А.П.Королев

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Резюме

Одна из возможных причин роста поперечного фазового объема при транспортировке сциммоточных пучков — когерентные неустойчивости, вызванные периодичностью фокусирующей системы [1,2]. Механизм этих неустойчивостей может быть изучен на примере простой одномерной модели ленточного пучка, у которого поперечные размеры по одной степени свободы значительно больше, чем по другой.

Для ленточного пучка, движущегося в однородном линейном фокусирующем поле, система уравнений Власова путем линеаризации уравнений движения может быть сведена к системе линейных однородных интегральных уравнений второго рода, которую в дальнейшем мы будем называть "базовой системой". Собственные числа и собственные функции базовой системы уравнений зависят от стационарной функции распределения частиц в фазовом пространстве и от параметра кулоновской нагрузки η , определяемого по формуле:

$$\eta = \omega_p^2 / \omega_s^2, \quad (1)$$

где ω_p — частота линейных плазменных колебаний частиц в пучке; ω_s — частота колебаний частиц под действием внешней фокусировки.

Для периодических систем фокусировки анализ устойчивости, строго говоря, может быть выполнен только для распределений в фазовом пространстве, соответствующих линейному собственному полю пучка. Для произвольных распределений можно воспользоваться известным в теории ускорителей приближением "малой нелинейности" [3]. Вывод базовой системы интегральных уравнений для периодических систем фокусировки и ее анализ для частного случая пучков с постоянной плотностью частиц в фазовом пространстве и является основной задачей настоящей работы.

Базовая система уравнений ленточного пучка

Рассмотрим движение ленточного пучка заряженных частиц в идеальном п.с. волновом канале транспортировки. Линеаризованное кинетическое уравнение в переменных I, χ запишется в виде:

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \omega(I) \frac{\partial f_1}{\partial \chi} = - \frac{\partial f_0}{\partial I} \frac{\partial I_1}{\partial t}, \quad (2)$$

где I — квадрат амплитуды параксимальных колебаний частиц в пучке; χ — фаза колебаний; $f_0(I)$ — исходная стационарная функция распределения; $f_1(I, \chi, t)$ — малая неравновесная добавка.

Представим функцию $f_1(I, \chi, t)$ в виде ряда Фурье по угловой переменной χ :

$$f_1(I, \chi, t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n(t) \cdot f_n(I) \cdot \exp(in\chi). \quad (3)$$

Ограничимся случаем квазистатических колебаний, в котором спо-

тема уравнений Максвелла сводится к уравнению Пуассона:

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = 4\pi p, \quad (4)$$

где $E_z(y, t)$ и $p(y, t)$ — неравновесные малые добавки к полю и плотности заряженных частиц соответственно.

Подставляя (3) в (2) и (4) и выражая E_z через неравновесную добавку к полю, получим базовую систему интегро-дифференциальных уравнений для амплитуд кугле-гармоник неравновесной функции распределения [4]:

$$[C_n' + n\omega(I)C_n]f_n(I) = i\omega^2 I_0 I \frac{\partial f_n}{\partial I} \sum_m C_m \Lambda_{nm}(I) \int_0^{I_0} f_m(\tilde{I}) \delta_{nm}(I, \tilde{I}) d\tilde{I}, \quad (5)$$

где $\omega^2 = \frac{8\pi^2 \sigma}{\pi M^2 \sqrt{I_0}}$; σ — поверхностная плотность частиц; $I_0 = \max(I)$; $\Lambda_{nm}(I) = g(I) \exp[i(n-m)\alpha]$; $\alpha(t) \equiv \beta(t)$ — фаза и модуль функции Блоке соответственно;

$$G_{nm}(I, \tilde{I}) = \sum_{\theta=0}^{2\pi} \sin \gamma \sin n\tilde{\gamma} \sin [m - \alpha \cos \cos(U \cos \tilde{\gamma})] d\tilde{\gamma}; \quad (6)$$

$$\theta(U) = \begin{cases} \arccos U^{-1} & \text{при } U > 1 \\ 0 & \text{при } U \leq 1 \end{cases}, \quad U = \sqrt{\frac{I}{\tilde{I}}}$$

Когерентные колебания пучка с постоянной плотностью частиц в базовом пространстве

Исследуем связанные колебания двух мод с номерами n и m . Аналитическое решение системы (5) из двух интегральных уравнений может быть найдено для пучка с равномерной плотностью в базовом пространстве. Равновесная функция распределения, соответствующая этому случаю, имеет вид:

$$f_0(I) = \begin{cases} 1/I_0 & \text{при } I \leq I_0 \\ 0 & \text{при } I > I_0 \end{cases} \quad (7)$$

При этом базовая система (5) сводится к однородному линейному дифференциальному уравнению второго порядка с постоянными коэффициентами. Решая это уравнение, найдем, что собственные частоты когерентных колебаний в центре резонансной полосы определяются формулой:

$$\lambda_{nm} = \pm \omega^2 V_{nm} \sqrt{-G_{nm} G_{mn}}, \quad (8)$$

где $V_{nm} = [g \cos \psi_{nm}^2 + \bar{g} \sin \psi_{nm}^2]^{1/2}$;

$$\psi_{nm}(t) = \omega(n-m)t + \omega^2(G_{nm} - G_{mn}) \int_0^t (g - \bar{g}) d\tau - \kappa \nu t;$$

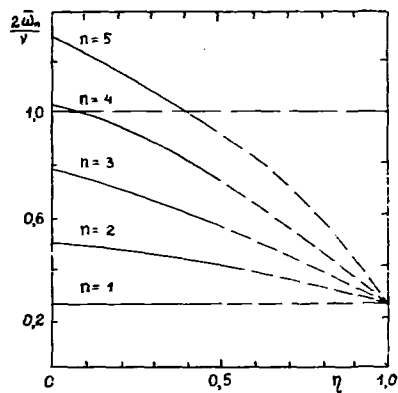
$\nu = 2\pi/t_0$; $G_{nm} \equiv G_{nm}(I_0, I_0)$; t_0 — период внешней фокусировки; черта сверху означает усреднение по периоду структуры.

Таким образом, периодическая модуляция огибающей пучка приводит к возникновению межимодных кулоновских резонансов связи. Если знаки n и m совпадают, то этот резонанс имеет разностный характер; если n и m имеют противоположные знаки, то $G_{nm} \cdot G_{mn} < 0$, и резонанс имеет суммный характер, вызывая экспоненциальный рост амплитуды когерентных колебаний внутри резонансной полосы. Частный случай суммного резонанса $n = -m$ соответствует параметрическому резонансу данной когерентной моды, условие которого:

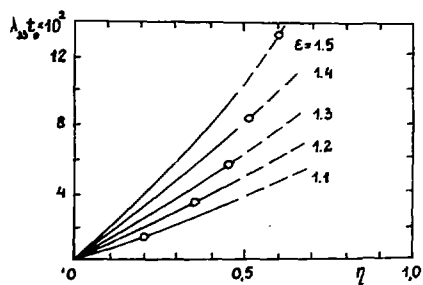
$$2\bar{\omega}_n = \omega - \kappa \nu, \quad (9)$$

где $\bar{\omega}_n = \omega(I_0)n + \omega^2 G_{nn} \bar{g}$.

На рис. 1 приведен график зависимости когерентных частот $\frac{2\bar{\omega}_n}{\nu}$ ($n = 1, 2, \dots, 5$) от величины кулоновской нагрузки η для $\epsilon = 0,8$, где $\epsilon = \sqrt{2(1 - \cos \mu_0)}$ — сила тонкой линзы; $\mu_0 = \omega_0 t_0$ — фазовый сдвиг колебаний за период при нулевой интенсивности пучка.



Р и с.1. Зависимость когерентных частот $\frac{2\omega_n}{\gamma}$ ($n=1,2,\dots,5$) от величины кулоновской нагрузки η для $\varepsilon=0,8$.



Р и с.2. Зависимость от η инкремента параметрического резонанса секступольной моды ($n=3$) при различных значениях ε .

Численные расчеты выполнены в приближении тонких лент для симметричной структуры типа FODO.

На рис.2 построен график зависимости инкремента параметрического резонанса от η при различных значениях ϵ для $n = 3$. Выделенные точки на графике соответствуют пересечению резонанса (9) для $K = -1$. Напомним, что анализ устойчивости когерентных колебаний проводится в следующих предположениях:

1) справедлива теория малых нелинейных колебаний; 2) эффект нерезонансной связи мод пренебрежимо мал. Оценки показывают, что эти предположения справедливы при $\eta \neq 0,5$.

Затухание Ландау

Рассмотрим влияние на устойчивость когерентных колебаний внешнего разброса, связанного с дисперсией частиц по импульсам. Заметим, что в рамках наших исходных предположений теория резонансов связи когерентных колебаний, вызванных периодичностью внешней фокусировки, аналогична теории двухлучевых резонансов связи. Поэтому мы можем воспользоваться условием стабилизации внешнего разбросом, которое было получено в работе [5].

$$\langle \Delta\omega \rangle^2 \geq \frac{\lambda_{\text{оп}}^2}{\pi m}, \quad (10)$$

где $\langle \Delta\omega \rangle$ — среднеквадратичный разброс по поперечным частотам. Известно, что для большинства когерентных неустойчивостей условия стабилизации внешним разбросом близки к условиям стабилизации внутренним разбросом, связанным с нелинейной зависимостью частоты от квадрата амплитуды. Рассмотрим случай, когда распределение частиц в фазовом пространстве имеет вид степенной функции:

$$f(I) = f_0 \left(1 - \frac{I}{I_0}\right)^{s+1/2}, \quad s > -\frac{3}{2}. \quad (11)$$

Для этого класса распределений найдем, что для наиболее опасных резонансов, находящихся на главной диагонали, условие стабилизации затуханием Ландау можно записать в следующем виде:

$$n^2 > \frac{32 \cdot V_{\text{оп}}}{\pi R(s) \cdot 3} \quad (12)$$

где $R(s) = \Gamma(s + \frac{5}{2}) / \Gamma(s + 1)$; $\Gamma(x)$ — гамма-функция.

Обычно для реальных пучков $-1/2 \leq s \leq 1/2$. Оценки показывают, что в этом диапазоне значений параметра s резонансы с $n \geq 3$ будут подавлены затуханием Ландау.

Л и т е р а т у р а

1. Laslett L.J., Smith L. - IEEE Trans. Nucl., Sci., 1979, NS-26, 3780
2. Hofmann I. - Nucl. Instr. Meth., 1981, 187, 281
3. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей, Физматгиз, М., 1962
4. Зенкевич П.Р., Королев А.П. Препринт ИТЭФ-137, Москва, 1983
5. Koshkarov D.T., Zenkevich P.R. - Particle Accelerators, 1972, v.3, п 1.

ПРОЕКТНЫЕ ПАРАМЕТРЫ МОДИФИЦИРОВАННОГО ЭЛЕКТРОТРОНА ДЛЯ ОБЛУЧЕНИЯ
ИНТЕРВЕНСКИХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 6 ГЭВ

А.А.Васильев

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР, Москва

А.Ц.Аматунд, И.И.Карабеков, В.И.Меданов

Бреванский (физический) институт

Современные тенденции развития исследований в области релятивистской ядерной физики элементарных частиц средних энергий [1,2] требуют создания ускорителей с интенсивными пучками электронов и гамма-квантов непрерывного действия с энергией от 2 до 6 ГэВ, что позволяет осуществлять проверку следствий кварк-глюонной модели в экспериментах по фото- и электропроизведению адронов на нуклонной и ядерной мишенях. Указанный интервал энергий, охватывая область резонансных состояний, интересен для экспериментальной проверки кварковой структуры адронов, построенных из "старых" кварков, а также для изучения кварковой структуры ядра, там, где она проявляется.

Наряду с вновь создаваемыми ускорителями электронов непрерывных пучков [3] действует ряд импульсных электронных синхротронов и линейных ускорителей с энергией 2-6 ГэВ. Для дальнейшего успешного использования этих установок необходимо осуществить их модернизацию, позволяющую увеличить коэффициент заполнения и среднюю интенсивность пучков [4,5].

В ряду действующих электронных синхротронов находится и самый крупный в СССР ускоритель на 6 ГэВ в Бреванском (физическом) институте.

В настоящей работе приведены результаты изучения возможного направления модернизации ускорителя БФМ, позволяющей получить пучки электронов и гамма-квантов с временным заполнением, близким к 100%, в диапазоне энергий 2-6 ГэВ при среднем токе, равном нескольким мА. Несмотря на сравнительно низкую интенсивность, осуществление проекта позволит проводить исследования с использованием пучков реченных тормозных фотонов, которые позволяют получать достоверные сведения о свойствах резонансов и структуре ядра. Кроме того, пучки с такой интенсивностью могут быть использованы в экспериментах, где несколько частиц в конечном состоянии кинематически слабо коррелированы. Выходит в эффективности детектирования в этом случае может компенсировать относительно низкую интенсивность падающего пучка электронов или гамма-квантов [6]. Более высокое значение максимальной энергии (6 ГэВ) ускоренного синхротрона, после создания системы растяжки пучков, также может в ряде экспериментов компенсировать относительно низкое значение среднего тока.

Модернизация синхротрона БФМ заключается в дооснащении его растягивающей колонной, расположенной в кольцевой зоне ускорителя. На рис.1 показано поперечное сечение тоннеля и взаимное расположение действующего ускорителя (1) и растягивателя (2). Конструкция тоннеля позволяет по окружности растягивателя осуществлять нагрузку до 16 т-м².

Орбиты ускорителя и растягивателя расположены в одной плоскости для облегчения процесса ликажи частиц в растягивателе.

Оценив максимально достигнутое значение тока и предельную энергию частиц

в растянители. Рабочее значение тока, ускоренного в синхротроне, составляет 245 кА ($5 \cdot 10^{11} + 1,2 \cdot 10^{12} \text{ эл./с}$). Эта величина лимитируется в основном энергетически: размером сепаратрисы ΔE в момент вливания, равной $2 \cdot 10^6 \text{ эВ}$, и энергетической плотностью частиц на выходе из линейного ускорителя-инжектора, составляющая $\sim 10^6 \text{ эВ} \cdot \text{аб}^{-1}$. Возможное увеличение ΔE путем уменьшения равновесной фазы ускоряющего напряжения ($\varphi_s = 45^\circ$) связано с увеличением мощности ускорительной системы. Вместе с тем ряд несложных усовершенствований может позволить повысить ток ускорителя до 10 кА ($\omega_e \approx 2,25 \cdot 10^{12} \text{ эл} \cdot \text{с}^{-1}$), что соответствует максимальному достижимому значению среднего тока $I \approx 0,3 \text{ кА}$. Достижение более высоких уровней среднего тока растяжительного комплекса может быть осуществлено путем сооружения бустера с энергией $\sim 700 \text{ МэВ}$ и монохроматора, позволяющего повысить энергетическую плотность в пучке линыса [7]. Это позволяет увеличить средний ток растяжителя до 5 кА . Выбор энергии бустера 700 МэВ оптимизирован из условия захвата 80% ускоренных бустером частиц в синхротрон. Увеличение среднего тока, ускоренного синхротроном, возможно и повышением кратности радиочастоты. Поэтому, если перейти от частоты ВЧ системы 132 МГц к $463,1 \text{ МГц}$, то средний ток растяжителя может быть увеличен еще примерно в 2 раза и может достигнуть 10 кА . Существенное эквивалентное увеличение ускоренного тока возможно в экспериментах на внутренней пучке растяжителя. Если на пучке растяжителя установить газоструйную мишень с плотностью $10^{19} \text{ атом} \cdot \text{см}^{-3}$, то при токе 5 кА могут быть исследованы процессы с сечением вплоть до 10^{-39} см^2 . Для осуществления экспериментов на внутренней пучке растяжитель должен быть снабжен специальным ответвителем, с помощью которого может быть создан параллельный прожектор для установки 4"-спектрометра. При работе внутренней мишени растяжитель может быть введен в накопительный режим, что также позволит повысить значение среднего тока, пересекающего мишень.

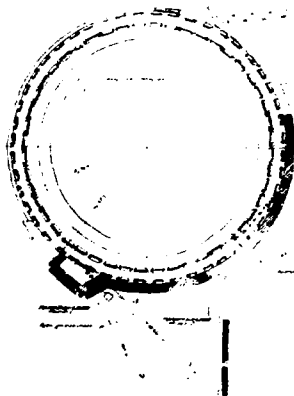
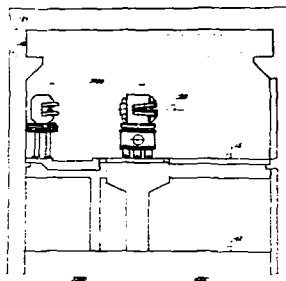
Очень важны проблемы, связанные с достижением высоких энергий выведенных пучков. При энергии 4 ГэВ частицы в растяжителе теряют за 1 оборот $1,51 \text{ МэВ}$. Если выбрать $\varphi_s = 60^\circ$, то полное напряжение на всех резонаторах составляет $1,8 \text{ МВ}$. При 20 резонаторах мощность потерь при $R_{\text{вт}} = 7,5 \text{ Ом}$ составляет 30 кВт . Полная суммарная мощность ВЧ генератора для ускорения 10 кА составляет $2 \cdot 10^5 \text{ Вт}$. Для 5 ГэВ мощность потерь в 20 резонаторах достигает 500 кВт , а на растяжку 1 кА тока требуется 10^5 Вт . Увеличение вдвое числа резонаторов для $E = 6 \text{ ГэВ}$ кажется разумным, т.к. позволит снизить мощность потерь до 200 кВт , тогда при разумном пределе мощности ВЧ генератора 10^5 Вт растяжитель может обеспечить $8-9 \text{ кА}$ тока.

Полная схема растяжительного комплекса ЭРФН показана на рис.2. Здесь 1-действующий ускоритель электронов, 2-растяжительное кольцо, 3-бустер, 4-монохроматор, 5-линыс/инжектор, 6-ответвитель пучка растяжителя, 7-4"-спектрометр, 8-выведенные пучки электронов и фотонов.

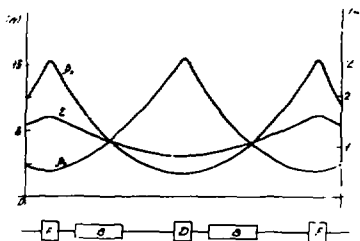
В таблице I представлены основные параметры растяжительного кольца. На рис.3 представлены графики амплитудных функций растяжителя для выбранных частот бетатронных колебаний: $\varphi_k = 0,35$ и $\varphi_k = 0,25$.

Необходимо отметить, что при мощности ВЧ системы 1 МВт и числе частиц на орбите $3 \cdot 10^{12}$, растяжитель в накопительном режиме будет охвачен из наиболее интенсивных источников синхротронного излучения с характеристической длиной волны $\lambda_c = 1,30 \text{ \AA}$ и числом фотонов в пучке $5 \cdot 10^{13}$ в стандартных интервалах. Указанная комплексность проекта, включающая в себя как развитие программ исследований в области физики элементарных частиц и ядерной физики, так и исследования на пучках СИ повышает значимость его осуществления.

Р и с.1 Поперечное сечение тоннеля
и взаимное расположение действующего
ускорителя (1) и растяжителя (2).



Р и с.2 Полная схема
растяжительного комплекса ЕРМН.



Р и с.3 Графики амплитудных
функций растяжителя.

Таблица I

Средний радиус R	37,5м		
Радиус закругления ρ	15м		
Коэффициент заполнения D	90-95%		
Тип ячейки периодичности	FOBODOBO, разделение функций		
Число периодов градиента N	24		
Длина заворачивающего магнита	2м		
Длина квадрупольной линзы	0,5м		
Число бетатронных колебаний	в режиме растяжки $\lambda_x = 3,35$ $\lambda_z = 3,25$		
Максимум β функции	$\beta_{x, max} = 13,3м$ $\beta_{z, max} = 13,5м$		
Максимум η функции	$\eta_{max} = 1,3м$		
Коэффициент пространственного улоотнения орбит	$\alpha = 0,03$		
Энергия электронов E (ГэВ)	2	4	6
Число резонаторов	10	20	40
Мощность ускоряющей ВЧ системы $P(кВт)$	15	200	10^3
Максимальный средний ток $I_{ср}(mA)$	10	10	8-10
Индукция магнитного поля B (Т)	0,44	0,89	1,334
Градиент поля в F линзе $G_F(Т/м)$	3,9	7,8	11,8
Градиент поля в D линзе $G_D(Т/м)$	4,06	8,12	12,2
Времена затухания $\tau_x(мс)$	35	4,4	1,3
$\tau_z(мс)$	32	4	1,2
$\tau_y(мс)$	15,8	1,95	0,6
Эмиттанс пучка $E_x(нрад^2)$	$7,6 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-7}$	$6,8 \cdot 10^{-7}$
Мощность источников питания электромагнита $P_3(МВт)$	0,5	1	1,5
Характеристическая длина волны в спектре СМ $\lambda_c(А)$	10	1,3	0,4

Л и т е р а т у р а

1. S. Penner High Duty Cycle Accelerators and New Experimental Possibilities Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., Mains, 1979.
2. R. G. Arnold Elastic Electron Scattering at Large Momentum Transfer Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., Mains, 1979.
3. Г. В. Солодухов. Проекты новых ускорителей для исследования электромагнитных взаимодействий ядер. Тр. У самарска "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях", изд. ИИИ АН СССР, М., 1982, с. 255.
4. D. Huxman ELSA, a Stretcher and Post Accelerator for the Bonn 2.5 GeV Electron Synchrotron Bonn-IR-83-6.
5. В. В. Лулик, В. И. Гончар и др. "IR-200, проект кольцевого растяжителя на энергии 200 МэВ для линейного ускорителя электронов ИИИ АН УССР". Тр. У сам. "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях", изд. ИИИ АН СССР, М., 1982, с. 273.
6. B. A. Macking Present Status and Future Plans at the Bonn Synchrotron. Bonn Univ., Bonn-HE-83-22, November, 1983.
7. M. G. Crowley-Milling and G. Saxon The Use of a Debuncher in the Injection Path of an Electron Synchrotron. DNPL/R16-1971.



ОПЫТ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ НЕВНЕПОПЕРЕЧНЫХ КВАДРУПОЛЬНЫХ ЛИНЗ
С ПОСТОЯННЫМИ МАГНИТАМИ НА ЛИНЕЙНОМ УСКОРИТЕЛЕ И-2

И.И.Калачинский, В.С.Скячков, В.С.Артемов, Р.Л.Кудьба, Н.Б.Лазарев,
В.С.Столбунов, В.И.Эдемский

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Благодаря появлению самарий-кобальтовых сплавов с высоким значением коэрцитивной силы магнитотвердые квадрупольные (МТК) за последние 10 лет получили сильное развитие, как в отношении их теории, так и в плане разработки оптимальных конструкций. Уже в конце 70 годов были предложены весьма эффективные конструкции МТК с непрямо выраженными полюсами [1-3], а в последние годы разработаны для применения в новых ускорителях [4,5].

Здесь сообщается об опыте использовании двух таких линз на согласующем канале (СК) линейного ускорителя (ЛУ) И-2, где после 17 лет эксплуатации нарушилась целостность системы сверхтоковой электромагнитной линзы (Л4 на рис. а), расположенной внутри вакуумного кожуха ЛУ. Отключение Л4 привело к тому, что интенсивность ускоренного пучка ЛУ даже при наилучшей настройке СК уменьшилась в два раза. Замена неисправной линзы дубликатом требовала вскрытия вакуумного кожуха (не открывавшегося с момента запуска ЛУ в 1966 г.) и разборки первого резонатора, что влекло за собой длительную остановку ускорительного комплекса ИГЭ.

Было принято решение ввести в апертуру Л4 миниатюрную заранее настроенную на необходимую величину градиента магнитного поля МТК, постановка которой не требовала разборки ЛУ. Возникшее при этом на длине линзы 50 мм уменьшение диаметра апертуры СК от 40 до 20 мм, по оценкам, не имело серьезного значения, поскольку минимизируя сразу за Л4 регулярный фокусирующий канал ЛУ имеет апертуру 20 мм. В созданных условиях определенную пользу для проводки пучка могла дать установка на СК дополнительной квадрупольной Л7 (см. рис. а). Однако наличие выступающих ребер жесткости кожуха ЛУ и тесное расположение элементов фокусировки и диагностики пучка не позволяло установить на СК стандартную электромагнитную линзу 2 МЛ 25, поэтому в качестве Л7 была применена вторая МТК.

Численное моделирование прохождения пучка по согласующему каналу выполнено на ЭВМ БЭСМ-6. Вычислительная программа основана на решении уравнений отблещений. В качестве начальных данных взяты результаты измерения эмиттанса пучка на выходе форсирователя. Первая малая диафрагма измеряла эмиттанса, расположенная в начале наклонения (СК) является началом отсчета продольной координаты на графиках отблещений (рис. б, в). Критерием качества настройки СК было перекрытие эллипсов, отображающих асимптоты регулярного канала ускорителя и эмиттанса пучка на его входе. На графике (рис. б) изображены отблещенные пучка в СК до реконструкции: сплошные линии соответствуют пучку с максимальной интенсивностью на выходе ЛУ при номинальном режиме, пунктирные - оптимальному режиму при неработавшей линзе Л4. На графике (рис. в) изображены отблещенные пучка после реконструкции: сплошные линии соответствуют структуре канала с установленной МТК Л6, пунктирные - с МТК Л6 и Л7.

Первоначально была установлена миниатюрная МТК Л6. Внешний ее диаметр меньше внутреннего диаметра канала монопровода, благодаря чему она свободно размещается практически в любом месте участка между входом в вакуумный кожух К и первой трубой дрейфа Л5 на входе в резонатор Р. Введение линзы Л6 в требуемое место канала, ориентация ее медяных плоскостей и фиксации были осуществлены через отверстие фланца вакуумного кожуха. Вторая стержневая линза Л7 выполнена разъемной. Она охватывает снаружи трубу монопровода и прижимается вилотуд к стенке кожуха ЛУ.

Обе МТК им.ли стержневую конструкцию [3,6,7]. Они изготовлены из самарий-кобальтовых стержней в латунных оболочках диаметром 7,4 мм. В таблице I приведены основные данные линз: градиент G , радиус апертуры r_0 , длина l , внешний диаметр d , а также количество рядов стержней J и полное число стержней N .

Таблица I

	G кГс/см	r_0 см	l см	d см	J рядов	N стержней	Конструкция	Время установки
Л6	3	1	5	3,9	1	12	неразъемная	ноябрь 1983
Л7	1,5	2,3	5	10,5	3	84	разъемная	январь 1984

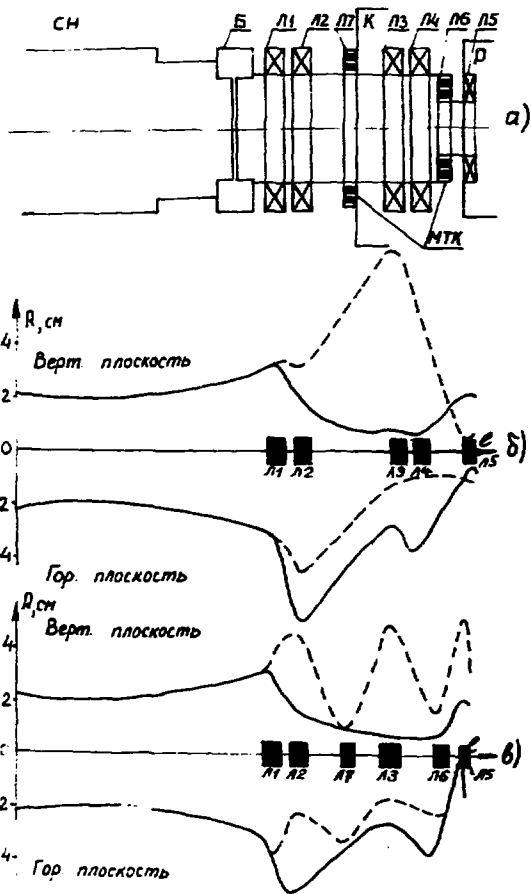
Для упрощения конструкции линз (в отличие от ранее опубликованного варианта [а]) градиент в них не регулируется. Согласование пучка с регулярным каналом ускорителя осуществляется подбором токов в электромагнитных квадрупольных Л1 + Л5.

Установка первой МТК Л6 позволила существенно улучшить прохождение пучка и повысить интенсивность до 80% от номинальной реакции. После введения второй МТК Л7 согласование на входе в регулярный канал было улучшено, а интенсивность практически полностью восстановлена и достигла 150 мА.

Таким образом, впервые на действующем ускорителе установлены и более долго-да эксплуатируются стержневые МТК с явно выраженными полюсами. Исключительно малые габариты одной из них сыграли определяющую роль при решении задачи по восстановлению интенсивности пучка без разборки ускорителя и остановки его на длительный срок. Необходимо подчеркнуть, что эта линза помещена в вакуумный канал монопровода (магнитные стержни не изолированы от вакуумного объема), а место расположения ее находится в непосредственной близости от первого ускоряющего отрезка резонатора, но никакого отрицательного влияния со стороны линзы на режим работы высокочастотной и вакуумной систем за все время эксплуатации не было отмечено. Вторая линза (Л7) имеет разъемную конструкцию, что позволяет устанавливать ее без разборки монопровода.

В данном случае проявились преимущества стержневых МТК, связанные с их малыми габаритами, универсальностью при создании линз с различной геометрией, а также отсутствием электропитания и водоохлаждения. В других случаях существенную значимость может приобрести и такое их свойство, как высокая стойкость по отношению к радиационным излучениям. Организация массового выпуска самарий-кобальтовых стержней и широкое распространение МТК в ускорительных центрах позволит получить большой экономический эффект. Опыт эксплуатации МТК на линейном ускорителе И-2 подтверждает выводы о целесообразности и выгодах их применения в трубах дрейфа и каналах транспортировки ускоренных частиц.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность всем сотрудникам, оказавшим помощь в подготовке и проведении реконструкции согласующего канала ЛУ И-2.



Л и т е р а т у р а

1. Герберг А.Н., Музо С.Б., Рабинович Я.Д., Скачков В.С. Квадрупольная линза с кепово выраженные полюсами на постоянных магнитах. ПТЭ, № I, М., 1980, с.49
2. Halbach. "Strong rare earth cobalt quadrupoles." Trans. Nuclear Science, NS-29, E23, 1973.
3. Скачков В.С. Остерение квадрупольные линзы с постоянными магнитами. ПТЭ, № 3, М., 1980, с.34
4. R.F.Holsinger. "The drift tube and Beam line Quadrupole Permanent Magnets for the IEN Proton Linac." Proc. of the 1979 LAC, Montauk, N.Y., Sept.1979, P.373
5. Качинский Н.М. Сильноточные линейные ускорители ионов. УЭН, т.132, вып.4, 1980, с.639
6. Скачков В.С. Мультипольная линза с круговой апертурой. Авт.свид. СССР № 766550 от 18.06.1979 г. Бюллетень ОИЯИТЭ № 19, 1981, с.271.
7. M.V.Lazarev, V.S.Skachkov. "The tipless permanent magnet quadrupole lenses." Proc. of the 1979 LAC, Montauk, N.Y., Sept.1979, P.330.
8. Скачков В.С. Регулировка поля в магнетнотвердой квадрупольной линзе с кепово выраженные полюсами. ПТЭ, № 3, М., 1980, с.37.

□

СИСТЕМА ОДНОВРЕМЕННОГО ВЫВОДА ДВУХ ГАММА-ПУЧКОВ НА БЫСТРОЦИКЛИЧНОМ ЭЛЕКТРОННОМ СИНХРОТРОНЕ

Н.А.Запольский, А.А.Маргарян, В.Ц.Никогосян,
А.А.Симонова, А.Р.Туманян

Бреванский физический институт

На VI Всесоюзном совещании были доложены результаты первых экспериментов по одновременному, в каждом цикле ускорения, выводу пучков на Бреванском электронном синхротроне [1] с оперативным регулированием отношений интенсивностей выводимых пучков. Однако в дальнейшем был проведен ряд исследований и выполнено немало усовершенствований, приведших к окончательному выбору системы для одновременного вывода гамма-пучков. Эта система внедрена и находится в постоянной эксплуатации и полностью оправдывает возлагавшиеся на нее надежды.

Вывод осуществляется из двух соседних фокусирующих промежутков синхротрона, что, с точки зрения создания возможности независимого отбора заданного количества частиц каждой мишенью с заданной равномерностью, а также обеспечения минимальных взаимных влияний фоновых условий двух близко расположенных физических экспериментальных установок, является относительно трудным случаем. Для осуществления такого вывода пучков был разработан метод двойного (радиального и вертикального) наведения пучка на каждую мишень [2], а также рассмотрены и исследованы различные варианты [1,3,4] локального радиального наведения пучка одновременно на две-три внутренние мишени синхротрона, с магнитной структурой типа ФФДОД. Варианты основаны на разработке схем возмущения типа "бэм-бэм" ведущего магнитного поля ускорителя.

Кроме того, некоторое время использовался способ радиального наведения пучком регулирования амплитуды высокочастотного напряжения в ускоряющих резонаторах. Однако вследствие низкой эффективности такого вывода при получении малого количества (до двух-трех) внутренних мишеней, этот способ в последнее время нами редко применяется.

При использовании же двух мишеней наиболее оправданным является применение схем локального возмущения магнитного поля. Специально разработанные для этих целей схемы, так называемые "идеальные бэм", отличаются от "традиционных" схем (где возмущенные блоки расположены на расстоянии $\lambda/2$) тем, что обеспечивают невозмущенность орбиты пучка на большей части кольца.

Однако реализация этих схем вызывает ряд практических затруднений. Во-первых, — это необходимость синхронного поддержания разных фазовых изменений токов в обмотках блоков электромагнита в течение всего процесса вывода для обеспечения равномерного сброса пучка на внутренние мишени. Во-вторых, требуются несколько отдельных систем питания дополнительных обмоток блоков, из которых некоторые должны обладать значительной мощностью вследствие использования возмущаемых блоков на расстоянии менее $\lambda/2$. В-третьих, в некоторых схемах [3] предусматривалось частичное расположение двух возмущений в одном блоке электромагнита. Для осуществления этого использовались две раздельные обмотки одного блока, однако из-за сильных паразитных связей существенно нарушались законы изменения токов в независимых системах питания. В-четвертых, об-

ным недостатком схем "идеальных бампов" является сильная зависимость значений возмущений в блоках от текущего значения частот бетатронных колебаний пучка. Это же — тоже общий недостаток, состоящий в следующем. Обычно после пролактических работ постоянно появляется необходимость проверки сохранности радиационного расположения различного оборудования на трассах кивельных пучков. В этом случае использование "традиционных" бампов вследствие их слабой зависимости от частот бетатронных колебаний для "трассировки" каналов является простым и оперативным методом. Тогда применение "идеальных бампов" осложняется необходимостью частой переделки и перекоммутации кабелей в кольце для восстановления схемы "традиционных" бампов, что является непростым и затратным делом. Необходимость коммутации кабелей в кольце обуславливается тем, что наведенные высокие значения ЭДС в дополнительных обмотках блоков должны быть скомпенсированы в кольце, а не в аппаратной комнате системы вывода по соображениям техники безопасности. Это сыграло решающую роль в отказе от идеи. Решение в чистом виде "идеальных бампов" и привело к необходимости разработки такой компромиссной схемы, в которой "традиционные" бампы остались бы в неприкосновенности.

Такое решение применительно еще тем, что "традиционные" бампы имеют некоторое преимущество по отношению к идеальным, а именно, всеперых. Возмущения во всех блоках — всегда одинаковой величины, и, во-вторых, расположение компенсированных блоков выбрано так, чтобы вклад от них в точку вывода был одинакового знака с вкладом от основных возмущений, в тем самым требуемая величина возмущения оказывается значительно меньше той, которая необходима в случае "идеального" одинакового бампа.

Однако простое одновременное включение двух "традиционных" бампов, предназначенных для наведения пучка на две мишени, расположенных в соседних фокусирующих промежутках, приведет к появлению больших угловых колебаний орбиты в местах расположения мишеней. Из рис. 1 видно, что блок №10, №14, №19, №23 используются для смещения (28 мм при 1% возмущения) пучка на I-ю мишень, а блоки №12, №16, №21, №25 — на вторую.

Для коррекции возникающих углов орбиты создаются дополнительно два трех-блочных "идеальных" бампа (без учета компенсированных блоков), возмущения которых расположены через один блок, имеющие соответственно нумерацию: №13, №18, №17, для I мишени и №18, №20, №22 — для II мишени. Схемы этих бампов аналогичны схемам коррекции, рассмотренным в работе [5]. Необходимые значения возмущений в этих блоках при смещении пучка на 28 мм в местах расположения мишеней составляют: $X_1 = 2,203\%$, $X_2 = -0,86\%$, $X_3 = 2,203\%$, $X_4 = 2,48\%$, $X_5 = -0,93\%$, $X_6 = 2,38\%$.

Однако "перекрестным" расположением компенсационных блоков можно уменьшить общее количество возмущенных блоков, используемых для коррекции углов. Такое расположение блоков также приведено на рис. 1, где видно, что возмущение блока №13 зачитывается из-за расположения на нем взаимно уничтожаемых возмущений X_1 и $(-X_3)$, то же самое имеет место и для блока №22.

Каждый корректирующий угол бампа можно задать одним источником питания путем подбора отношения значений возмущений в блоках количеству витков обмотки и использования дополнительной регулируемой индуктивности ($L_p, K=1, \dots, K=N$). В этом случае для питания всей системы потребуются четыре источника питания. Однако в процессе испытания системы выявилась трудность наладки при использовании четырех независимых источников тока вследствие недостаточной временной синхронности изменения токов и необходимости создания разных законов наведения для каждой мишени, т.к. мишени имеют разную толщину. В связи с этим были испытаны возможности последовательного создания обмоток "традиционного"

бампа одной мишени с корректирующим углом бампа - другой мишени, т.е. синхронность изменения возмущений мишеней в этих бампах имеет существенное значение. Такая цепочка замыкается уже одним, но более мощным источником программруемого тока, а для изменения соотношения токов опять используется дополнительные регулируемые индуктивности (Др.1, Др.2). При этом вносимые дополнительные, но постоянные сдвиги фаз токов оказывают незначительное влияние.

Результаты испытаний и эксплуатации системы оказались лучше, чем ожидалось. На рис.2 приведена оциллограмма сигналов интенсивности одновременно выведенных двух гамма-лучей (развертка 1 мс/см); рис.3 - фотометрированное распределение плотности гамма-квантов в каждом луче. Длительность растяжки регулируется в пределах 2-4 мс при неравномерности интенсивности не более 15%. Кроме того, заметно улучшилось отношение амплитуд интенсивности когерентного гамма-излучения к некогерентной части при использовании тонкой кристаллической мишени, что обусловлено эффектом взаимного экранирования двух мишеней. Эти результаты будут подробно рассмотрены в отдельной работе. Настройка системы при изменении режимов работы синхротрона занимает не более получаса времени, а переход к старой "традиционной" схеме бампов требует времени, необходимого лишь на переключение двух выключателей. Изменение отношения распределения интенсивностей между каналами осуществляется в зависимости от базового значения отношения следующими способами: изменением вертикальных координат мишеней, изменением законов радиального наведения лучей, изменением радиальных значений частот бетатронных колебаний пучка. Наиболее оперативным способом является способ изменения координат мишеней.

Значение такой системы вывода в постоянную эксплуатацию фактически увеличилось в два раза эффективность использования ускорителя при работе с внутренними мишенями.



Рис.1 Схема подключения дополнительных обмоток электромагнитов синхротрона для одновременного вывода двух гамма-лучей.



Рис.2. Оциллограмма сигналов интенсивности одновременно выведенных двух гамма-лучей. Развертка 1 мс/см.



Рис.3. Фотометрированное распределение плотности гамма-квантов в каждом луче.

Л и т е р а т у р а

1. А.М.Барышев, Н.А.Запольский и др. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна 1979, т.П, с.150.
2. Х.А.Симолян, А.Р.Туманян. Труды I Международной конференции по ускорителям высоких энергий Протвино-Серпухов, т.П, с.170-178, 1977.
3. Б.Б.Аврамчик и др. "Научное сообщ." ЕЖИ-176(22)-76, 1976, Ереван.
4. Н.А.Запольский и др. "Научное сообщ." ЕЖИ-460(2)-81, Ереван 1981.
5. Г.Брук. "Циклические ускорители заряженных частиц", с.102, Атомиздат, Москва, 1970.

ПРОГРАММА ФИЗИЧЕСКОГО ТИПА СОСТАВЛЕНА ПЕРВОНАЧНО ПО НАЗНАЧЕНИЮ "РАИИ"

В.В.Петренко, В.А.Чернопякоз

Институт атомной энергии имени И.В.Курчатова, Москва

1. Линейный ускоритель электронов "Бакел" [1], пуск которого состоялся в 1970 г., предназначался для исследований в области ядерной физики и физики твердого тела, главным образом, в качестве мощного импульсного источника нейтронов. Основные требования к параметрам ускоренных пучков сводились к наличию двух диапазонов длительностей импульсов тока (микро- и наносекундных), широкому изменению частоты посылок импульсов тока (соответственно до 150 и 900 Гц) и достижению его максимальной мощности. Прецизионные пучки не требовались, что нашло свое отражение в проекте ускорителя в требованиях к различным его системам и, в первую очередь, к стабильности источников питания кистронов и элементов электронно-оптических каналов.

2. С течением времени программа физических исследований существенно расширилась. В настоящее время, кроме уже указанной, она включает в себя:

2.1. Работы по релятивистской физике.

2.2. Исследования излучений электронов при их каналировании в монокристаллах.

2.3. Эксперименты по физике ИЭ- и УИ-нуклидов.

2.4. Медико-биологические эксперименты.

2.5. Исследования по физике твердого тела и рентгеновской литографии с применением в качестве экспериментального инструмента синхротронного излучения (здесь ускоритель используется как инжектор в первый накопитель электронов синхротронного комплекса) и др.

Не вдаваясь в подробности описания требований к пучкам по каждому разделу физической программы, отметим, что для ее осуществления необходимы прецизионные электронные пучки и пучки с большим током и большой его плотностью. В настоящее время ускоритель не в полной мере отвечает этим требованиям, поэтому для эффективного проведения исследований по рассмотренной программе необходимо значительное улучшение параметров ускоренных пучков.

3. За истекший период времени эксплуатации ускорителя ряд его систем и узлов физически и морально устарели. В первую очередь к ним относятся:

3.1. Источники импульсного питания кистронов, собранные на трансформных источниках питания, формируют импульсы намотки с относительно большой неравномерностью его вершины и обладает недостаточной надежностью.

3.2. Ускоряющие секции и поглощающие СВЧ-нагрузки. Их электрическая прочность в процессе эксплуатации заметно снизилась.

3.3. Источники стабилизированного питания элементов фокусировки пучка в тракте ускорителя и элементов электронно-оптических каналов. Их неудовлетворительная стабильность является причиной ухудшенной динамики пучка и возникновения аварийных ситуаций вследствие повреждения элементов ускорителя ускоренными пучками.

4. Техническое перевооружение будет проводиться в несколько этапов. На первом этапе предусматривается разработка, изготовление и замена систем и узлов ускорителя, определяющих в основном надежность и качество ускоренных пучков. В частности, программой технического перевооружения предусматривается:

4.1. Разработка модуляторов. Модуляторы кистронов будут собраны на серий-

но выпускаемых элементах, неравномерность импульса напряжения на вершине будет составлять 0,1% на 1 мкс. Импульсы напряжения будут иметь две фиксированные длительности $6 \cdot 10^{-6}$ и $1,5 \cdot 10^{-6}$ с.

4.2. Разработка нового импульсного трансформатора с улучшенными характеристиками.

4.3. Замена всех регулярных ускоряющих секций и поглощающих СВЧ-нагрузок. По существу конструкция ускоряющих регулярных секций не изменяется.

4.4. Разработка трактов СВЧ-энергии. Тракты будут изготовлены из медных волноводов с металлическим ушкощением, они будут термостатированы.

4.5. Разработка новых электронно-оптических каналов. Каналы будут изготовлены из типовых элементов, их оптические свойства будут улучшены, будет расширен энергетический диапазон (от 15 до 150 МэВ).

4.6. Реконструкция электрической подстанции. Планируется заменить все высоковольтные выпрямители ВТМ-200/70 на выпрямители ТВТМ-1600/12х35, понижающий трансформатор-стабилизатор типа БПЭС-180/10 на понижающий трансформатор ТМ-1000. Регулировка напряжения, подаваемого на высоковольтный выпрямитель, будет осуществляться регулятором-стабилизатором АТРМ-6-200 В.

4.7. Замена источников питания элементов электронно-оптических каналов. Для питания магнитов будут использованы стабилизированные источники типа ИСТ 500/48, а для питания линз - ССТ-2/100 (разработка НИИЭРА им.Д.В.Ефремова).

4.8. Применение в начальной части ускорителя фокусирующих соленоидов.

4.9. Разработка и внедрение ряда электронных систем (синхронизации [2], индикации [3], защиты от поврежденных элементов конструкции пучком [4] и т.п.).

4.10. Разработка автоматизированных систем сбора информации и управления. На первом этапе будут осуществлены системы автоматического сбора информации, защиты от повреждения элементов конструкции ускорителя пучками и, возможно, системы управления электронно-оптическими каналами.

4.11. Увеличение энергии за счет установки дополнительно трех ускоряющих секций. Для этого будут использованы резервные три модуляторные ячейки и соответствующее пространство для установки секций, предусмотренные первоначальным проектом ускорителя. Увеличение секций с 6 до 9 дает возможность, кроме увеличения энергии ускоренных электронов, создать горячий резерв ускоряющих секций.

5. Ожидается, что после осуществления первого этапа технического перевооружения ускоритель будет давать ускоренные пучки со следующими параметрами:

5.1. Энергия - 90 МэВ при полной токовой нагрузке и 120 + 140 МэВ при нулевом токе.

5.2. Ток в импульсе - 1,5 А и 2А (соответственно при длительности импульса тока $6 \cdot 10^{-6}$ с и $50 \cdot 10^{-9}$ с).

5.3. Расходимость пучка - $5 \cdot 10^{-4}$ рад.

5.4. Диаметр пучка - менее 1 см.

5.5. Частота посылок - 150 и 1000 Гц (при длительности импульса тока $6 \cdot 10^{-6}$ с и $50 \cdot 10^{-9}$ с соответственно).

5.6. Продолжительность непрерывной работы в течение года будет доведена до 4 + 5 тыс. часов.

6. Наряду с улучшением параметров пучков, надежностью и увеличением наработки на эксперимент важное значение придется придать расширению экспериментальных возможностей ускорителя за счет гибкости перестройки режимов работы, использования вторичных пучков, осуществления исследований одновременно на нескольких пучках, развития машинных устройств и т.п.

На следующих этапах реконструкции ускорителя планируется:

- 6.1. Разработка нового задающего генератора и системы возбуждения клистронов.
- 6.2. Разработка новой группировки секции (или системы инжекторов) на основе технических решений, поиск которых ведется в настоящее время.
- 6.3. Разработка импульсной разводки пучков на несколько каналов одновременно.
- 6.4. Разработка устройств [5], позволяющих получать ускоренные пучки с существенно улучшенной моноэнергетичностью.
- 6.5. Создание более мощных мишенных устройств.
- 6.6. Создание специализированных пучковых каналов для развития работ по радиационной физике, КЭ- и УЭ-нуждам и медико-биологическим проблемам.

В заключение с глубокой благодарностью отметим, что в техническом перевооружении ускорителя "Факел" принимает активное участие НИИЭА им.Д.В.Ефремова, Московский инженерно-физический институт, Харьковский и Днепропетровский государственные университеты, а также другие научные и производственные коллективы страны.

Л и т е р а т у р а

1. Воронков Р.И., Войко В.А., Гмытов А.М., Эдиптова М.В. Проект сильноточного линейного ускорителя электронов. Атомная энергия, т.26, вып.4, с.348-352, 1969.
2. Петренко В.В., Бюков М.В., Ганжель М.Л., Трубаев Н.И., Шевченко М.А., Боржковский В.З., Кресин Г.А., Стервеев Н.Г. Управляемая микро-ЭВМ радиоэлектронная аппаратура синхронизации многосекционного линейного ускорителя электронов. Аннотации докладов IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Р9-84-64I, Дубна, 1984.
3. Барков В.А., Казанцев В.И., Петренко В.В., Рыбин В.М., Ципляков А.П., Пахов В.А. Информационно-измерительная система линейного ускорителя "Факел". Сб. Вопросы атомной науки и техники. Серия: техника физического эксперимента. Вып. 2(14), с.88, Харьков, 1983.
4. Капурин П.В., Петренко В.В. Экспериментальные исследования возможности защиты элементов конструкции сильноточных ускорителей от повреждений ускоренным пучком. Аннотации докладов IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц ... Р9-84-64I, Дубна, 1984.
5. Довгань А.Н., Цец А.В.А., Капалыков В.В., Петренко В.В. Методы получения моноэнергетических пучков в линейных ускорителях электронов. Сб.Вопросы атомной науки и техники. Серия: техника физического эксперимента. Вып. 2(14), с.23-31, 1983.

ПУТИ СОКРАЩЕНИЯ ПРОЖИВКИ РАБОТ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗОН УСКОРЯТЕЛЕЙ НА ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

В.Р.Резникова

Докладчик инженерно-строительный институт им.В.И.Кулибина

Все ускорители заряженных частиц исследовательского назначения имеют экспериментальную зону. В экспериментальных зонах происходит использование ускоренных частиц или в качестве инструмента для воздействия на исследуемые объекты, или в качестве самого объекта исследования. Программы исследований сложны, многообразны и зачастую непредсказуемы на длительную перспективу.

В силу большой неопределенности программ исследований на период эксплуатации ускорителя экспериментальные зоны разрабатываются в зданиях на площадях, значительно превышающих потребности экспериментаторов в начале эксплуатации ускорителя.

В силу той же неопределенности трассировки пучков в экспериментальной зоне налицо стремление выполнить здание экспериментальной зоны — экспериментальный зал без промежуточных опор. С ростом энергии ускоряемых частиц и с увеличением диапазона последовательных работ экспериментальные залы превращаются в уникальные здания как по конструктивному решению, так и по размерам. Площадь экспериментального зала ИФЭ превышает 14 тыс. м². Традиционно здания экспериментальных залов выполняются в обычных (позащитных) конструкциях, а биологическая защита, окружающая источник излучения, размещается внутри зала.

Традиционное конструктивное решение защиты из крупных блоков в форме параллелепипедов в основном из обычного бетона с $\rho = 2,35 \text{ т/м}^3$ с обеспечением внутри объема защиты пространства для обслуживания оборудования приводит к тому, что через 5-10 лет эксплуатации ускорителя дорогостоящие и уникальные здания экспериментальных залов превращаются в склады для хранения бетона и стали. Как показывает практика эксплуатации отечественных и зарубежных ускорителей, в экспериментальных залах ощущается нехватка свободных площадей.

Экспериментальные залы на действующих ускорителях, как правило, относятся к обслуживаемым помещениям, что приводит к необходимости все защитные конструкции рассчитывать на ДД для профессионалов, несмотря на то, что внутри зала при работе ускорителя должен находиться лишь ограниченный контингент персонала.

Рассмотрим возможности сокращения материалоемкости защитных конструкций, повышения эффективности использования площадей в экспериментальных залах и повышение эффективности проектных решений экспериментальных зон.

Сокращение материалоемкости защиты может быть достигнуто тремя способами: 1 — применением более эффективных защитных материалов; 2 — уменьшением защиты к источнику; 3 — повышением допустимых уровней излучения на наружной поверхности защиты.

В работе /1/ показано, что применение для защитных конструкций бетона с плотностью $3,6 \text{ т/м}^3$ без увеличения затрат позволяет сократить толщину защиты примерно на 30%, что даже при традиционном конструктивном решении защиты позволяет на 30% сократить объем защитных конструкций.

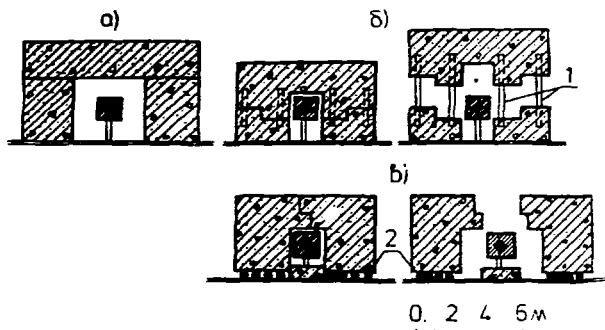
Как уже говорилось, традиционное конструктивное решение защиты предполагает обеспечение во внутреннем объеме значительных пространств для оперативного доступа к оборудованию при профилактическом обслуживании (см. рис. 1а). При таком конструктивном решении повышение компактности защиты за счет использования тяжелых и дорогих материалов нецелесообразно, так как стоимость 1 м^3 защиты из тяжелых бетонов или стали в 5-10 раз больше стоимости 1 м^3 защиты из обычного бетона /2/. В этих условиях очевидна необходимость максимального приближения защиты к источнику (см. рис. 1б). Для обеспечения доступа персонала к оборудованию защитные конструкции должны выполняться небольшими. Дополнительные затраты на устройство электрических или гидравлических приводов заводом окупятся за счет сокращения объема защиты и сокращения времени остановок ускорителя на демонтажно-монтажные работы по асфитизации сборно-разборных защит. Применение мобильных защитных конструкций представляется наиболее целесообразным на протяженных трассах выведенных пучков высокоэнергетических ускорителей, мало насыщенных магнитной оптикой.

Также защитные конструкции из высокоэффективных, но дорогих материалов должны проектироваться совместно с разработкой проекта оборудования началов.

Защита каналов вторичных частиц в экспериментальных залах образует, как правило, проходные защитные туннели со стенами толщиной от 1 до 3 метров. Трасса канала с магнитной оптикой размещается внутри этих туннелей. На наружной поверхности защиты лишь в редких случаях устанавливается оборудование, связанное с работой канала частиц за исключением дозиметрических контрольных постов. Таким образом весь оставшийся объем экспериментального зала (см. рис. 3) должен служить для создания комфортных условий работы персонала. Однако опыт эксплуатации ускорителей показывает, что в непосредственной близости от действующего канала по технологическим требованиям лишь в отдельных случаях необходимо присутствие ограниченного числа экспериментаторов. Как правило, управление магнитной оптикой каналов, включая получение и передачу экспериментальной информации, происходит дистанционно из специально оборудованных помещений за пределами экспериментальных залов. Таким образом оказывается, что здание экспериментального зала стоимостью в несколько миллионов рублей, во-первых, не используется для работы экспериментаторов, во-вторых, через несколько лет эксплуатации до предела насыщая защитными конструкциями, препятствует свободе постановки новых экспериментов, в-третьих, необходимостью своего сооружения на несколько лет задерживает начало эксплуатации проектного ускорителя. Все указанные недостатки традиционного строительного решения экспериментальных зон высокоэнергетических ускорителей можно исключить, возложив на защиту каналов функции ограждающих конструкций и отказавшись от сооружения самого здания экспериментального зала. Для примера на рис. 4 приведена зависимость толщины ограждающих конструкций от плотности материала. Экспериментальная зона ускорителя при отсутствии экспериментального зала превратится в бетонную площадку с коловыми крышками, оборудованную патрами от альфа-лучевых осадков (см. рис. 4). Под бетонной площадкой размещается сеть функциональных каналов для связи со зданиями экспериментаторов и управления ускорителем. Такое решение экспериментальных зон позволяет сократить затраты на сооружение ускорительного комплекса в целом, сократить сроки сооружения ускорителя, а в процессе эксплуатации значительно уменьшить время от начала эксперимента до его осуществления.

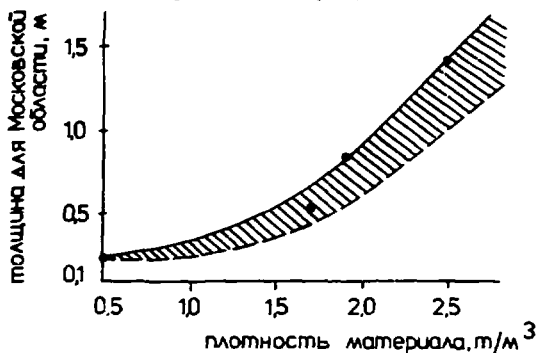
Такое решение имеет преимущество при малой высоте заграждения, когда трудно обеспечить необходимую прочность и предотвратить деформацию конструкции и опасность для войск противника.

В этом случае также возможно использование для изготовления, как постоянных, так и мобильных работных заграждений водной массы, имеет много преимуществ перед с использованием из других материалов. Водная масса не требует обслуживания и ремонта при повреждении заграждения, не требует перемещения. Такое решение возможно при использовании гидравлических цилиндров и стальных катков.



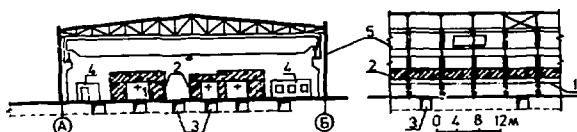
Р и с. 1. Конструктивное решение заграждения

- а) традиционная разборная заграда;
- б) мобильная, вертикально-разъемная заграда;
- в) мобильная, горизонтально-разъемная заграда;
- 1 - гидравлические цилиндры; 2 - стальные катки



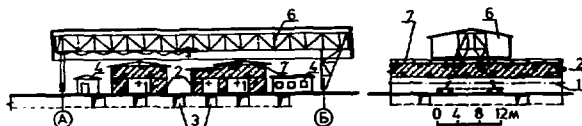
Р и с. 2. Зависимость толщины ограждающих конструкций от плотности материала

Заграждена область неупрежденности, обусловленная конструктивным решением заграждения (наличием водной массы)



Р и с. 3. Традиционное решение экспериментальной зоны

1 - ось пучка; 2 - сборно-разборная защита;
3 - коммуникационные каналы; 4 - домики
экспериментаторов; 5 - здание экспериментального
зала



Р и с. 4. Площадочный вариант экспериментальной зоны

1-4 - то же, что на рис. 3; 6 - козловый кран,
оборудованный датром; 7 - съемная кровля на защите

Л и т е р а т у р а

1. В.И.Гетисов, Л.Н.Крыжов, В.И.Лебедев. Эффективность сталебетонных композиций в боковой защите ускорителей протонов на высокие энергии. Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Протвино, 1982 г.), ОИЯИ, Дубна, 1983, с.11, с.179.
2. А.М.Антоник, В.Г.Гоманов, А.И.Дронов, Л.О.Литин. К вопросу выбора материала сборно-разборных защит. Труды III Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технологических установок. Томск, 1981, изд. ТГУ, 1983.

**УСКОРИТЕЛИ
ДЛЯ НАРОДНОГО ХОЗЯЙСТВА
И МЕДИЦИНЫ**

Председатель: В.А.Глухих

Секретарь: В.И.Суханов

Сессия 8

УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННОСТИ И МЕДИЦИНЫ

Б.П.Вахрушин, В.А.Глухих, М.П.Свинын

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

Практика показывает, что применение ускорителей в различных отраслях промышленности и в медицине открывает широкие возможности для повышения эффективности производства или лечения заболеваний и, вместе с этим, необходимость дальнейшего совершенствования ускорителей и технологических процессов с их использованием. Требования промышленности и медицины к радиационному излучению можно в значительной степени удовлетворить применением линейных резонансных и высоковольтных ускорителей, циклотронов. В этой связи усилия коллектива НИИЭФА им.Д.В.Воронова направлены на совершенствование ранее разработанных ускорителей указанных типов и разработку ускорителей нового поколения, которые смогут удовлетворить требованиям заграничного дня и которым предполагается оснащать промышленность и медицину в III пятилетке [1].

Планируемый выпуск в XI пятилетке линейных резонансных ускорителей возрастает в три раза по сравнению с X пятилеткой. Около половины ускорителей предназначены для лучевой терапии. Общее число высоковольтных ускорителей сократилось за счет увеличения мощности в каждом ускорителе, и суммарная мощность пучка ускорителей, изготавливаемых в XI пятилетке, равняется мощности ускорителей, выпускаемых за все предыдущие годы. Остановимся подробнее на положении дел по каждому типу ускорителей.

Линейные резонансные ускорители

Ускорители этого типа устанавливаются непосредственно на промышленных предприятиях, обеспечивая научно-технический прогресс в такой ведущей отрасли, как энергомашиностроение.

Терапевтические же ускорители предназначены для ведущих онкологических клиник страны.

Основными ускорителями являются ЛУЭВ-5-500Д для дефектоскопии и ЛУЭВ-15М для лучевой терапии [2].

Ускоритель-дефектоскоп ЛУЭВ-5-500Д, рис.1, оказался наиболее удачным из серии ускорителей-дефектоскопов. Он достаточно полно удовлетворяет требованиям промышленности, имеет небольшие размеры, прост в обслуживании.

Особо следует остановиться на ускорителях для лучевой терапии. Они (исходя из их назначения) должны обладать повышенной надежностью и простотой в обслуживании и в то же время удовлетворить весьма жестким требованиям к форме поля излучения, его равномерности, стабильности во времени и при ротации. С целью достижения требуемого результата усилия были сосредоточены на одной модели ускорителя ЛУЭВ-15.1 с энергией электронов до 20 МэВ, но на котором возможно

проводить лучевую терапию до 70% видов заболеваний. По мере работы над этим ускорителем и приобретения опыта эксплуатации в ЦБЭРР и в ГР усовершенствована его конструкция, переработан ряд схемных решений, введены цепи стабилизации положения пучка на мишени. Все это дало возможность разработать новую документацию и приступить в XI пятилетке к выпуску целой партии ускорителей для ведущих онкологических клиник страны и на экспорт.

Первые из этих ускорителей установлены в НИИ Онкологии им. профессора Н.Н.Петрова в Ленинграде и в клинике университета в г.Талле, ГДР, рис.2 и 3, такой же ускоритель устанавливается в ЦБЭРР. Остальные ускорители этой партии устанавливаются в Москве, Харькове и столицах ряда республик.

В XI пятилетке продолжаются работы и по созданию ускорителей для активационного анализа. Разработаны усовершенствованные модели ускорителей ЛУЭВ-6А и ЛУЭВ-15А. Ускорительный комплекс, состоящий из двух излучателей и единой для них системы питания и управления, изготовлен для лаборатории интроселементного активационного анализа лутского территориального геологического управления.

Чтобы обеспечить требования промышленности и медицины завтрашнего дня, ведётся разработка ускорителей нового поколения в рамках единой серии. В этой работе принимают участие учреждения Минздрава СССР, предприятия МСН, КМН. Основные принципы единой серии следующие:

- выполнить весь необходимый ассортимент ускорителей для промышленности и медицины из ограниченного набора вариантов основных систем ускорителя;
- получить массо-габаритные характеристики ускорителей на уровне лучших мировых образцов;
- обеспечить совместимость ускорителей с ЭВМ, что, в свою очередь, позволит создать автоматизированные комплексы (дефектоскопические, медицинские, радиационные), осуществить новые принципы технологии;
- расширить возможности ускорителей путём использования в качестве СВЧ-генератора специально разработанного низкочастотного клистрона.

В процессе разработки удалось сократить число моделей с 15, как это декларировалось ранее [3], до 8. Изготовлен и проходит всестороннее исследование опытный образец ускорителя-дефектоскопа ЛУЭВ-10-5000Д. Этот ускоритель имеет вдвое меньший объём и массу, чем ускоритель сегодняшнего дня ЛУЭВ-5-500Д, но при этом мощность дозы тормозного излучения на порядок выше, рис.4. Разработана рабочая документация и ведётся изготовление опытного образца ускорителя для лучевой терапии ЛУЭВ-40М с энергией электронов до 40 МэВ. Система управления ускорителем выполнена с использованием мини-ЭВМ.

Разработка опытных образцов и проведённые к настоящему времени исследования показали реализуемость тех положений, которые были приняты в основу единой серии. Предполагается, что в XII пятилетке промышленность и медицина будут оснащаться ускорителями единой серии.

Циклотроны

Проблема использования циклотронов в промышленности и медицине находится сейчас в стадии исследования их возможностей отраслевыми институтами. В своё время, прежде, чем перешагнуть порог промышленных предприятий и клиник, эту стадию прошли линейные и высоковольтные ускорители.

Тем не менее, с целью максимальной унификации оборудования проектирование осуществляется в соответствии с разработанным технологическим рядом [4].

Разработка ряда позволила максимально унифицировать оборудование ускорителей, упростить и ускорить их конструирование и изготовление. Из шести моделей, предусмотренных рядом, разработаны и изготовлены три (ДЦ, МЦ, РЦ), заканчивается проектирование четвертого (У-250). Фото ДЦ и РЦ приведены на рис.5 и 6.

В циклотроне прикладного применения, объединённых технологическим рядом, четко определены тип ускоренного иона, энергия и ток пучка на мишенях. Это даёт возможность существенно упростить конструкцию циклотрона и повысить надёжность его работы. Вместе с этим в проектах ускорителей новой серии заложена возможность перехода к разновидностям основной модели. Производится это путём замены одного или нескольких модулей.

Основными направлениями использования циклотронов, по которым отмечено проведение исследований в отраслевых институтах, являются: активационный анализ (ДЦ и МЦ), производство препаратов на основе радионуклидов (МЦ и РЦ), нейтронная терапия (МЦ и РЦ).

Высоковольтные ускорители

Областью применения высоковольтных ускорителей является радиационная технология. Наиболее освоёнными к настоящему времени являются радиационное модифицирование изоляции в кабельной промышленности, производство термоусаживаемых изделий, отверждение лакокрасочных покрытий. В XI пятилетке проводятся большие исследования по освоению процессов радиационной отделки тканей в лёгкой промышленности.

Одновременно с расширением сферы использования радиационной технологии продолжались работы по совершенствованию ускорителей электронов, предназначенных для радиационных процессов.

Характерными тенденциями здесь являются, наряду с дальнейшим увеличением мощности, расширение диапазона рабочих энергий. Первое направление в НИИЭд им.Д.В.Воронова отражено созданием единой серии ускорителей "Аврора" с энергией электронов 200-750 кэВ и мощностью в пучке до 100 кВт.

Анализ мировой практики показывает, что ускорители с такими параметрами составляют в настоящее время большинство мирового парка ускорителей, используемых в промышленных радиационных процессах, рис.7. Они отличаются компактностью, низкой стоимостью эксплуатации и высокой надёжностью.

Ускорители серии "Аврора" имеют модификации высоковольтных генераторов и трансформаторов выходных устройств [5].

Генераторы представляют трёхфазные каскадные генераторы с индукционной связью, питающиеся от промышленной сети и имеющие КПД свыше 90%. К одному из них могут подключаться высоковольтным кабелем один, два или три ускорителя с индивидуальной защитой, расположенные вертикально или горизонтально в цеховых помещениях. Высокая мощность электронного пучка, гибкость конструктивной схемы и надёжность позволяет использовать ускорители серии "Аврора" в различных высокоэффективных радиационных процессах, в том числе и для радиационно-химической отделки тканей, рис.8.

В настоящее время общая мощность этих ускорителей превышает 500 кВт, что составляет около половины мощности всех ускорителей, используемых в радиационной технологии.



Рис. 1. Ускоритель ЛУЗБ-5000 в камере просвечивания производственного объединения "Ленский завод".

Рис. 2. Ускоритель ЛУЗБ-1540 на климатических испытаниях в ЦЕРТИ



Рис. 3. Магнетронный СВЧ-генератор и блок термостатированного охлаждения ускорителя ЛУЗБ-1541 в НИИ Онкологии им. профессора Н.Н.Петрова.

Рис. 4. Опытный образец ускорителя ЛУЗБ-10-5000Д





Рис.5. Циклотрон ДЦ

Рис.6. Циклотрон РИИ

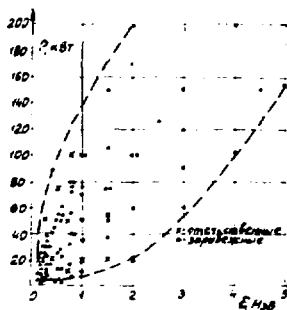
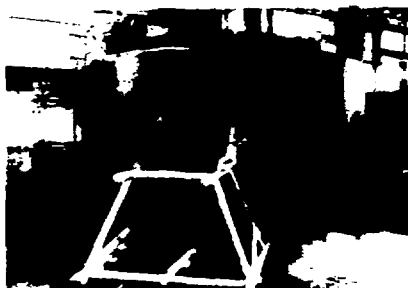


Рис.7. Распределение высоковольтных ускорителей по мощности луча и энергии электронов

Рис.8. Ускоритель серии "Аврора"



Другим направлением работ является разработка ускорителей на энергии 2,5-4 МэВ мощностью 50-100 кВт с использованием в качестве генератора высокого напряжения трансформатора-выпрямителя с секционированной первичной обмоткой и разомкнутым магнитопроводом. Их создание позволит значительно расширить область возможного использования ускорителей в отечественной радио- и электронной технологии.

Как известно, наряду с обработкой твердых материалов большой толщины перспективными радиационными процессами при повышенных энергиях и мощностях электронного пучка могут быть обработка жидких материалов, порошков и графитов, а также использование тормозного излучения, которое по своей проникающей способности близко к излучению изотопных источников.

Значительное внимание постоянно уделяется также усовершенствованию ранее разработанных ускорителей и обеспечению их бесперебойной эксплуатации на различных предприятиях, а также разработке устройств для транспортировки материалов через зону облучения, измерительных устройств для контроля параметров пучка на поверхности облучаемых объектов и другого технологического и вспомогательного оборудования.

Т.о. в II пятилетке продолжает расширяться использование ускорителей в промышленности и медицине. Из аппарата для физических исследований они трансформированы в "орудие производства". По мере освоения ускорителей промышленности и медициной выявляются пути повышения эффективности их использования, что приводит к необходимости разработки ускорителей нового поколения, в которых предусматривается увеличение мощности в пучке, автоматизированная система управления с использованием ЭВМ, улучшаются массо-габаритные показатели, увеличивается надежность. Этими ускорителями нового поколения предполагается оснастить промышленность и медицину в XII пятилетке.

Л и т е р а т у р а

1. В.А.Глухих. Ускорители заряженных частиц для промышленности и медицины. В кн: Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Том I, стр.29-36. СМЭИ, Дубна, 1963.
2. В.П.Вахрушин. Линейные ускорители электронов для промышленности и медицины. В кн: Доклады четвертого Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. Изд. ИИИЭА, Л., 1962. т.1, стр.62-70.
3. В.П.Вахрушин, В.М.Николаев, А.В.Рябцов. О выборе параметров серии линейных резонансных ускорителей электронов для промышленности и медицины. В кн. "Доклады третьего Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. Том I, стр.170-178, Ленинград, 1979.
4. В.П.Вахрушин, М.Ф.Ворогушин, И.Ф.Мальцев, А.В.Степанов. Технологический ряд циклотронов для прикладных целей. В кн. "Доклады III Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. Изд. ИИИЭА, Ленинград, 1979, том I, с.213-217.
5. М.П.Самыгин. Ускорители для радиационной технологии - состояние и направление усовершенствования. В кн. Доклады четвертого Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. Изд. ИИИЭА, Ленинград, 1962, том I, с.5-15.



ПОЛУЧЕНИЕ КОРОТКОЖИВУЩИХ И УЛЬТРАКОРОТКОЖИВУЩИХ РАДИОНУКЛИДОВ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ В МЕДИЦИНЕ

И.В. Чумачко, А.И. Толмачев, В.С. Хоронков, И.А. Воронцов, Н.В. Казарев,
М.Ф. Юсупов, Г.Т. Навчук

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Н.Ф. Тарахов, А.Б. Малинин, В.А. Братцев

Институт биофизики ИЗ СССР, Москва

В последние годы происходит быстрое развитие ряда направлений медицинской диагностики, базирующихся на вычислительной технике. Одним из таких направлений является использование в радионуклидной диагностике нейтронно-активных радионуклидов, получаемых на ускорителях заряженных частиц. В отличие от соответствующих нейтронно-пассивных, "реакторных" изотопов, эти радионуклиды обычно образуются в ядерных реакциях, ионизирующих заряд ядра. Вследствие этого их легче получить свободными от носителя, т.е. от неактивного изотопа того же элемента; кроме того, многие из них быстрее распадаются, чем их нейтронно-пассивные аналоги. Говоря об этом, мы имеем в виду ультракороткоживущие (с периодом полураспада менее часа) и короткоживущие (с периодом в несколько часов) радионуклиды, УКМР и КМР. Применение меченных этими нуклидами радиофармпрепаратов (РФП) позволяет значительно снизить лучевую нагрузку, получаемую больным во время сеанса диагностики. Важно также, что при их применении радиационный фон от введенного ранее препарата не мешает последующим обследованиям. Отметим еще одно важное преимущество КМР и УКМР. Существует группа биогенных нуклидов, которых можно считать, в принципе, любой органической молекуле. Это ^{11}C , ^{13}N и ^{15}O - нуклиды с периодами полураспада 20,10 и 2 минуты соответственно. Весьма интересен также ^{18}F , период полураспада которого 110 минут. Все эти нуклиды испытывают позитронный бета-распад, при котором образуются аннигиляционные гамма-кванты с энергией 510 кэВ.

В настоящее время перечисленные нуклиды заняли ведущее положение в производстве РФП, и количества производимых развитыми странами КМР и УКМР очень велики. По данным МАГАТЭ, в мире действуют уже более 80 ускорителей, производящих перечисленные и многие другие радионуклиды, каждый в количестве до 10 кири в неделю на одну страну, что уступает лишь ^{123}I , которого США производит около 500 кири в неделю (1 кири - это 37 ГБк). Масштабы использования КМР и УКМР в медицине станут больше, если учесть, что на одну диагностическую процедуру требуется 3-5 милликири.

Такой повышенный интерес к радионуклидной диагностике объясняется тем, что она дает возможность производить исследование функционального состояния почти всех органов и систем человека, в то время как рентгенодиагностика и многие другие методы позволяют исследовать только морфологические особенности организма. С помощью меченых соединений определяется накопление, распределение и динамика содержания РФП в органах или тканях; таким образом прослеживаются физиологические процессы при нормальной и патологической активности организма.

Многообразное применение позитронно-активных радиоизотопов стало возможным благодаря разработке методов эмиссионной реконструктивной томографии, которая, как и другие методы томографии, позволяет получить изображение поперечного среза тела человека. В отличие от рентгеновских и других методов трансмиссионной томографии, где используются внешние источники излучения, в эмиссионных методах источником является распадающийся ядро, находясь в организме. Необходимо отметить, что трансмиссионные томографы производились специально в медицинской диагностике после того, как в 70-е годы для обработки результатов была применена мощная вычислительная техника. На рентгеновских снимках удалось не только увидеть общую анатомическую структуру органов, но и визуализировать крупные опухоли и малые сосудистые очаги размером в несколько миллиметров. В трансмиссионной томографии с помощью ЗМ удается не просто изобразить результаты кинематик, но и реконструировать распределение плотности тканей в пространстве, иногда на довольно малом распределении плотности в любой плоскости заданной плотности тела. Аналогичным образом, эмиссионная томография позволяет изобразить картину распределения радиоактивного вещества в теле и при этом можно изучать кинематику этой картины во времени.

В отличие от обычной (однофотонной) эмиссионной томографии при позитронной эмиссионной томографии регистрируются оба фотона, возникающие при аннигиляции позитрона с электроном и разлетившиеся в противоположные стороны. Это позволяет сразу определять кригу, на которой расположено распадающееся ядро, что приводит к колоссальному упрощению обработки и к многократному уменьшению необходимой статистики, а значит и активности, эмиссионной в органах человека. На первом этапе работы (в начале 70-х годов считалось), что разрешение метода определяется пределом позитрона. Однако оказалось, что более существенно другое обстоятельство, на которое обратил внимание И.В.Курчатова еще в 1949 г. Он показал, что скорости аннигилирующего позитрона и ядра атома электроны приводит к небольшому, но вполне существенному разбросу в угле разлета гамма-квантов, который составляет не 180° , а $180 \pm 0,6^\circ$. Неполнота в угле разлета гамма-квантов, при учете размеров детекторов, приводит к тому, что разрешающая способность современных позитронных томографов составляет 7-12 мм.

При получении рентгеновской томографии пациент просвечивается со источника излучения. Результат фиксируется с помощью датчиков и выводится на экран ЗМ. На экране выводится рассчитанная картина, представляющая распределение плотности (расположение органов) в исследуемом сечении тела.

Эмиссионная томография также рассчитана путем математической обработки сигнала, поступающего от датчиков (~200) детекторов, регистрирующих распады радиоизотопов в заданном сечении тела. В этом случае регистрируются распределение источников флуоресценции в органах и тканях. Томография не только дает информацию о расположении органов, но и позволяет, правильно ли они функционируют.

В настоящее время наиболее употребительными КР и УКР являются использование при однофотонной эмиссионной томографии ^{123}I , ^{201}Tl и $^{99\text{m}}\text{Tc}$, а при двухфотонной позитронно-активных ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F . В СССР в ряде научных центров производится комплексное исследование и разработка, направление на производство позитронно-активных КР и УКР. Также работы в значительном порядке ведутся в Институте атомной энергии им. И.В.Курчатова (производство ^{15}O на ускорителе электронов "Фазат") и в ИТЭ на магнитном протонном пучке с энергией 70-200 МэВ и пучке линейного ускорителя с энергией протонов 25 МэВ.

Исследования в ИТЭФ были начаты в 1979 году. Работы ведутся совместно с Институтом биофизики (ИБФ) МЗ СССР, Всесоюзным кардиологическим научным центром АМН СССР и в рамках международного сотрудничества с Институтом Густа Вернера, Мюнхен.

В ИТЭФ для генерации нейтроно-дефицитных изотопов используется, главным образом, пучок линейного ускорителя И-2 с энергией протонов 25 МэВ. На этом пучке ускоряется газовая азотная мишень для получения ^{11}C реакции $^{14}\text{N}(\text{p},\alpha)^{11}\text{C}$, нижней порог 3 МэВ и максимальный выход при энергии 10-12 МэВ. Из мишени облученный газ транспортируется по линии длиной 50 м в специальный бокс для приготовления РНП.

Радиоактивный углерод получается в соединении $^{14}\text{CO}_2$. Максимальная активность выделенного из газа-носителя $^{14}\text{CO}_2$ достигает 30-35 мКи.

Уникальной особенностью процесса получения меченой глюкозы является то, что для этого не требуется громоздкая радиохимическая лаборатория — глюкозу производят водоросли в процессе фотосинтеза.

После разработки и освоения метода фотосинтеза ^{11}C — глюкозы и выделение ее из смеси сахаров в 1982 году впервые в СССР была получена ^{11}C — глюкоза в количестве 300 мКи. Созданная для этого установка позволяет получать глюкозу в необходимых для диагностики количествах — несколько микрограмм.

Аналогичное соединение — меточный ^{18}F фтордезоксиглюкоза — в настоящее время находит широкое применение в диагностике, т.к. большое время полураспада фтора (110 минут) позволяет использовать этот РНП за пределами места его выработки. Для получения ^{18}F в ИТЭФ производится облучение водной мишени полного дозамещения, обогащенной по ^{18}O до 80%. При облучении мишени в течение получаса была получена активность около 10 мКи.

Так как период распада УНР весьма мал, все методики производства РНП должны быть в высокой степени автоматизированы, что является предметом достаточно сложных самостоятельных разработок. В настоящее время в ИТЭФ действует комплекс специальной аппаратуры в составе многоканального анализатора для определения изотопной чистоты РНП, ряда стоек для получения РНП и стойки для культивирования и синхронизации роста водорослей, в создании которых принял участие Институт физиологии растений им. К.А. Тимирязева.

На медицинском луче ИТЭФ производится поиск подходящих ядерных реакций и разрабатываются различные методы получения РНП. Особенностью этого луча является возможность выбора любой энергии протонов в пределах от 70 до 200 МэВ. Это создает благоприятные условия для разработки новых процессов. Несмотря на малую интенсивность медицинского луча, получение на нем активности достаточно для поисковых исследований на животных.

На медицинском луче ИТЭФ по инициативе ИБФ было предпринято исследование целого ряда реакций, которые могут использоваться для получения радиоизотопов. В частности, изучалась возможность выработки ИБФ, в которых остро нуждается кардиология. Так, было показано, что чистый таллий-201 можно получать с достаточно высоким выходом при облучении изотопов таллия 203 и 205 протонами с энергией 30-50 МэВ и при облучении изотопов селена 206 и 207 протонами с энергией 70-80 МэВ. Технологии выделения таллия из перечисленных мишеней разрабатывались ИБФ, и сейчас внедряется в Киев и в Алма-Ата.

Изучалась также возможность получения рубидия-81, который имеет самостоятельную ценность и может служить в качестве генератора криптона-81м. Прямое облучение изотопов стронция, ytterb и церия. Показано, что чистый рубидий-81 с достаточно высоким выходом можно получать лишь при облучении стронция-84 протонами с энергией 70-90 МэВ. ИБФ разработала технологию

надавания рубидия-81 из облученной мишени. Технологии предложена для внедрения в Киев.

Перспективы. В настоящее время в Советском Союзе накоплен опыт, позволяющий создавать установки для производства КРР и УКРР как на специальных, так и на универсальных ускорителях. Мы считаем, что пришло время соорудить в Москве научно-технический комплекс для получения и использования различных РНН, меченых КРР и УКРР. Затем также комплексом можно будет соорудить в нескольких крупных городах Союза. На комплексное следует отработать технику производства меченых соединений, разработать методы изотопной диагностики и проводить клиническую работу. Часть радиофармпрепаратов должна транспортироваться в другие медицинские центры. Другой задачей комплекса является развитие протонной лучевой терапии, которая уже хорошо зарекомендовала себя в клинике. Новые диагностические возможности, которые появятся в связи с развитием техники КРР и УКРР, благоприятно скажутся на качестве лечебной работы.

В настоящее время обсуждается проект специализированного протонного ускорительного комплекса для медицины, имеющего в своем составе отделение для производства широкого спектра РНН на основе УКРР и диагностическое отделение для утилизации этих РНН.

Работы по производству РНН планируется организовать на базе циклотрона МЦ-20, служащего одновременно коллектором основного (радиологического) ускорителя на энергию 250 МэВ. Основные параметры МЦ-20 представлены в таблице I.

Таблица I

Тип ускоренных частиц	Диапазон энергий, МэВ	Ток пучка, мкА
Протоны	5±18	50
Дейтроны	2,5±10	50
Ионы галлия-3	8±27	25
Ионы галлия-4	5±20	25

Следует отметить, что такой циклотрон, изготовленный НИИЭФА, используется в настоящее время в Финляндии в г. Турку, где на нем производят многие радиоизотопы для медицинской диагностики.

В таблице 2 дан перечень основных нуклидов, гамма-лучей для работ на комплексе, приведены их основные характеристики и условия получения. Выход активности ядерных реакций для данной полной поглощения к моменту наработки. Производство всего четырех УКРР позволит создать широкий ассортимент меченых препаратов, включающий белки, углеводы, жирные кислоты, стероидные гормоны и др., т.е. органические соединения, пригодные практически для любых функциональных диагностических исследований.

Таблица 2

Вещица	$T_{1/2}$ мин.	Отвечающая реакция	Порог реакции, МэВ	Выход пучка при токе 1 мкА	Выход пучка при токе 50 мкА
^{11}C	20	$^{14}\text{N}(p,\alpha)^{11}\text{C}$	3,1	420 мКи	21 Ки
^{18}F	110	$^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$	0,7	190 мКи	9,5 Ки
^{13}N	10	$^{16}\text{O}(p,\alpha)^{13}\text{N}$	5,5	10 мКи	0,5 Ки
^{15}O	2	$^{16}\text{O}(p,pn)^{15}\text{O}$	16,6	0,4 мКи	20 мКи
		$^{14}\text{N}(d,n)^{15}\text{O}$	0	170 мКи	8,6 Ки

Одна диагностическая процедура на позитронном томографе требует РМ активности от 5 до 30 мКи, а для их получения и введения в организм пациента необходимо время порядка получаса или даже нескольких часов. Сделанный на основе этих данных расчет показывает, что детектор МПН-20 обеспечит несколько десятков диагностических процедур в день. Для этого потребуются лишь в диагностическом отделении комплекса 3-5 позитронных компьютерных томографов. Комплекс сможет обеспечить позитронно-излучением РМ ряд крупных медицинских центров Москвы, таких, как ИИИ, ВОНИ, Институт нейрохирургии, куда РМ могут доставляться специальным транспортом.

Предполагается, что в рамках комплекса при соответствующем техническом, аппаратурном и штатном обеспечении выгодно могут разрабатываться и освояться 1-2 новых РМ.

МЕДИЦИНСКИЙ ИМПЛАНТАТОР ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ПРОЦЕДУРЫ РАДИОТЕРАПИИ

Г.И. Меров, А.М. Андриянов, П.А. Апаль, С.А. Богомолов, Г.И. Гудыбин,
А.И. Иваненко, Б.А. Кленов, И.В. Колесов, В.И. Кузнецов, В.И. Кутнер,
А.М. Мордуев, Р.Ц. Оганесян, А.И. Семин, Э.А. Фургас

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В последнее десятилетие в СССР и в других странах интенсивно развивается направление практического применения пучков ускоренных тяжелых ионов. В Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ на циклотроне У-300 налажено производство ядерных фильтров, проводятся работы по радиационному материаловедению, начаты эксперименты по ионной обработке материалов с целью создания микроструктур с заданными характеристиками.

Наиболее важное в настоящее время (по масштабам использования в народном хозяйстве) направление — это получение ядерных фильтров. Ядерные фильтры — новый вид пористых мембран, которые изготавливают путем облучения полимерных пленок ускоренными тяжелыми ионами с последующей химической обработкой.

Структура ядерных фильтров принципиально отличается от структуры пористых мембран других типов высокой степенью однородности, что в ряде случаев обеспечивает ядерным фильтрам решающее преимущество.

Наибольшим "спросом" пользуются ядерные фильтры с диаметром пор от 0,1 до 1 мкм. Так, в микроэлектронике при помощи фильтров с порами 0,15-0,3 мкм осуществляют окончательную очистку деионизованной воды. Ядерные фильтры с диаметром пор 0,6 мкм используют для изготовления сложного вакуумной герметизации. Фильтры 0,3-1,0 мкм применяют в аналитических работах, для микроанализа реактивных растворов и препаратов, для холодной стерилизации пищевых продуктов. Годовая потребность в ядерных фильтрах этих номиналов составляет несколько квадратных метров.

Сегодня основным сырьем для изготовления ядерных фильтров служит лавсановая (полиэтилентерефталатная — ПЭТ) пленка. Она обладает высоким прочностными характеристиками, устойчива к воздействию большинства растворителей и кислот, а также отличается высокой избирательностью травления треков тяжелых заряженных частиц. Избирательность травления треков V (V — отношение скорости травления вдоль трека к скорости травления исходного полимера) — основной параметр, определяющий форму и однородность пор в ядерных фильтрах. Избирательность травления зависит от свойств материала, условий химической обработки, а также от параметров бомбардирующей частицы — ее заряда и скорости. Избирательность травления тем выше, чем больше заряд ядра иона и ниже его скорость (исключая последние несколько мкм пробега перед остановкой иона в веществе [3]). На рис.1 представлены данные об избирательности травления треков в ПЭТ в зависимости от величины $Z_{эф}\beta$, где $Z_{эф}$ — эквивалентный заряд иона, прошедшего через полимер; $\beta = v/c$, v — скорость иона, c — скорость света в вакууме. Приведенные результаты получены в экспериментах с пучками ускоренных на У-300 ионов ^{22}Ne , ^{40}Ar , ^{51}V , ^{58}Co , ^{84}Kr , ^{136}Xe . Ионы тяжелее железа дают треки с $V \sim 10^3$. Столь высокая избирательность необходима для изготовления ядерных фильтров с наименьшими диаметрами пор (0,05-0,08 мкм). Для изготовления фильтров с диаметрами пор в диапазоне от 0,1 до 1 мкм достаточно иметь $V \sim 100-200$. Этих требования удовлетворяют, например, ионы аргона с энергией не выше 2 МэВ/нуклон. Для выбора оптимальной энергии иона

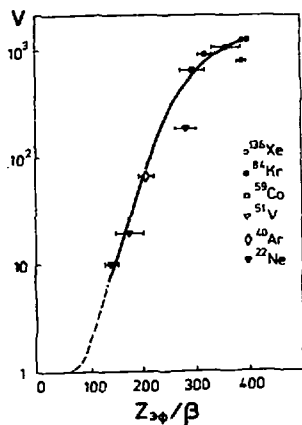


Рис.1. Избирательность травления (V) треков тяжелых ионов в ПЭТ как функция параметра $Z\beta/\beta$. Данные получены в экспериментах с двукратноориентированными ПЭТ-пленками толщиной 5,6,10 и 12 мкм. Облученные тяжелыми ионами образцы прошли стандартную обработку ультрафиолетовым излучением. Условия травления: 6н NaOH , 40°C .

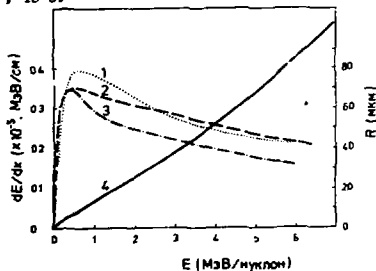


Рис.2. 1,2-удельные потери энергии, dE/dx , по данным /4/ и /5/; 3-ограниченные потери энергии, REL ; 4 - пробег, R , ионов ^{40}Ar в полиэтилентерефталате в зависимости от энергии /5/.

аргона обратиться к рис.2. Удельные потери энергии иона ^{40}Ar имеют максимум в области энергии $0,5 \pm 0,6$ МэВ/нуклон. Величина REL (REL - доля удельных потерь энергии, затрачиваемая ионом на возбуждение и ионизацию атомов среды с образованием вторичных электронов с энергией не выше 1 кэВ), более точно определяющая плотность повреждения полимера в окрестности траектории частицы, максимальна в области энергий от 0,2 до 1 МэВ/нуклон (рис.2). Пролет иона ^{40}Ar с энергией 1 МэВ/нуклон в ПЭТ составляет ~ 13 мкм, т.е. вполне достаточен для формирования сквозных пор в пленках 10-микронной толщины ^{14,5/}.

В работах ^{6,7/} показана возможность применения ионов ^{40}Ar для изготовления ядерных фильтров.

Пучки ионов таких энергий перспективны и для других задач - например, для просветления слитков методом ядерных треков, для повышения качества электроизоляционных материалов и т.д. ^{12/}.

Вместе с тем технологический ряд циклотронов прикладного назначения ^{8/}, разрабатываемый в НИИЭА им. Д.В.Фирсова, не предназначен для решения вышеперечисленных народно-хозяйственных задач.

Ниже описывается компактный изохронный циклотрон, создаваемый в Лаборатории ядерных реакций, позволяющий успешно решать широкий круг практических задач.

Общее описание циклотрона

Компактный изохронный циклотрон (имплантатор циклический -100) предназначен для получения пучков тяжелых ионов до аргона включительно ($A/Z = 5, 3, 4, 5, 7$), с энергией (в ^{36}Zr 25 А^2 МэВ/нуклон). Основной ускоряемой частицей является ион $^{40}\text{Ar}^{+7}$ с энергией 1 МэВ/нуклон и интенсивностью 10^{12} с^{-1} , которые будут использоваться для производства ядерных фильтров. Помимо аргона на циклотроне могут ускоряться и более легкие ионы, например, $^{11}\text{B}^{+}$, $^{12}\text{C}^{+}$, $^{22}\text{Ne}^{+4}$, $^{28}\text{Si}^{+5}$, $^{32}\text{S}^{+6}$ с энергией ~ 1 МэВ/нуклон и интенсивностью $10^{12} + 10^{13} \text{ с}^{-1}$.

Электромагнит и магнитная структура

Циклотрон ИЦ-100 создается на базе серийного электромагнита СИ-57. Его полюсный наконечник диаметром 900 мм заменится на диск диаметром 1050 мм, который одновременно служит крышкой вакуумной камеры.

Магнитная структура циклотрона ИЦ-100 подобна структуре ускорителей У-200, У-300 и У-400, создается четырьмя парами секторов с прямыми границами, угловое пространство 56° . Сектора расположены на поверхности крышек камеры. По мере радиального профиля среднего магнитного поля формируется путем изменения толщины секторов по радиусу без использования кольцевых токовых корректирующих катушек. Для коррекции азимутальных неоднородностей типа низших гармоник предусмотрена установка двух пар гармонических катушек. Катушки будут установлены в долинах в зоне конечного радиуса ускорения.

Основные параметры электромагнита и магнитной структуры циклотрона ИЦ-100 представлены в таблице.

Таблица

Диаметр полюсного наконечника	- 1050 мм
Конечный радиус ускорения	- 460 мм
Воздушный зазор в долине	- 120 мм
Воздушный зазор в холме	- 20 мм
Среднее значение магнитного поля	- 19,0 кГс

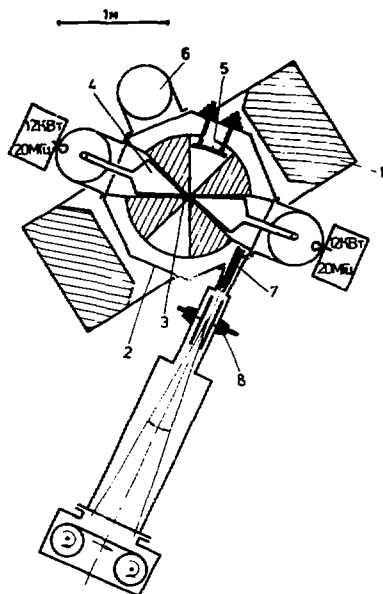


Рис.3. Схематическое изображение компактного циклотрона МЦ-100.

1 - электромагнит, 2 - вакуумная камера, 3 - ионный источник,
4 - дуант, 5 - электростатический дефлектор, 6 - вакуумный насос,
7 - магнитный канал, 8 - система сканирования пучком поверхности пленки.

Затер магнитного поля	- 0,1
Мощность питания электромагнита	- 90 кВт
Вес электромагнита	- 43 т

Профиль центральной части циклотрона МЦ-100 предусматривает установку сменного вертикального ионного источника и формирование сфокусированного пучка, удовлетворяющего условиям фазового захвата частиц в ускорении.

В.Ч.система

Ускоряющая В.Ч. система циклотрона МЦ-100 представляет собой два дуанта переменной азимутальной протяженности (42° в начале ускорения и 34° в конце), расположенных в двух противоположных долинах. Каждый дуант нагружает коаксиальную линию, резонирующую на частоте ~ 20 МГц и обеспечивающую амплитуду напряжения на дуанте ~ 50 кВ. Колебательная мощность В.Ч. генератора при этом не превышает 12 кВт. Ускорение ионов проводится на 4 гармонике частоты обращения. Перестройка частоты в пределах 5% осуществляется триммером без изменения

положения закорачивающей пластины. Предусмотрена автоматическая подстройка частоты резонансной системы циклотрона.

Вакуумная система

Длина пути иона $^{40}\text{Ar}^{7+}$ при ускорении до конечной энергии составляет около 60 м. Для обеспечения 80% прохождения пучка (сечение облучки $< \sigma > = 4 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$) рабочее давление должно составлять $4 \cdot 10^{-6} \text{ Тор}$. Такое давление обеспечивается одним диффузионным насосом типа ДА-8-7, установленным на камере, и двумя насосами типа ДА-2-3, расположенными на резонансных баках.

Система вывода пучка

Для вывода пучка из циклотрона будет применен электростатический дефлектор, расположенный в долине. Потенциальная и заземленная пластины дефлектора имеют плоский профиль, расстояние между ними составляет 10 мм. Напряжение на потенциальной пластине равно $\approx 38 \text{ кВ}$. Пучок ионов, вышедший из дефлектора, фокусируется трехэлементными пассивными магнитными каналами. Коэффициент вывода составит (70-80%). Схематическое изображение ИД-100 представлено на рис.3.

Заключение

Небольшие габариты и потребляемые мощности, простота конструкции и управление, практически отсутствие радиоактивного излучения делают компактный имплантатор тяжелых ионов ИД-100 удобным и недорогим инструментом для проведения широкого круга прикладных исследований, имеющих важное народнохозяйственное значение.

Л и т е р а т у р а

1. Смеров Г.Н. Вестник Академии наук СССР, 1984, №1, с.35-48.
2. B.E.Fischer, R.Spohr. Reviews of Modern Physics, 1983, v.55, p.267.
3. R.Katz. Proc. 12th Int.Conf. on Solid State Nuclear Track Detectors (Abstracts), Acapulco, Sept. 1983, p.7.
4. L.C.Morteliffe, R.P.Shilling, Nucl. Data A1, p.233.
5. G.Fretzsch. TU Report 05-17-77, Technische Universität Dresden, 1977.
6. Гагарин Ю.С. и др. Приборы и техника эксперимента, 1976, №6, с.213-214.
7. Третьякова С.П. и др. Препринт ОЯИИ 12-8626, Дубна, 1976, с.1-11.
8. Вакрушин Ю.П. и др.: Труды IV Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве, НИИЭА, Л., 1982, с.71-74.

СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ ЦИКЛОТРОНОВ В ПРОМЫШЛЕННОСТИ И МЕДИЦИНЕ

В.П.Вахрукин, И.Ф.Ворогушин, А.Н.Галазов, А.Б.Гальчук, И.С.Давидов,
Л.Е.Корсаев, Е.Б.Крымов, И.Ф.Малышев, А.В.Степанов

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

Разработка и сооружение циклотронов для народного хозяйства и медицины ведется в НИИЭФА им.Д.В.Вукобратова в соответствии с потребностями отраслевых научно-исследовательских институтов страны и технологическим рядом циклотронов для прикладных целей [1].

В настоящее время из шести типов циклотронов, предусмотренных технологическим рядом, завершено проектирование циклотронов трех типов - МПЦ, ДЦ и РМЦ. В процессе разработки находится четвертый тип циклотронов - У-250 [1].

Наибольший спросом пользуется циклотрон с регулируемой энергией частиц типа МПЦ. Широкий набор ускоряемых ионов (протоны, дейтроны, гелий-3 и гелий-4), возможность глубокого изменения их энергии от 5 до $20\frac{3}{4}$ МэВ, высокая интенсивность и хорошее вакуумно-оптическое свойства пучка позволяют реализовать на циклотроне обширную программу прикладных работ и экспериментальных исследований в области ядерной физики [2].

За 10 лет, прошедших с момента изготовления оборудования первого образца циклотрона МПЦ, проведена обширная работа по модернизации его оборудования. В первую очередь модернизация была связана с переходом систем питания и управления циклотрона на новую элементную базу. Были повышены надежность работы резонансной системы, источника ионов, дефлектора, внутренней ионной и других узлов циклотрона, что привело к улучшению параметров пучка на вылетах, повысило надежность и стабильность работы циклотрона в целом.

Все без исключения закладки циклотрона МПЦ предусматривают оснащение циклотрона трактом развода пучка к удаленным мишеням, что существенно расширяет возможности использования ускорителя. Типичный тракт развода пучка показан на рис.1. Он содержит 5 квадрупольных дублетов, два 45-градусных электромагнита с 115-градусный анализирующий магнит с разворотом энергии в 0,1%. Внутренние мишени М, а также внешние мишени T_1 и T_2 используются для работы радиоактивных изотопов, в частности, короткоживущих, применяемых в медицинской диагностике. Внешние мишени T_2 , T_3 и T'_3 могут использоваться для проведения прикладных работ по активационному анализу, изучению явлений износа или коррозии, а также для экспериментальных работ в ядерной физике. Для этих целей в месте расположения мишеней T_3 или T'_3 может быть установлена камера рассеяния, также разработанная в НИИЭФА [3]. Наиболее разветвленный тракт транспортировки пучка к внешним мишеням предусмотрен для циклотрона МПЦ в ВНР. Тракт содержит 15 квадрупольных дублетов, два коммутироваемых электромагнита с углом поворота до ± 45 градусов, два 45-градусных и один 90-градусный электромагниты, а также анализирующий магнит. Тракт позволяет транспортировать пучок к десяти стационарным внешним мишенным устройствам.

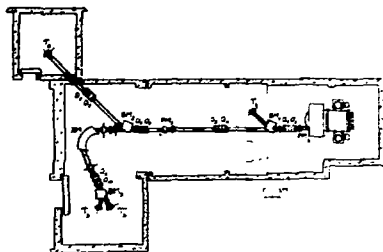


Рис.1. Схема расположения основного оборудования циклотрона типа МТ-1 в АЕО-атомэнергии (г.Турку, Финляндия).

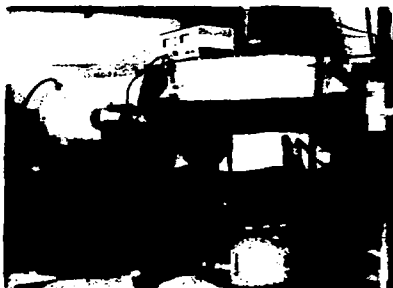


Рис.2. Общий вид циклотрона типа Т-1 во АЕО-АТЭ (Москва).

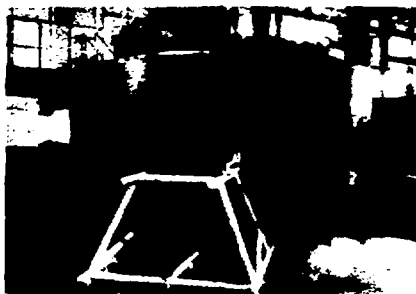


Рис.3. Общий вид циклотрона типа Р-1 на заводской стенде в АЕО-АТЭ.

Завершен монтаж и ведутся дусконаладочные работы на голодном образце циклотрона нового типа - ДЦ (рис.2). Циклотрон предназначен для ускорения ионов дейтерия до энергии 3 МэВ при токе пучка на внешней мишени 100 мкА [4]. Целевое назначение циклотрона - активационный анализ содержания легких элементов в матрицах тяжелых материалов. Кроме дейтронов, на циклотроне могут быть получены ускоренные ионы двухзарядного гелия - 4 в молекулярного водорода (H_2^{+2}). Их энергия составит 1,5 МэВ на нужном. Уже завершены работы по формированию изохронной кривой магнитного поля циклотрона. Изохронность ускорения достигнута выбором определенной конфигурации секторов, без использования корректирующих обмоток.

Изготовлено оборудование и начаты работы по формированию магнитного поля и наладке высокочастотной ускорительной системы третьего типа циклотрона технологического ряда - РИЦ (рис.3). Этот 1,5-метровый секторно-фокусирующий циклотрон с электромагнитом броневого типа предназначен для ускорения протонов до энергии 30 МэВ при токе пучка 1000-1500 мкА на внутренней и до 200 мкА на внешней мишенях [5]. Целевое назначение ускорителя - производство "циклотронных" изотопов типа Na^{22} , Co^{57} , Ga^{67} , Cd^{109} , Tc^{99m} и др. в промышленных масштабах. В связи с большой мощностью пучка на мишенях в процессе наладочных работ серьезное внимание уделяется управлению размером пучка на поверхности мишеней устройства путем его скажирования, а также эксплоатационным повышением эффективности выпуска пучка из ускорительной камеры [6].

Состояние работ по проектированию циклотрона тяжелых ионов У-250 представлено в отдельном докладе на настоящем совещании.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.П.Вахрушин и др. "Технологический ряд циклотронов для прикладных целей". В кн.: Доклады III Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве (Ленинград, 1979 г.) т.1, Л.ИИЭФА, 1979, с.213-217.
2. П.В.Богданов и др. "Параметры пучка 103-см компактного циклотрона". В кн.: Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1976 г.) т.1, М., "Наука", 1978, с.174-177.
3. П.В.Богданов и др. "Камера рассеяния для экспериментов с пучками ускоренных частиц". Препринт П-А-0415, Л., ИИЭФА, 1979, 8 с.
4. П.В.Богданов и др. "Компактный дейтронный циклотрон. Проектные параметры". В кн.: Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 1976 г.), т.1, М., "Наука", 1978, с.170-172.
5. П.В.Богданов и др. "Проектные параметры радиозотопного циклотрона РИЦ". В кн.: Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженным частиц (Дубна, 1978 г.), т.1, Дубна, ОИЯИ, 1979, с.330-333.
6. А.С. 646475 (СССР). Способ повышения надежности мишени. Авт.изобретения В.И.Андреев, А.В.Галычук, Е.Б.Крымов, Г.М.Давылов, А.В.Степанов. Заявлено 25.07.77., # 2512453/18-24; Опубл. в Б.И., 1979, # 5.

ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЛЕГКИХ ИОНОВ ПРИКЛАДНОГО
НАЗНАЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ СТРУКТУР СО СПИРАЛЬНЫМИ
ПОЛУВОЛНОВЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

О.А.Вахднер, В.Ф.Гасс, А.А.Глазков, А.Д.Колескин,
В.В.Крылов, В.Н.Леонов, Н.Р.Лобанов, А.А.Лукашев,
О.С.Михованов

Московский инженерно-физический институт

Л.И.Иванов, Н.А.Махлин

Институт металлургии им.А.А.Байкова АН СССР

В.О.Вахднер

Московский институт радиотехники, электроники и автоматики

В МИФИ на кафедре электрофизических установок проводится цикл работ по созданию ускорителей легких ионов для народного хозяйства и прикладных исследований. О головных образцах, ускорителях дейтронов и протонов на 3 МэВ, сообщалось ранее^{1,2/}. Ускоренные протоны, дейтроны и изотопы гелия ^3He , ^4He в диапазоне умеренно-высоких энергий (1-5 МэВ) имеют широкие перспективы внедрения в различные радиационно-технологические процессы, а сами ускорители должны иметь особые "потребительские" качества (малогабаритность, высокая эффективность, экономичность, простота и надежность в эксплуатации).

Некоторые задачи, в которых могут быть использованы такие ускорители, представляются весьма актуальными. В активационном анализе следовых примесей в некоторых материалах именно указанные частицы обеспечивают наибольшую чувствительность и селективность анализа. При этом для возбуждения образцов могут быть применены не только непосредственно сами частицы, но также их дочерние продукты, например, вторичное гамма-излучение от реакций типа (p, γ) на ядрах, образующих метастабильные изомеры. Если реакция на протонах имеет энергетический резонанс, то удастся определять глубинное распределение примесей, что труднодоступно при других методах анализа.

В материаловедении пучки ионов от изотопов водорода и гелия с энергией в несколько МэВ позволят производить исследования радиационного поведения образцов с участием различных эффектов, например, структурные повреждения кристаллической решетки, свалинготомы процессом и т.д. В микроэлектронной технологии легкие ионы с высокой энергией могут быть использованы для изучения радиационных дефектов в полупроводниках и способов их отжига, а также для создания слоев со специальным характером примесной проводимости. Очень важным и пока мало изученным направлением является высокоэнергетическая ионная имплантация, однако она предполагает наличие более тяжелых ускоренных ионов (бор, фосфор, сера и т.д.). Переход от традиционных энергий имплантации в десятки - сотни кэВ к энергиям диапазона 1-5 МэВ позволяет ожидать многих качественно-новых полезных эффектов. Ускорение не только легких, но и тяжелых ионов желательно и для материаловедения, например, при изучении радиационного поведения сталей пучки ионов железа.

Рассмотрение подобных задач привело к мысли о необходимости разработки ускорителей с более широким спектром масс ускоряемых ионов и с более широким энергетическим диапазоном. Такие ускорители могут быть созданы на модульной

основе, с использованием единых подходов к построению их высокочастотных и других инженерных систем. В настоящем докладе описан предложенный в ИИИ на кафедре атомно-энергетических установок системный ряд ускорителей легких и полутяжелых ионов для прикладных целей с использованием единых принципиальных и конструкторских решений.

Параметры ускорителей для различных ионов, которые разрабатываются на кафедре СВ, сведены в таблицу. Для всех ионов применяются источники с ускоряющим напряжением 100 кВ. Энергия конкретного иона зависит от его заряда, а удельная энергия на нуклон (вторая графа) зависит как от заряда, так и от массы иона. Удельная энергия инжекции для приведенных ионов изменяется от 100 кэВ/нукл. (протоны) до 6,25 кэВ/нукл. ($^{40}\text{Ar}^{22+}$, $^{32}\text{S}^{16+}$). С уменьшением удельной энергии инжекции, т.е. с уменьшением начальной скорости иона, растет длина волны генератора, который питает ускоряющую структуру.

Таблица
Параметры ускорителей ионов

Ионы	Масса ионизированная	Волн. длина	Частота	Мощность пучка	Ток мА
$^1\text{H}^{1+}$	100	0,0146	2	3000	2
$^2\text{He}^{2+}$	37	0,0120	2	2000	1,5
$^3\text{He}^{3+}$	50	0,0103	2	1500	1,0
$^4\text{He}^{4+}$	33	0,0085	4	1000	0,7
$^{16}\text{O}^{8+}$	25	0,0073	4	700	0,5
$^{12}\text{C}^{6+}$	12,5	0,0053	8	375	0,2
$^{32}\text{S}^{16+}$	6,45	0,0037	8	190	0,1
$^{40}\text{Ar}^{20+}$	6,25	0,0037	8	188	0,1

Для водорода и гелия выбрана традиционная длина волны 2 м. Для более тяжелых ионов выбраны краткие длины волн, а именно 4 и 8 м.

Все структуры, работающие на одной длине волны, могут быть использованы и для других частиц, ускоряемых на той же волне, но при этом напряжение инжекции и темп ускорения должны быть выбраны так, чтобы начальные и конечные удельные энергии соответствовали данной секции. Например, в секции, соответствующей третьей строке, можно также ускорять протоны, ^1H и $^2\text{He}^{2+}$, но для этого надо соответственно снизить напряжение инжекции и напряженность ускоряющего поля, а выходная удельная энергия частиц будет соответствовать третьей строке.

В представленных здесь структурах можно ускорять и другие ионы, не приведенные в таблице, но отношение их заряда к массе не должно сильно отличаться от перечисленных ионов.

Приведенные в таблице данные по току просчитывались только для протонов и дейтронов. Остальные данные являются грубыми оценками. При использовании ленточных пучков величина тока во всех ускорителях может быть повышена на порядок.

На рисунке 1 показано примерное размещение оборудования и основные габариты.

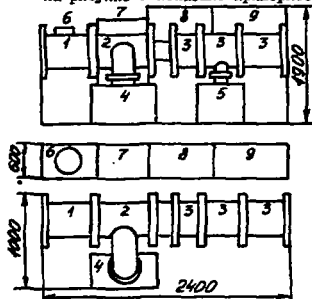


Рис. 1. Ускоритель "Траган-1". Размещение оборудования и основные габариты. 1-ионный источник с изолятором, 2-вакуумная камера с ускоряющими и фокусирующими электродами. 3-секции ускоряющего резонатора и вакуумный кожух, 4-вакуумный насос НОРД-250, 5-вакуумный насос НОРД-100, 6-блок питания ионного источника, 7-стойка управления ускорителем (наладочная) и блоки питания НОРДов, 8-генератор СВЧ двухметрового диапазона, 9-высоковольтный модулятор для СВЧ-генератора.

риту ускорителя протонов на энергию 3 МэВ. Рисунок выполнен полусхематически, но размещение основных узлов ускорителя и их габариты соответствуют реальной установке "Ураган-1", которая является первой моделью предлагаемого ряда ускорителей.

В разрабатываемых на кафедре 300V ускорителях ионов применяется фазопеременная фокусировка, которая обеспечивает поперечную и продольную устойчивость ускоренных частиц.

Схема расчета динамики частиц в ускорителе с фазопеременной фокусировкой на 300В включает в себя ряд вычислительных работ в следующей последовательности.

1. Определение геометрии пролетного канала и величины ускоряющих напряжений в зазорах между трубками дрейфа (исходя из требований захвата, фокусировки и группировки частиц).

2. Построение продольного и поперечного аксептанса ускорителя.

3. Коррекция геометрии ускоряющей структуры на основании учета влияния собственного кулоновского поля пучка и вычисление предельного тока на выходе ускорителя.

4. Определение допусков на размеры и вставку дрейфовых трубок.

В качестве примера расчетов по этой программе на рисунках 2 и 3 приведены

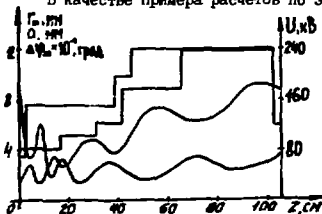


Рис.2.Огибание поперечного (1) и продольного (2) движения, напряжения в ускоряющих зазорах (3) и апертюра пролетного канала вдоль ускоряющей структуры (4).

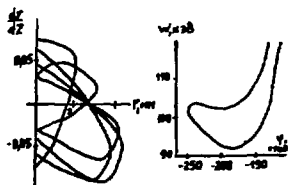


Рис.3.а)Локальные поперечные аксептаны: 1.- $\varphi = -234$, 2.- $\varphi = -216$, 3.- $\varphi = -198$, 4.- $\varphi = -182$, 5.- $\varphi = -164$; б)продольный аксептанс.

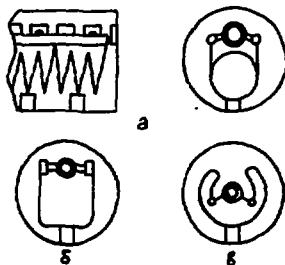


Рис.4. Модификации спиральной ускоряющей структуры.

данные по расчету ускорителя дейтронов на энергию 3 МэВ. На рисунке 2 приведены огибание поперечного и продольного движения, а также изменения напряжений в ускоряющих зазорах и апертюры пролетного канала вдоль ускоряющей структуры. На рисунке 3а приведены локальные поперечные аксептаны, а на 3б продольный аксептанс (сепаратриса).

Захват частиц в режим ускорения составляет 25%, энергетический разброс на полуволоте - 5%, а предельный ток в импульсе около 1,5 мА.

В качестве основной структуры на кафедре 300В выбрана спиральная структура, показанная на рисунке 4а. Она состоит из полуволновых вибраторов, свернутых в цилиндрические спирали. Центры

вибраторов закреплены в корпусе резонатора, а концы объединены двумя продольными эквипотенциальными электродами, на которых крепятся трубки дрейфа. Такая структура может быть использована для широкого диапазона длин волн, без существенного изменения поперечных размеров ускоряющих резонаторов. Реально ее можно применять от длины волны в единицы метров до десятков метров. Эта структура очень удобна для ускорения ионов с малым отношением заряда к массе. Конкретные модификации этой структуры для ускорителей протонов и дейтронов показаны на рисунках 4б и 4в.

Фазопеременная фокусировка, применяемая в ускорителе, определяет величину импульсного тока пучка, который необходимо подавать на вход ускорителя. В случае протонов и других легких ионов эта величина составляет около 10 мА. Напряжение инжекции для всех ускорителей выбрано 100 кВ, что позволяет выполнять ионный источник и блоки его питания относительно небольших размеров (см. рис. 1). Наиболее удовлетворяющим потребности ускорителя с фазопеременной фокусировкой является источник на основе дуоплазматрона. Он обеспечивает необходимый ток, энергию инжекции, хороший эмиттанс и высокую плотность ионного пучка.

Основные характеристики генератора СВЧ, такие, как импульсная мощность, средняя мощность, стабильность частоты и диапазон перестройки частоты во многом определяют работу ускорителя в целом. На кафедре ЭИУ в выборе генераторов рассматриваются два подхода. Прежде всего, предполагается использовать промышленные разработки, которые выпускаются серийно и применяются в ускорительной или другой технике. Эти установки, как правило, надежны и имеют большой срок службы. Однако не во всех случаях эти установки удовлетворяют требованиям, которые предъявляются к ускорителям для прикладных целей. Это связано с габаритами установок, средней мощностью и с режимностью их эксплуатации. Поэтому в НИИ ведется разработка генераторов с учетом конкретных требований ускорительной установки.

Работы по созданию ряда ускорителей легких и полутяжелых ионов ведутся на кафедре ЭИУ по нескольким направлениям: 1) Исследования ИЧ-структур, принятых к использованию в этих ускорителях. 2) Проектирование и сооружение головного образца ускорителей ряда - установки "Ураган-1". 3) Разработка ионных источников для ускорителей ряда "Ураган" и блоков питания ионных источников. 4) Детальные исследования динамики частиц в базовых моделях ускорителей протонов и дейтронов. 5) Обсуждения условий применения в ускорителях промышленных моделей ИЧ-генераторов и проектирование специфического ускорительного ИЧ-генератора. 6) Проектные обсуждения и ориентировочные расчеты ускорения полутяжелых ионов. 7) Анализ областей применения ускорителей легких ионов и работы по их внедрению для конкретных применений.

Наиболее продвинуты работы по п.п. 1-4, которые привели к завершению изготовления основных блоков головного образца ускорителя "Ураган-1" с ионным источником. По плану внедрения ускорителей ряда "Ураган" рассматриваются конкретные вопросы их установки в ряде научных организаций Москвы, Ташкента, Минска и других городов. В разработках активное участие принимает коллектив студенческого ускорительного объединения "СТ-БИС". Авторы выражают признательность ГК по использованию атомной энергии и НИИ электрофизической атмосферы за поддержку настоящей работы.

Литература

1. С.А. Бальднер и др. Проект малогабаритного ускорителя дейтронов для народного хозяйства. - Ускорители заряженных частиц. М.: Энергоиздат, 1983, с. 3-8.
2. С.А. Бальднер и др. Разработка проекта ионного ускорителя для народного хозяйства. - Вопросы атомной науки и техники, 1983, вып. 3(15), с. 21-29.
3. В.Б. Гасс, В.П. Зубовский. А.с. СССР № 705972 от 15.06.78 г., 1980, № 44, с. 300.

СИСТЕМА ИМПУЛЬСНОГО ПИТАНИЯ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ДЛЯ ДЕФЕКТОСКОПИИ

Б.О.Большаков, Л.С.Кавалерчик, Ю.В.Соловьев, Л.П.Юмашин, В.З.Эрмэль

Научно-исследовательский институт
электрофизического аппарата
им.Д.В.Воронцова, Ленинград

Линейный ускоритель ЛУЭВ-ЮС-5000Д является первым ускорителем-дефектоскопом, разработанным в рамках единой серии электронных ускорителей для промышленности и медицины /1,2/. Питание ускоряющей структуры осуществляется от СВЧ-генератора на базе разработанного клистрона с сеточным управлением и частичным разрядом накопителя катодного питания. Последнее позволило существенно снизить габариты всего ускорителя уменьшением электрооборудования катодного питания СВЧ-генератора и повысить качество формируемого импульса /3/.

Выбранная структура питания позволяет также отрабатывать ускоритель с предельными параметрами пучка и частотой следования импульсов в десятки килогерц для целей промышленной томографии.

Получение таких параметров связано с повышением требования к форме огибающей СВЧ-импульса. Известно, что получение импульсов с хорошей равномерностью вершин возможно именно при модуляции СВЧ-генератора по сетке или модулирующему аноду. Сеточная модуляция требует меньшего модулирующего напряжения, чем модуляция анодной. Снижение этого напряжения обуславливает уменьшение потерь на заряд и разряд паразитных емкостей, что будет иметь большое значение при работе с короткими импульсами и высокой частоте следования /4/.

Параметры устройства электропитания клистрона с сеточной модуляцией:

- максимальное рабочее напряжение на катоде клистрона, кВ - 50;
- максимальный катодный импульсный ток, А - 250;
- максимальная импульсная мощность, подводимая к клистрону, МВт - 12,5;
- длительность импульса катодного тока (на уровне 0,5I_{макс}), мкс - 6,5;
- максимальная частота следования импульсов, с⁻¹ - 150;
- минимальная скважность - 1026;
- смещение на сетке клистрона, кВ - 12;
- напряжение на сетке во время импульса, кВ - 1;
- мощность, потребляемая от источника анодного питания, кВт - 13,1.

Функциональная схема системы импульсного питания ускорителя приведена на рис. 1.

Питание катода клистрона К5 и источника электронов И5 (ИЭ) совместное и осуществляется от источника высокого напряжения ИИ. Импульсное питание сеточных цепей клистрона и источника электронов осуществляется с отдельных обмоток разделительного импульсного трансформатора ИТ2, являющегося выходным устройством сеточного модулятора.

Источник высоковольтного питания ИИ собран по схеме двухполупериодного выпрямителя. В блоке высоковольтного выпрямителя размещены два высоковольтных делителя напряжения, сигнал с одного из них снимается на измерительный прибор, а с другого на схему стабилизации напряжения. В качестве регулирующего устройства применен тиристорный регулятор, включенный в первичную цепь высоковольтного трансформатора, и содержащий два встречно-параллельно включенных тиристора в каждой фазе питающего напряжения.

Управление тиристорами производится каналами управления в каждой фазе сети. Каналы управления вырабатывают импульсы поджига силовых тиристоров в зависимости от величины управляющего напряжения, регулируя тем самым момент включения тиристоров каждой фазы на нагрузку. Пределы регулировки выходного напряжения от $0,1U_{\text{ан}}$ до $11U_{\text{ан}}$. Стабильность выходного напряжения в диапазоне от $0,7U_{\text{ан}}$ до $11U_{\text{ан}}$ не хуже $\pm 0,2\%$ (амплитудное значение).

Регулировка выходной мощности кистрона возможна как изменением анодного напряжения, так и амплитуды управляющего сетевого импульса. Анодно-сеточная характеристика кистрона представлена на рис. 2.

На выходе ИИП через зарядное сопротивление $R_{\text{з}}$ включен емкостный накопитель энергии. Величина емкости определена исходя из допустимого спада импульса. С целью уменьшения величины емкости накопителя, а следовательно, и несоблюдения характеристик последовательно с накопителем в разрядный контур включена корректирующая цепь второго рода ($R_{\text{к}}, C_{\text{к}}, L_{\text{к}}$), позволяющая существенно снизить наклон вершин, образующийся при разряде накопителя во время импульса. Для защиты конденсатора $C_{\text{к}}$ при пробое в нагрузку, параллельно ему включен защитный варистор R .

Для ограничения разрядных токов через кистрон во время пробоя в разрядную цепь включены ограничивающие сопротивления $R_{\text{ог1}}$ и $R_{\text{ог2}}$, между которыми подключен триггерный разрядник, составленный из 2 конденсаторов типа ПТ-57. Триггерный разрядник служит для отбора энергии, запасенной в накопителе, во время пробоя в кистроне или источнике электронов.

Запуск первого триггера И1 осуществляется через делитель, подключенный параллельно ограничивающему сопротивлению $R_{\text{ог1}}$, а второго И2 — через импульсный трансформатор ИТ2.

Время срабатывания защиты после нарастания тока пробоя до величины, превышающей номинальное значение в 1,6 раза — не более 1 мкс.

Для управления сеточными цепями кистрона и источника электронов предназначен сеточный модулятор. Схема сеточного модулятора построена по принципу частичного разряда накопителя. В качестве коммутатора И4 используется импульсный модуляторный тетрод ГММ-21. Управление сеточной цепью лампы осуществляется блоком-генератором. Формирование импульса с амплитудой до 13 кВ на сетку И5 осуществляется с помощью импульсного трансформатора ИТ2. Высоковольтное питание сеточного модулятора осуществляется от источника питания ИИ2.

Регулировка выходного напряжения производится источником опорного напряжения ИАП, который управляется вручную или автоматически от ЗИП.

Конструктивно ускоритель выполнен в виде двух блоков: блока излучателя и шкафа анодного питания.

В блок излучателя входят кистрон, источник электронов, сеточный модулятор, разделительные накаливаемые трансформаторы, блоки смешения. Сеточный модулятор с импульсным трансформатором расположен у катодного изолятора кистрона. Внешний вид блока излучателя представлен на рис. 3.

Шкаф питания включает тиристорный регулятор, высоковольтный выпрямитель, накопитель с корректирующей цепью, блок защиты с ограничивающими сопротивлениями, блок управления тиристорным регулятором, блок питания накала кистрона и другие вспомогательные блоки. Блок высоковольтного выпрямителя представлен на рис. 4.

Связь блока излучателя со шкафом анодного питания осуществляется двумя параллельно включенными высоковольтными импульсными кабелями КИИМ с волновым сопротивлением 22 Ом и длиной 100 см.

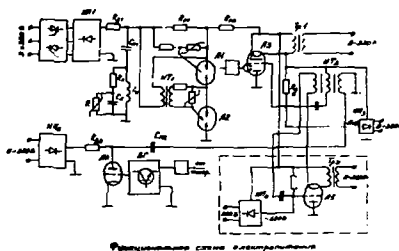


Рис. № 1. Функциональная схема электропитания.

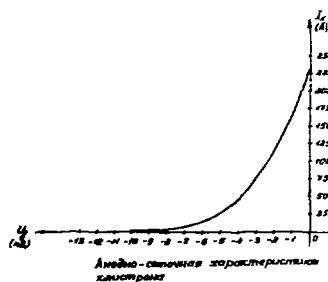


Рис. № 2. Анодно-сеточная характеристика клистрона.



Рис. № 3. Внешний вид блока нагнателя.

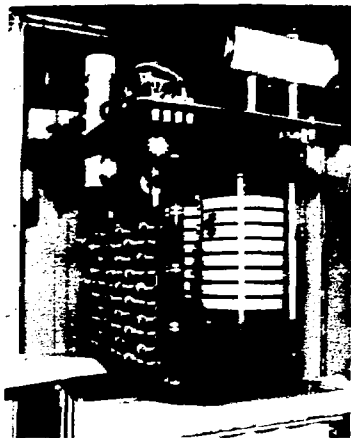


Рис. № 4. Блок высоковольтного выпрямителя.

Контроль за режимом работы и управление ускорителем осуществляются с помощью ЭВМ, сигналы на которую поступают с делителей напряжения источников ИП1, ИП2, с токового шунта ИП1, с цепи измерения импульсного и среднего тока электрона.

Л и т е р а т у р а

1. Ю.П.Вахрушин: "Линейные ускорители электронов для промышленности и медицины". Доклады IV Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве, Л., НИИЭА, 1982, т.1, с.62-70.
2. Ю.П.Вахрушин, А.П.Кузнов, В.М.Николаев, И.А.Прудников, Б.П.Тронов, В.И.Пахов "Линейный ускоритель-дефектоскоп модели ЛУЭВ-1С-50ССЕ" Доклады IV Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве, Л., НИИЭА, 1982, т.1, с.95-99.
3. Вейл Р. Радиолокационные передатчики. Справочник по радиолокации, т.3, М., "Советское радио", 1979.
4. J.R.F. Lebacqz. Sources Developments Review Microwave Journal, 1977, v.20, No. 7, p.23.

**ЛИНЕЙНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОНОВ ТРЕХСАНТИМЕТРОВОГО
ДИАПАЗОНА ДЛЯ РАДИАЦИОННЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ У-33**

И.А.Кузьмин, А.Я.Савостьянов, А.П.Шаттыров, И.С.Щеприн
Московский инженерно-физический институт

В Малой ускорительной лаборатории кафедры ЭФУ МЭИ проводятся работы по созданию малогабаритных линейных ускорителей электронов различного назначения. В таблице приведены основные параметры ЛУЗ трехсантиметрового диапазона и их назначение *1,2*.

Таблица
Параметры и назначение малогабаритных ЛУЗ 3-см диапазона

Параметр	Модель ускорителя				
	У-18	У-30	У-31	У-32	У-33
Энергия выходная, МэВ	1,4	1,8	1,0	3,0	1,5
Регулировка энергии, МэВ	0,3-1,4	0,3-1,8	0,02-1,0	0,3-3,0	0,2-1,5
Средний ток пучка, мкА	20	15	15	5	10
Импульсный ток пучка, нА	90	55	55	18	35
Длина ускорительной секции или секций, мм	670	950	605	3 секц. по 500 мм	750
Основное назначение ускорителя	Демонстрационная модель. Испытания материалов и изделий на радиационную стойкость	Базовая модель. Испытание изделий электронной техники	Ускоритель используется в качестве имитатора спектра β -излучений изотопов, эквивалент ~ 40 изотопов	Предназначен для электронно-зондовой установки	Источник ионизирующего излучения для радиационного исследования полупроводниковых материалов

Отличительной особенностью ускорителя модели У-33 является использование сменной ускорительной системы. Кроме основной ускорительной секции на энергии 1,2 МэВ разработаны два других варианта:

- ускорительная секция с глубокой регулировкой энергии от 0,2 до 1,5 МэВ.
 - двухсекционная ускорительная система с питанием от одного автогенератора.
- Группированная секция работает при комнатной температуре и обеспечивает выходные параметры $\Delta W = 1$ МэВ; $I_{cp} = 10$ мкА. Ускорительная секция рассчитана так, что может работать на различных частотах при криогенной ($T = 77$ К) и комнатной ($T = 293$ К) температурах. Секция выполнена на основе резонатора бегущей волны, ускоряющий дифракционированный волновод ($\beta_{ph} = 1$, $L = 350$ мм) обеспечивает прирост энергии $\Delta W = 1,5$ МэВ при комнатной и $\Delta W = 2,5$ МэВ при криогенной температуре, средний ток $I_{cp} = 3$ мкА. Ниже рассмотрены основные системы ускорителя.

Особенности конструкции ускорителя

Структурная схема ускорителя представлена на рисунке. В конструктивном отношении ускоритель выполнен по модульному принципу в виде двух отдельных блоков — стола ускорителя и шкафа СВЧ-питания, находящихся в ускорительном зале, снабженном защитой от радиационного излучения. Каждый блок включает в себя ряд систем: стол ускорителя — ускоряющую систему, вакуумную систему, систему инжекции с модулятором инжектора, системы водяного и воздушного охлаждения, фокусирующую систему; шкаф СВЧ-питания — магнетронный генератор с модулятором, запускной генератор, систему напуска газа. Блоки располагаются рядом, их общие габариты не превышают 1700 x 1700 x 2000 мм. Управление всеми системами осуществляется с пульта оператора, находящегося вне ускорительного зала. Конструктивно система управления аналогична системе управления ускорителя У-30 (см. таблицу). Система блокировки обеспечивает безопасность работы. Композиционное построение ускорителя позволяет проводить модернизацию отдельных систем.

Ускоряющая секция

Ускоряющая секция представляет собой круглый диафрагмированный волновод (КДВ) длиной около 750 мм, к началу которого присоединен симметризованный трансформатор типа волны (ТТВ), являющийся группирователем с энергией на выходе 1,2 МэВ при среднем токе 10 мкА. КДВ состоит из 125 ячеек, последние 8 диафрагм покрыты альсифером и выполняют роль поглощающей нагрузки, где рассеивается неиспользованная мощность. Волновод вместе с ТТВ помещен в кожух с рубашкой водяного охлаждения, который обеспечивает тепловой режим ускоряющей секции. Конструкция кожуха выполнена таким образом, что позволяет оперативно заменять ускоряющую структуру или отдельные ячейки в структурах. Расчет динамики движения частиц и параметров КДВ был произведен на ЭВМ ЕС1010 по уточненной методике с учетом нагрузки током на участке, где ступицы электронов уже сформированы. Отметим, что для более строгого расчета необходимо учитывать поле излучения каждого электрона на этапе группирования электронов в ступицы.

Рабочая частота составляет 5363 МГц, рабочий тип колебаний $\frac{\pi}{2}$. Настройка ускоряющей секции на низком уровне мощности показала ее широкополосность, и в диапазоне частот ± 5 МГц относительно рабочей КСВ не превышает 1,15.

Система импульсного высоковольтного питания ускорителя У-33

Магнетронный СВЧ-генератор мощностью 250 кВт питается от серийного модулятора, выполненного по схеме с полным разрядом накопителя энергии — формирующей линии и тиратронным коммутатором. Амплитуда выходных импульсов модулятора магнетрона до 24 кВ, длительность импульсов 1,2 мкс.

Ускоряющая секция У-33 рассчитана на энергию инжекции 50 кэВ, поэтому нельзя питать инжектор ускорителя непосредственно выходными импульсами напряжения модулятора СВЧ-генератора.

Инжекторы предыдущих ускорителей этой серии (У-30, У-31М) питались от автономного импульсного модулятора, аналогичного модулятору магнетронного генератора. Однако, поскольку инжектор ускорителя представляет собой нагрузку в несколько сотен килоом, модулятор инжектора работал в несогласованном режиме. Кроме того, выходной импульсный трансформатор с коэффициентом трансформации ≤ 1 имел большую индуктивность рассеяния. В результате этого импульсы напряжения инжекции в предыдущих моделях ускорителей серии имели характерную колоколообразную форму, коррекция которой требовала применения высоковольтного диодного ограничителя. Автономное питание инжектора приводило к увеличению вдвое объема и значительному снижению общего КД системы импульсного питания ускорителя.

Поэтому при создании ускорителя У-33 был испытан еще один вариант схемы питания инжектора, встречающийся в ускорительной технике: от дополнительного импульсного трансформатора, подключенного параллельно выходному трансформатору модулятора СВЧ-генератора. Этот подход уменьшает количество высоковольтного оборудования, а следовательно, и габариты, повышает надежность и КИД системы импульсного питания ускорителя. Дополнительная высокоомная нагрузка практически не влияет на режим работы модулятора магнетрона. Однако в результате экспериментальных исследований было установлено, что трудно скорректировать линейную форму импульсов и инжектора, и магнетрона одновременно. Это, очевидно, обусловлено тем, что выходные импульсные трансформаторы связаны лишь по первичной цепи, а потоки в их сердечниках определяются условиями нагружения каждого трансформатора в отдельности.

В связи с этим было исследовано питание магнетрона и инжектора У-33 от различных обмоток одного повышающего импульсного трансформатора, обеспечивающего получение импульсов с амплитудами, соответственно, 24 кВ и 50 кВ. При этом достигается достаточно прямоугольная форма обоих импульсов без применения цепей коррекции. Существенным недостатком данной схемы по сравнению с автономным питанием СВЧ-генератора и инжектора ЛУВ является отсутствие раздельной регулировки параметров импульсов СВЧ-мощности и напряжения инжекции, требующая в процессе наладки и эксплуатации ускорителя. Частично он устраняется введением нескольких отводов в обмотке питания инжектора, обеспечивающих различные коэффициенты трансформации, что позволяет выбрать оптимальный режим работы системы импульсного питания ускорителя.

Вакуумная система

Для получения вакуума в ускорительной системе используется двухступенчатая система откачки: предварительная - цеолитовым агрегатом, высоковакуумная - магниторазрядным насосом. Откачка осуществляется через запредельные отверстия в ТТВ. Цеолитовый агрегат подсоединяется к системе через съемный высоковакуумный вентиль.

В качестве вакуумных уплотнений используются медные прокладки и уплотнения из индия.

Предусмотрен контроль вакуума при помощи термпарного и ионизационного манометров.

Инжекция электронов

Инжектор ускорителя выполнен на основе керамического изолятора. Дiodная система электродов Трехзодной $1/1$ - призматической формы, разборная, выполнена из нержавеющей стали и собирается на цанговых и резьбовых соединениях. Катод - прямоугольный в виде двухзаходной спирали из вольфрама ϕ 0,35 мм. Держатель катода изготовлен из молибдена. Конструкция выбрана так, что анод поджимный расположен в корпусе ТТВ ускорительной секции, а катодная часть с соединительным фланцем и керамическим изолятором - съемная. Уплотнение - металлическое. Откачка производится через анодное отверстие диаметром 10 мм. Конструкция допускает использование других форм катодов, в том числе с косвенным накалом. Напряжение питания накала 6-9 В, ток - 7-9,5 А. Охлаждение инжектора - воздушное.

Фокусирующая система

Фокусирующая система разработана в двух взаимозаменяемых вариантах: магнитопермиевая фокусирующая система (МПФС) и электромагнитная фокусирующая система (ЭФС). МПФС состоит из аксиально-намагниченных кольцевых магнитов на основе бариевого гексаферрита, определенное число которых набирается в пакеты

и закрепляется на ускоряющей секции. ЗКЭС состоит из шести фокусирующих катушек, выполненных из оксидированной фольги шириной 100 мм и толщиной 0,1 мм. Данная система универсальна и незаменима при использовании ускоряющей секции с глубокой регулировкой энергии. Питание осуществляется от источника типа БСА - 5 с применением транзисторного регулятора тока.

Радиационная защита ускорителя

Основное использование ускорителя предполагается в специализированном помещении с биологической защитой из бетона с толщиной стен более 0,5 м и вытяжной вентиляцией. Практика эксплуатации ускорителей У-15 и У-30 показала, что возможно использование местной разборной комбинированной защиты из свинца (плиты из кирпичей толщиной 40 мм и 80 мм на выходе ускорителя) и бетонных блоков 300 x 400 x 400 мм при равномерном распределении нагрузки на перекрытие и с обязательным применением вытяжной вентиляции.

Литература

1. Линейный ускоритель электронов 3-см диапазона. В кн.: "Ускорители", вып. XII, М. Атомиздат, 1974.
Авт. Вальднер О.А., Волков А.П., Карзов В.Н., Останин В.А., Светлов В.И., Щедрин И.С.
2. Разработка линейного ускорителя электронов для сверхвысоковольтной микроволновой установки.
Четвертое Всесоюзное совещание по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве" Сентябрь 28-30, 1982 г., Ленинград.
Авт. Гозин И.И., Поляков В.А., Щедрин И.С. изд. НИИЭСА, Ленинград, 1983.

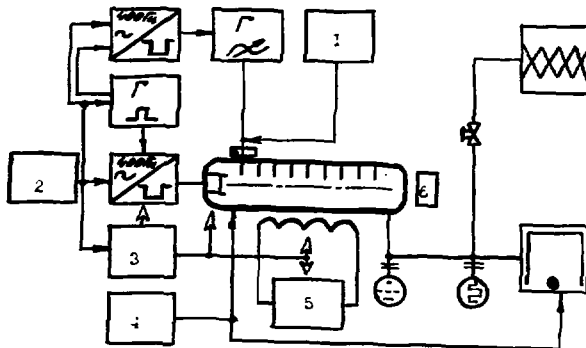


Рис. Структурная схема ускорителя У-33

- 1 - система напуска газа;
- 2 - система управления;
- 3 - система воздушного охлаждения;
- 4 - система водяного охлаждения;
- 5 - блок питания фокусирующих катушек;
- 6 - исследуемый объект.

□

МОДУЛИ УСКОРИТЕЛЬНЫЕ ТРУБКИ ВЫСОКОВОЛЬТНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Б.И.Амьертинский, А.Т.Ермолаев, М.П.Свиныгин, С.Т.Цереткин, Р.С.Тетюхов
Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им. Д.В.Варемова, Ленинград

Пары органических веществ в вакуумном объеме, обусловленные наличием соединений, так же, как и состояние поверхности электродов, как известно, существенно влияют на электрическую прочность ускорительной трубки. Необходимое для вакуумно-плотного соединения керамики с металлом диффузионной сварки позволяет решить оба вопроса: в соединении отсутствуют органические вещества, а поверхность электродов может быть подвергнута обезгаживающей термообработке в ускорительной трубке, смонтированной в ускорителе. В связи с этим в НИИЭФА была разработана технология диффузионной сварки алюминоциркониевой керамики УО-46 с титаном при достаточно низких температурах [1], что снижает остаточные деформации электродов и напряжения в сварном соединении.

Имелись, с одной стороны, технологические трудности получения за один цикл сварки многих равноценных швов и возможность, с другой стороны, легкой замены небольшой части ускорительной трубки в случае ее повреждения при эксплуатации модуля, состоящей из небольших одностийных модулей.

Модуль представляет собой оболочку, сваренную из изоляторов (наружный диаметр 100 или 130 мм) и электродов и оканчивающуюся приваренными фланцами. Необходимая конфигурация ускоряющего электрического поля и экранности изолятора обеспечиваются вставными электродами. Было найдено, что целесообразно длину модуля ограничить четырнадцатью рабочими электродами. При шаге по трубке в 12,5 мм это составляет длину модуля 200 мм (рис. 1а), а при шаге 25 мм длина модуля не превышает 350 мм (рис. 1б). На рис. 1в показана основная система для электронного источника с управлением электродом.

Модули прошли вакуумные, механические, тепловые и электрические испытания. Тепловые испытания состояли в термоциклировании в режиме 5 циклов при изменении температуры: $20^{\circ}\text{C} - 250^{\circ}\text{C} - 20^{\circ}\text{C}$ и 5 циклов $-20^{\circ}\text{C} - 450^{\circ}\text{C} - 20^{\circ}\text{C}$ и в длительном прогреве в режиме: 15 часов при температуре 150°C и 15 часов — при 200°C . Наружный горелочности и изменений в характере работы не наблюдалось.

Электрические испытания включали в себя позазорные испытания полноты напряжения. На отдельном зазоре при длине изолятора 11,5 мм был получен пробой — дивент до 80 кВ/см; при этом ток утечки находился в пределах $10^{-6} - 10^{-8}$ А.

Одличительной особенностью трендровки модулей полноты напряжением является отсутствие каких-либо предпробойных явлений: микроарздов, рентгеновского излучения и пр. В то же время при загрузке модуля органическими веществами подъем напряжения уже сопровождался рентгеновским излучением. После очистки модуля характер его работы стал тем же, что и до загрязнения. На модуле был получен максимальный градиент 3 кВ/мм, который ограничивался качеством изолятора. При испытаниях модулей с пучком электронов с током от единиц до 100 мА на уровне напряжений 500 кВ рабочий градиент составил

2 МВ/м [2]. В этих же испытаниях было определено отсутствие влияния мест соединения двух модулей на прохождение пучка при изменении градиента на ускорительной трубке от 0,5 МВ/м до 2 МВ/м.

Опытные модули в течение 5 лет эксплуатируются на лабораторном ускорителе с энергией до 500 кэВ и током пучка до 50 мА. С 1982 г. ускорительная трубка, состоявшая из трех модулей с изоляторами диаметром 100 мм (рис. 2), установлена на ускорителе, находящемся в промышленной эксплуатации. К настоящему времени эта трубка проработала свыше 7000 ч. Нарушений работоспособности в процессе эксплуатации этих модулей не было. Ускорительная трубка из четырех модулей с изоляторами диаметром 130 мм подготовлена к установке на ускоритель с энергией до 1 МэВ и током пучка до 150-200 мА.

Разработанная трубка предназначена для работы в серийных высоковольтных ускорителях электронов. Однако наиболее эффективно ее применение в разрядных ускорителях с мощностью в пучке свыше 100 кВт с большим тепловыделением в вакуумном объеме трубки. Возможность получения вакуума без органических паров с рабочим давлением на уровне 10^{-6} Па делает эти трубки незаменимыми для перезарядных электростатических генераторов и высоковольтных ускорителей тяжелых ионов.



Рис. 1. Модули ускорительной трубки на основе диффузионной сварки.

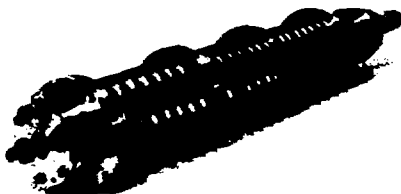


Рис. 2. Ускорительная трубка на основе диффузионной сварки.

Л и т е р а т у р а

1. Ермаков А.Т., Мильнев И.Ф., Урлюков В.М., Цепакин С.Г., Чечиков Р.С. Способ изготовления ускорительной трубки. Авт.св. № 888796 по заявке Б 2958600/18-21 от 11.07.80, опубликовано в 1983 г. в бюллетене № 46.
2. Альбертский Б.И. и др. Ускорительная трубка на диффузионной сварке. В кн. Электроническая аппаратура, вып. 20, с. 114-116, М.: Энергоатомиздат, 1982.

□

СИСТЕМЫ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛЯ ОБЛУЧЕНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ДЛЯ РАДИАЦИОННОЙ ТЕХНОЛОГИИ

А.С.Ивазов, В.П.Овчинников, М.П.Сыныкин, Н.Т.Федотов

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

Система формирования поля облучения является одной из важнейших систем ускорителей для радиационной технологии, так как она обеспечивает необходимый для нормального хода технологического процесса размер поля облучения с заданной однородностью распределения плотности электронного излучения по поверхности облучаемого объекта. В традиционных системах формирования это достигается сканированием осесимметричного пучка в одном или двух взаимно перпендикулярных направлениях в вакуумной камере треугольной формы, в одной из вершин которой расположен ввод ускоренного пучка с системой его отклонения, а на противоположной стороне размещено выпускное окно, закрытое тонкой металлической фольгой. Угол отклонения в таких системах формирования не превышает $\pm 30^\circ$ из-за возрастания потерь в фольге и уменьшения глубины проникновения пучка в материал при малом угле падения электронов. Поэтому при размере поля облучения 1,5-2,0 м высота системы формирования превышает 2 м, что приводит к увеличению общей высоты ускорителя до 4-5 м и затрудняет его размещение в составе радиационно-технологических линий в стандартных производственных помещениях. Возможным решением проблемы является использование однозакорных ускорителей с протяженным катодом, высота которых не превышает 1 м [1]. Однако их применение ограничено максимальным напряжением на вакуумном промежутке, при котором возможна устойчивая работа ускорителя без пробоев. В настоящее время это напряжение составляет 250 кВ.

От этого недостатка свободна система формирования поля облучения с протяженным поворотным магнитом постоянного поля (ОПМ), расположенным непосредственно перед выпускным окном по ходу пучка параллельно оси ускорителя [2,3]. При использовании этой системы пучок ускоряется в обычной частотно-синхронизированной ускорительной трубке, потом сканируется в пределах 5° - 20° по входной поверхности протяженного поворотного магнита, который направляет разведенный пучок на фольгу выпускного окна под углом, близким к 90° . Высота такой системы формирования не превышает 1 м и практически не зависит от размеров поля облучения. Благодаря малой высоте ОПМ очень удобна для ускорителей в индивидуальной радиационной защите, так как позволяет снизить ее габариты и вес, а ортогональность падения электронов на фольгу повышает эффективность использования выпускного окна, особенно при наличии опорной решетки, прозрачность которой для электронов в этом случае близка к ее геометрической прозрачности.

Размеры традиционной системы формирования являются определяющим для габаритов ускорителя при энергии ускоренных электронов менее 1 МэВ, поэтому наиболее целесообразно использовать ОПМ также в этом диапазоне энергии.

где ее преимущества проявляются наиболее полно. Она может быть применена и в ускорителях на более высокие энергии, как позволяющая упростить компоновку и обслуживание радиационно-технологической линии.

На рис. 1 представлены различные компоновочные схемы высоковольтных ускорителей с ОИМ. Горизонтально расположенный излучатель (рис. 1а) позволяет производить обслуживание ускорителя без использования грузоподъемных механизмов. При вертикальном размещении излучателя (рис. 1б) площадь, занимаемая установкой, сокращается, но появляется необходимость в грузоподъемном механизме и несколько возрастает общая высота установки. Вариант исполнения, изображенный на рис. 1 в, позволяет уменьшить высоту ускорителя при вертикальном размещении излучателя, однако непригоден для радиационного отверждения лакокрасочных покрытий на дереве и металле. В любом варианте размещения ускорительная система находится в стороне от транспортера на доступной для обслуживания высоте. При проектировании радиационно-технологической линии исходя из конкретного вида технологического процесса и специфики производственных площадей может быть выбран наиболее приемлемый вариант размещения ускорителя с ОИМ.

Эта система формирования была применена в ускорителе "Аврора-4", разработанном и изготовленном в НИИЭА им. Д.В.Варшавского для радиационно-химической локальной и гомогенной модификации рулонированных материалов [4]. На рис. 2 представлена камера выводного устройства этого ускорителя, высота которой при длине выпускного окна 1500 мм составляет 600 мм. Основные технические характеристики ускорителя приведены в таблице.

Основные технические характеристики ускорителя "Аврора-4" Таблица

Энергия ускоренных электронов, кэВ	250-300
Ток пучка электронов, мА	80
Размеры выпускного окна, мм ²	1500x80
Неравномерность линейной плотности электронного тока на расстоянии 60 мм от фольги выпускного окна, % не более	± 10
Отклонение угла падения электронов на фольгу от нормали, град	не более ± 7
Масса облучателя с радиационной защитой, т	15,5
Габариты облучателя, мм	1720x2275x5100

Использование ОИМ в этом ускорителе позволило более чем вдвое снизить его высоту и вес по сравнению с ранее разработанными ускорителями серии "Аврора" с традиционной системой формирования поля облучения и таким же размером выпускного окна. На основе этой системы формирования в НИИЭА им. Д.В.Варшавского предусматривается разработка унифицированного ряда высоковольтных ускорителей электронов горизонтального исполнения. Благодаря своим преимуществам система формирования поля облучения с противными поворотными магнитами может найти широкое применение в ускорителях электронов для радиационной технологии в диапазоне энергии 0,2-1,0 МэВ.

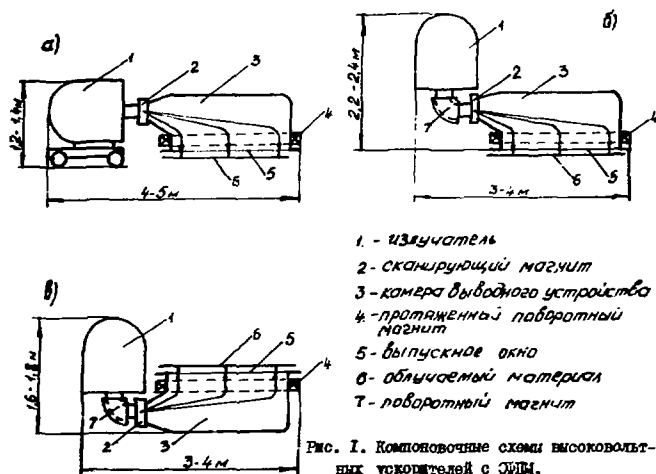


Рис. 1. Компонентные схемы высоковольтных ускорителей с ОИМ.



Рис. 2. Камера выводного устройства ускорителя "Аврора-4".

Литература

1. Hable E., Tripp E. - Radiat. Phys. Chem., 1977, V.9, p.325.
2. Гусев О.А. и др. Междунр. заявка № PCT/SU 81/00016. Устройство для облучения объектов электронами. Опубл. 02.09.82, № 82/02990.
3. Гусев О.А. и др. Малогабаритная система формирования поля облучения ускоренным электронами. Атомная энергия, т. 56, вып. 5, май 1984, с. 311-312.
4. Ахвердианский Б.Н. и др. Высоковольтный ускоритель электронов "Аврора-4". Атомная энергия, т. 56, вып. 5, ноябрь 1983, с. 293-294.

□

**МАГНитоопТИЧЕСКОЕ УСТРОЙСТВО ТЕРАПЕВТИЧЕСКОГО
ЛИНЕЙНОГО УСКОРТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ С РЕДУЦИРУЮЩЕЙ
ЛУЧОЙ**

М.Г.Натаенко, В.П.Севергия, А.С.Федорова

Научно-исследовательский институт
электрофизической аппаратуры им. А.В.Эфремова, Ленинград

Современный медицинский ускоритель является сложной электрофизической установкой, включающей в себя помимо собственно ускорительной части прецизионные магнитооптические устройства. Ускоритель ЛУЭР-40М является универсальной медицинской машиной, разрабатываемой в НИИЭФА им.Д.В.Эфремова в рамках единой серии линейных ускорителей для промышленности и медицины [1]. Устройство ускорителя ЛУЭР-40М показано схематически на рис.1. К магнитооптическим системам относятся магнитное зеркало и поворотно-формирующее устройство. В ускорителе применен принцип двукратного ускорения пучка в одном ускоряющем устройстве, работающем на стоячей волне, что дает возможность существенно уменьшить габариты ускорителя. Магнитное зеркало обеспечивает возврат однократно ускоренных электронов в линейный ускоритель для повторного их прохождения через ускоряющую секцию. При первом прохождении электроны приобретают фиксированное значение энергии 20 МэВ. При повторном прохождении, в зависимости от фазы влета в ускоряющее устройство, регулируемой продольным механическим перемещением магнитного зеркала, частоты попадают или в ускоряющее поле, или в тормозящее, в тем самым их энергия изменяется от 5 до 40 МэВ. Поворотно-формирующее устройство предназначено для поворота электронов, выходящих из ускорителя, на угол 130° , и формирования пучка на входе в радиационную головку.

Магнитооптические устройства ускорителя ЛУЭР-40М должны удовлетворять следующим требованиям:

- магнитное зеркало должно быть изохронным;
- форма радиального и аксиального эмиттансов пучка на выходе из зеркала должна быть такой же, как и на входе;
- поворотно-формирующее устройство должно быть ахроматическим;
- пучок на входе, предназначенной для получения тормозного излучения, должен иметь диаметр не более 3 мм и обладать достаточно малой расходимостью, чтобы позволить осуществлять сканирование пучка в режиме электронного облучения;
- магнитооптические устройства должны иметь минимальные габариты и массу, быть простыми в наладке и управлении и надежными в эксплуатации.

Выбранные схемы построения магнитного зеркала и поворотно-формирующего устройства приведены на рис.1. Оба устройства не содержат квадрупольных линз и состоят только из дипольных магнитов с радиально-однородным полем. Аксиальная фокусировка частиц осуществляется путем схода границ магнитного поля. Оба устройства обладают внутренней зеркальной симметрией, что упрощает их конструкции, а также позволяет осуществлять прохождение частиц при минимальных поперечных размерах пучка. В каждом из устройств магнитное поле во всех элементах одинаково. Это отличает магнитное зеркало ускорителя ЛУЭР-40М от зеркал, внешне похожих по структуре, применяемых в других ма-

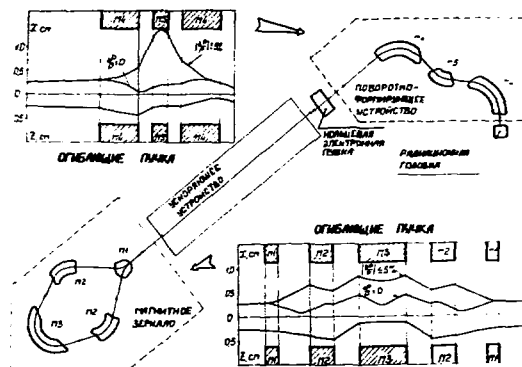


Рис.1. Схема линейного ускорителя электронов и огибание луча в магнитооптических устройствах

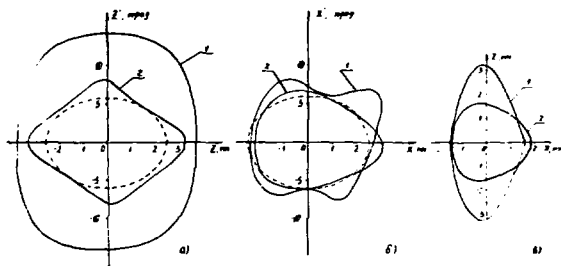


Рис.2. Фазовые портреты луча на выходе магнитооптических устройств

ниях (см. например, /2/), и дает возможность применить для каждой системы только один источник питания. Оптимизация параметров устройств была выполнена с помощью вычислительной программы *BETRAMF* /3/. На рис.1 приведены огибающие пучка в трактах магнитооптических устройств как для нулевого разброса частиц по импульсу, так и для разброса $\pm 5\%$.

Сферические и хроматические aberrации приводят к значительному ухудшению параметров пучка на выходе устройств. Так, на рис.2а и 2б кривыми I показаны проекции фазового объема, заключенного частицами пучка на выходе из магнитного зеркала, на аксиальную (Z, Z') и радиальную (X, X') фазовые плоскости; пунктирной линией показаны проекции, определяемые линейным приближением. На рис.2в кривой I показана проекция фазового объема на выходе поворотно-формирующего устройства на плоскость (X, Z). Видно, что aberrационные искажения приводят к увеличению эффективного эмиттанса пучка на выходе магнитного зеркала в несколько раз. Следствием нелинейных искажений в поворотно-формирующем устройстве является увеличение размеров пучка вдоль оси Z .

Компенсация aberrационных искажений пучка производилась путем скругления входных и выходных торцов заворачивающих магнитов с сохранением зеркальной симметрии систем. Радиусы скругления рассчитывались по разработанной авторами методике /4/, основанной на теории огибающих многомерных поверхностей. Проекция фазового объема на выходе магнитооптических устройств при выбранных радиусах скругления показаны на рис.2 кривыми 2.

Из приведенных графиков следует, что параметры пучка в режиме оптимальной компенсации нелинейных эффектов практически не отличаются от проектных значений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вихрушкин Д.П. и др. Линейные ускорители электронов для лучевой терапии. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента 1983, вып.2 (14), с.12-19.
2. E.A.Neighway. 5-th Intern. Conf. on Magnetic Technology, Rome, 1975, Laboratori Nazionale del CNEN, 27, 1975.
3. Нагаешко М.Г. *BETRAMF* - программа для расчета и оптимизации на 3D магнитооптических систем в линейном приближении - Л., 1983 - 26 с. (препринт/НИИЭФА: Б-0614).
4. Нагаешко М.Г., Севергина Д.П. Учет aberrаций второго порядка в случае конечного фазового объема - Л., 1978 - 22 с. (препринт/НИИЭФА: Б-0379).

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ НА ОСНОВЕ АВТОГЕНЕРАТОРА С СИДОВОЙ ЕМКОСТНОЙ СВЯЗЬЮ

В.С.Панасюк, Ю.К.Самойленков, М.Ф.Симановский, В.В.Филимонов

Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений,
Москва

Современные резонаторные ускорители заряженных частиц (как линейные ускорители, так и ускоряющие системы циклических ускорителей) часто выполняются по конструктивной схеме, включающей в себя генераторную лампу и ускоряющий резонатор, объединенные в единую конструкцию. Фактически такие ускорители (ускоряющие стандарты) представляют собой единый генераторно-ускорительный модуль, который может работать либо в режиме автогенератора, либо в режиме усилителя. В подавляющем большинстве подобных конструкций для ввода в.ч. мощности в ускоряющую структуру применяется индуктивная связь [1-4]. В то же время в таких ускорителях с успехом может применяться емкостная связь, имеющая в ряде случаев существенные преимущества перед индуктивной. Емкостная связь анодных цепей генераторных ламп с ускоряющей структурой названа "сидовой" с целью отличить ее от цепей обратной связи в автогенераторах.

На рис. 1 представлены эквивалентные схемы емкостной (а, б) и индуктивной (в) связи анодных цепей генераторных ламп с ускоряющим резонатором. На рисунках C_k, L_k - соответственно емкость и индуктивность эквивалентного контура, C_c, C_{c1}, C_{c2} - емкости связи, L_c - индуктивность связи. В варианте 1,а емкость связи C_c вводится в контур последовательно с емкостью контура C_k , в варианте 1,б делитель емкостной связи (C_{c1}, C_{c2}) подключается параллельно емкости контура C_k . Как видно из схем, выходная емкость лампы (емкость анод-сетка) при емкостной связи подключается непосредственно к емкости связи, в то время как при индуктивной связи (рис. 1,в) выходная емкость лампы подключается к индуктивности связи L_c и образует с ней паразитный колебательный контур. Поэтому при емкостной связи оказывается возможным обеспечить значительно больший разнос частот паразитного контура и основного резонатора даже при наличии паразитных индуктивностей, появляющихся при практическом осуществлении конструкции. Особенно ярко это преимущество проявляется при параллельном включении генераторных ламп и при выполнении системы по схеме автогенератора, где большой разнос частот контуров обеспечивает высокую устойчивость работы схемы.

Как видно из схем 1,а, 1,б, анод генераторной лампы при емкостной связи подключается непосредственно к емкости связи. При этом на элементе связи присутствует квазипостоянное напряжение анодного питания лампы, что обеспечивает автоматическое подавление РВР [5,7] в области элемента связи. Для некоторых типов ускоряющих резонаторов действие этого потенциала распространяется на весь объем резонатора, что позволяет значительно упростить конструкцию ускорителя в целом.

На основе изложенных соображений нами был предложен [6,7], изготовлен и запущен [7,8] малогабаритный электронный ускоритель на основе автогенератора с сидовой емкостной связью. Исследование работы этого ускорителя показало правильность изложенных выше соображений. Так, при четырех параллельно включенных лампах ГИ-35Б и собственной частоте ускоряющего резонатора 212 МГц частота паразитного контура равнялась 570 МГц, а РВР во всем объеме резонатора полностью отсутствовал [7].

Для дальнейшего исследования свойств силовой емкостной связи был разработан и запущен малогабаритный ускоритель протонов [7]. Ускоритель выполнен на основе четвертьволнового коаксиального спирального резонатора с трубкой дрейфа, закрепленной на высоковольтном конце спирального электрода. В ускорителе применена силовая емкостная связь по рис. 1, а.

Конструктивная схема ускорителя показана на рис. 2. Спиральный электрод 1 выполнен из медной трубки \varnothing 10 мм, трубка дрейфа 2 - из нержавеющей стали. Корпус резонатора 3 изготовлен из медного листа. Напротив трубки дрейфа установлен емкостной датчик потенциала 4. Для измерения параметров ускоренного пучка на выходе ускорителя установлен многобольшинный датчик 5. Генераторные лампы 8 (ГЛ-33Б, 4 шт., без радиаторов) закреплены на анодном бачке 9, к которому также присоединен низковольтный конец спирального электрода 1. Генератор выполнен по схеме автогенератора с внешней обратной связью через фидер связи 7. Анодный контур обрешивается дросселем 6 и входной емкостью ламп. Ёмкость связи $C_{св}$ выполнена из конденсаторов КМ-1-150а-20кВ (28 шт.). Анодное напряжение лампы подается через узел 12. Резонатор помещен в дополнительный вакуумный кожух 11. Источник ионов капиллярного типа 10 установлен вне основного вакуумного объема.

Добротность спирального резонатора в данной конструкции 2800, шунтовое сопротивление 900 Ом, резонансная частота 37 МГц, частота паразитного контура в анодной цепи 570 МГц. Максимальное значение ускоряющего потенциала на трубке дрейфа относительно корпуса 600 кВ. Напряжение анодного питания ламп - до 20 кВ в импульсе длительностью 30+50 мкс. Извлекающий потенциал в ионном источнике равняется напряжению анодного питания ламп. Источник обеспечивает на выходе величину тока протонов до 40 мА при длительности 30 мкс и максимальной частоте повторения 1 Гц.

В процессе наладки ускорителя были достигнуты следующие параметры: максимальная энергия протонов на выходе ≥ 1 МэВ, максимальный ток пучка в импульсе около 5 мА. При этом полностью отсутствовали явления РВР во всем объеме резонатора и паразитное самовозбуждение на каких-либо частотах, кроме основной.

Фотография внешнего вида ускорителя без вакуумного объема приведена на рис. 3, где цифрами помечены: 1 - внешний электрод резонатора, 2 - многобольшинный датчик тока и энергии пучка, 3 - конденсаторы связи, 4 - вход анодного питания, 5 - генераторная лампа, 6 - фазовращатель в цепи обратной связи. Общие габариты ускорителя составляют примерно \varnothing 330х800 мм², масса - около 20 кг (без вакуумной системы).

Для питания ускорителя использовался малогабаритный импульсный модулятор, выполненный по оригинальной схеме без силового трансформатора [9, 10, 7]. Выходное напряжение модулятора - 20 кВ, мощность - около 800 кВт в импульсе длительностью 30 мкс.

Таким образом, применение силовой емкостной связи позволило создать весьма малогабаритный, простой и надежный в работе ускоритель протонов. По мнению авторов, подобные ускорители с успехом могут применяться в тех случаях, когда определяющими являются требования к малогабаритности и простоте конструкции.

Область применения силовой емкостной связи не исчерпывается описанными ускорителями. Так, например, по аналогичной схеме может быть выполнена ускоряющая станция синхротрона, подобная генераторно-ускорительному модулю, описанному в [4, 7]. При этом, по-видимому, окажется возможным упростить узел связи с резонатором, так как подавление РВР в узле связи происходит автоматически (см. выше). Аналогичные предложения могут быть сделаны для циклотрона, где

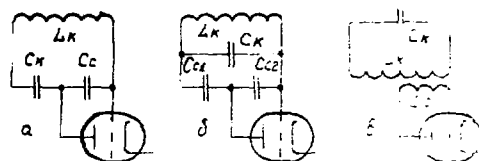


Рис. 1. Эквивалентные схемы емкостной (а и б) и индуктивной (в) связи анодных цепей генераторных ламп с ускорительной системой.

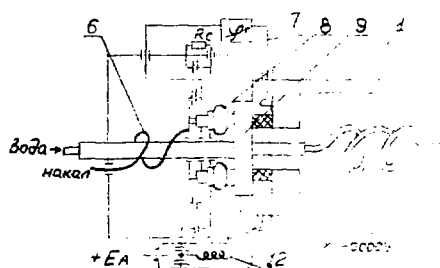


Рис. 2. Конструктивная схема микроволновой лампы с ускорительной системой.

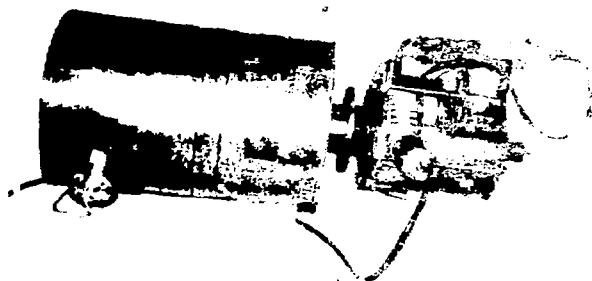


Рис. 3. Ускоритель протонов в собранном виде без системы охлаждения.

применение силовой емкостной связи может упростить конструкцию механизма перестройки частоты за счет исключения из области этого механизма элемента связи с лунантной системой [87].

Дальнейшим развитием систем с силовой емкостной связью может быть конструктивный вариант, в котором генераторная лампа вносится в вакуум ускоряющего резонатора. Более того, как показано в [87], вакуум генераторной лампы и ускоряющего резонатора при этом можно объединить, что приводит к значительному упрощению конструкции ускорителя. По мнению авторов, подобные конструкции могут являться хорошей основой для построения ускорителей прикладного назначения, так как применение встроенной генераторной лампы позволяет выполнить ускоритель практически на любые требуемые параметры.

Л и т е р а т у р а

1. Ливингстон М., Розе Т., Наммас М. Циклотрон. Сборник статей. М.-Л., Гостехтеориздат, 1948, с.267.
2. Абдулманов В.Г., Ауслендер В.Л., Глаголев Г.Б. и др. Препринт ИЯЭ 78-25. Новосибирск, 1978.
3. Ауслендер В.Л., Ливинг А.А., Панфилов А.Д. и др. В сб.: Доклады IV Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. т.1. Л., НИИЭАН, 1982, с.25.
4. Вехрушин В.П., Ворогушин М.Ф., Давыдов М.С. и др. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1983, т.1, с.134.
5. Сяжиков И.Н. Электрислояция и разряд в вакууме. М., Атомиздат, 1972, с.161.
6. Акумов В.А., Панасик В.С., Самошенко В.К. и др. Авторское свидетельство СССР № 776529. Бюлл. ОИПЮТЗ, 1982, № 1, с.278.
7. Панасик В.С., Самошенко В.К., Симановский М.Ф. - Приборы и техника эксперимента, 1983, № 4, с.31.
8. Панасик В.С., Самошенко В.К., Симановский М.Ф. - Атомная энергия, т.55, вып.4, 1983, с.249.
9. Панасик В.С., Самошенко В.К., Симановский М.Ф., Спектор Я.М. Авторское свидетельство СССР № 815695. Бюлл. ОИПЮТЗ, 1981, № 11, с.233.
10. Панасик В.С., Самошенко В.К., Симановский М.Ф. - Приборы и техника эксперимента, 1982, № 4, с.124.

СИЛЬНОТОЧНЫЕ НАНОСЕКУНДНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ С ВЫСОКОЙ ЧАСТОТОЙ СЛЕДОВАНИЯ ИМПУЛЬСОВ

А.С.Ельчанинов, Ф.А.Загулов, С.Д.Коровин, С.П.Кутепков,
З.С.Ландиль, Г.А.Месян, В.Г.Шлак

Институт сильноточной электроники СО АН СССР, Томск

Введение

В 1965 году появились ускорители электронов прямого действия, использующие наносекундный разряд емкостного накопителя энергии на взрывозамосный холодный катод. Уже первые установки имели настолько впечатляющие характеристики по мощности в импульсе, что довольно быстро возникла мысль использовать этот метод уплотнения энергии во времени и пространстве для осуществления инерциального УТС. С другой стороны, относительно короткие по параметрам наносекундные ускорители электронов оказались эффективными инструментами в исследованиях по физике твердого тела, радиационной химии, генерации электромагнитного излучения от гамма- до СВЧ-диапазонов. Расширение области физических исследований, а также использование их практических результатов потребовало разработки наносекундных ускорителей электронов, способных работать в импульсно-периодическом режиме с относительно высокой частотой повторения импульсов.

В ИСЭ СО АН СССР ведутся работы по созданию таких установок с энергией в импульсе $1 \cdot 10^3$ Дж, энергией электронов 0,1-2 МэВ и частотой повторения импульсов до 400 Гц. В таблице I указаны параметры, область применения, время создания ускорителей.

Т а б л и ц а # I

Наименование	Энергия электрона, кэВ	Ток пучка, мА	Длительность импульса, нс	Частота повторения, Гц	Число ускорителей данного типа	Год создания	Область применения
Синус-4	300	7	25	100	I	1975	Релятивистская СВЧ электроника, накачка полупроводниковых СВЧ
Синус-5	700	6	5	100	I	1982	Релятивистская СВЧ электроника
Синус-6	400	6	25	400	2	1960	Релятивистская СВЧ электроника, радиационно-химическая технология
Синус-7	2000	32	40	50	2	1985	—
Синус-8	120	8	20	400	2	1963	Радиационно-химическая технология
Синус-9	300	16	20	50	I	1965	Накачка полупроводниковых СВЧ
Рита-150	150	0,5	10	25	6	1982	Радиационно-химическая технология, рентгенодефектоскопия
Рита-220	220	I	10	15	II	1963	Релятивистская СВЧ электроника, электроразрядные СВЧ

Зарядное устройство формирующей линии

Несмотря на довольно широкий спектр характеристик ускорителей, все они (за исключением "Синус-4" и "Рита") построены по подобным схемам (рис.1). Их особенностью является использование для зарядки формирующей линии (ФЛ) встроенного в неё трансформатора Тесла (ТТ) с разомкнутым ферромагнитным сердечником. Соединение изоляции ТТ и ФЛ дает возможность уменьшить габариты ускорителя, улучшить условия работы изоляции вторичной обмотки ТТ, т.к. проводники ФЛ (магнитопровод ТТ) выступают в качестве экранирующих электродов, повысить КПД устройства, т.к. большая часть емкости ТТ включена в емкость ФЛ. Основой первичного контура ТТ является ячейка, конденсатор К75-П, тиристор Т4-10С. Энергозапас ФЛ обеспечивается параллельным включением необходимого числа (обычно более 10) таких ячеек. Большое число ячеек, при условии их независимой работы, дает возможность продолжения работы ускорителя при выходе из строя одной или даже нескольких ячеек. Зарядка батареи первичного контура ТТ осуществляется от выпрямителя непосредственно сетевого напряжения 3х380 В, выполненного по схеме Ларионова. Расчет ТТ довольно подробно освещен в литературе [1]. Наименее он дополнен анализом влияния геометрии ФЛ (ТТ) на энергетические показатели ТТ, а также на распределение напряжения вдоль его вторичной обмотки в процессе зарядки ФЛ [2]. Во всех ускорителях формирующая линия - одиночная, заполнение - трансформаторное масло.

Обостряющий разрядник

Обостряющий разрядник-двухэлектродный, неуправляемый, заполнение - азот под давлением до 15 атм. Исследования работы разрядника показали, что при использовании принудительного движения газа в области канала пробоя на частотах повторения выше 15-25 Гц существует такая скорость движения газа, при которой нестабильность пробивного напряжения разрядника становится менее 1% [2]. Соответствующую величину имеет и временной разброс пробоя разрядника, поэтому, несмотря на большую величину времени зарядки ФЛ ($20 \cdot 100 \cdot 10^{-6}$ с), временная привязка выходного импульса удовлетворяет большинству применений установок. Наличие рекуперации неиспользованной энергии (в силу односторонней проводимости тиристора) в батарее первичного контура, дает возможность избежать больших потерь энергии, даже при высоких коэффициентах запаса зарядного напряжения ФЛ, относительно пробивного напряжения разрядника. Упомянутое и определено использование неуправляемого разрядника как наиболее простого и надежного.

Вакуумный диод

В процессе разработки указанных ускорителей было исследовано два типа вакуумных диодов. Для целей СВЧ электроники исследовался коаксиальный диод с магнитной изоляцией (рис.2а) [2]. Для вывода пучка в атмосферу разрабатывался плазменный диод (рис.2б) [3]. Характерные величины макронапряженности электрического поля в диодах составили 10^6 В/см и 10^5 В/см соответственно. В качестве катода коаксиального диода использовался полый графитовый цилиндр, радиусом 1 см и толщиной 0,3-0,5 мм. В процессе работы катода происходит сначала закручение его краев, затем, по мере уноса массы, катод укорачивается, однако это не приводит к изменению геометрии диода, тока пучка, его однородности. На ускорителе "Синус-4" на катод было

подано 10^7 импульсов. Заметных изменений характеристик эмиттера не наблюдалось. Исследования планарного диода были проведены на ускорителе "Синус-6" в режиме: напряжение 300 кВ, ток 6 кА, длительность импульса 25 нс, частота повторения импульсов 100 Гц. Гесметрия диода показана на рис.2с, длина катода 500 мм. Исследовались ресурсные характеристики катодов, критерием долговечности служило уменьшение эмиссии на 30% от начальной. Как вспомогательные характеристики эмиттера учитывались запаздывание нарастающей тока и однородность пучка. В таблице 2 указаны: материал эмиттера, его ресурс и причины потери эмиссии.

Т а б л и ц а 2

Материал катода	Толщина лезвия	Ресурс импульса	Причины потери эмиссии
Графит МПГ-6	1 мм	$(1 \pm 2) \cdot 10^5$	Закрутки эмиттирующей кромки вследствие уноса массы
Ткань из пиролятического графита (спеченная)			
То же (неспеченная)	0,5 мм	$(3 \pm 4) \cdot 10^5$	Спекание нитей на эмиттирующей кромке
Медная фольга	$25 \cdot 10^{-6}$ м	$(3 \pm 4) \cdot 10^6$	Сворачивание эмиттирующей кромки в трубку
Танталовая фольга	$12 \cdot 10^{-6}$ м	$7 \cdot 10^6$	Увеличение радиуса кривизны вследствие оплавления
Бронзовая фольга+ керемика 22хс	$200 \cdot 10^{-6}$ м 1 мм	$3 \cdot 10^7$	—

Как видно из таблицы, наилучшие характеристики имеет катод с эмиссией из плазмы незавершенного пробоя по поверхности керамики. Ресурсные испытания этого катода не были завершены, однако, судя по характеристикам и внешнему виду катода, после указанного числа включений его реальный ресурс по крайней мере на порядок больше.

Выход пучка в атмосферу производится через алюминиевую фольгу, подерживаемую и охлаждаемую с помощью ребер из сплюснутых нержавеющей трубок с проточной водой (рис.2б). Здесь возможность повышения плотности тока пучка, частоты повторения импульсов, снижения энергии электронов связана с возможностью уменьшения шага ребер. Так, в наиболее нагруженном выходном окне "Синус-6" при средней плотности тока 200 мА/см^2 и толщине фольги $16 \cdot 10^{-6}$ м необходим шаг ребер 3 мм. Само ребро выполнено из нержавеющей трубки $3 \times 0,5$ мм, сплюснутой до толщины 1,2 мм. Нетрудно видеть, что при расстоянии между ребрами менее 2 мм, его высота более 4 мм. Это обстоятельство накладывает ограничение на скорость электронов в направлении поперек ребер, т.е. в конечном итоге на шаг между эмиссионными центрами на лезвии катода [4,5]. Таким образом, конструирование окон для высокоинтенсивных пучков оказывается связанным с вопросами разработки стабильно работающих взрывоэмиссионных катодов с заданной структурой эмиссии. Сдается пока открыт вопрос ресурса анодных фольг в условиях ударного воздействия температуры, давления, продуктов разложения атмосферы.

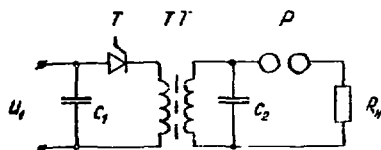


Рис.1. Принципиальная электрическая схема ускорителей

С - батарея переменного контура ТТ, Т - тиристорные ключи, ТТ - трансформатор Тесла, C_1 - емкость C_1 , R - обостряющий разрядник, T - вакуумный диод.

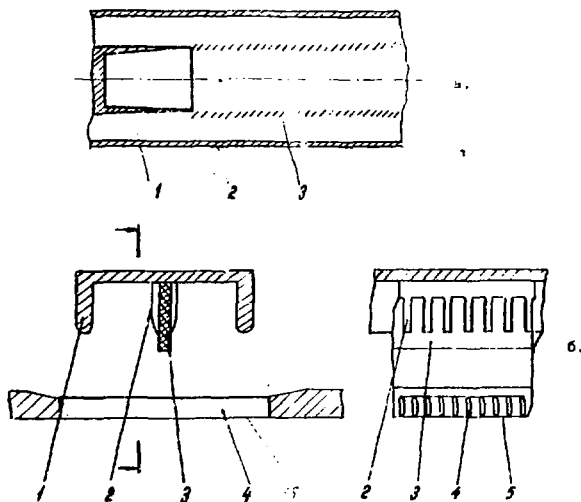


Рис.2. Конструктивные схемы вакуумных диодов

а) коаксиального магнитно-экранированного
1 - катод, 2 - анод, 3 - пучок электронов

б) планарного

1 - катододержатель (экан), 2 - бронзовая фольга,
3 - керамическая пластина, 4 - ребро опорной решетки,
5 - фольга.

Л и т е р а т у р а

1. Вассерман С.Б. Трансформатор Тесла в высоковольтных ускорителях заряженных частиц.- Препринт, № 77-ИЮ, Новосибирск, Ин-т ядерной физики СО АН СССР, 1977, с.43.
2. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.И., Коровин С.Д., Месяц Г.А., Ростов В.В. Сильноточные импульсно-периодические ускорители электронов для генераторов СВЧ-излучения.- В кн. Релятивистская высокочастотная электроника. Ин-т прикладной физики АН СССР, Горький, 1961, с.5-21.
3. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.И., Коровин С.Д., Ландль В.Ф., Ловатин В.В., Месяц Г.А. Ускорители сильноточных электронных пучков с высокой частотой следования импульсов.- В кн. Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск, Наука, 1983, с.5-21.
4. Баженев Г.П., Чесноков С.М. С минимальном токе эмиссии электронов.- Изв. вузов СССР, физика, 1976, № II, с.133-134.
5. Беломытцев С.И., Коровин С.Д., Месяц Г.А. Эффект экранировки в сильноточных диодах.- Листья в ЛТФ, 1960, т.6, № 18, с.1069-1092.

□

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ УСКОРИТЕЛЬНЫХ НЕЙТРОННЫХ ТРУБОК
ТИПА ДИИ-1 и ДИИ-2М ДЛЯ НАРОДНОГО ХОЗЯЙСТВА

Беспалов Л.Ф., Войтенко В.А., Гулько В.М., Коломиец Н.Ф.,
Щемякова Р.П., Рябов Е.В., Цыбин А.С., Шиганов А.Е.

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

В настоящее время разработан целый ряд конструкций запаянных нейтронных трубок [1-3], успешно работающих в различных отраслях народного хозяйства, в частности, в ядерной геофизике. К основным требованиям, предъявляемым к таким устройствам, следует отнести: высокий и стабильный выход нейтронов, большой срок службы, надежность и простоту конструкции, технологичность, а также небольшие размеры (для трубок, применяемых в ядерной геофизике, их внешний диаметр не должен превышать 70 мм).

Нами разработаны трубки, наиболее полно удовлетворяющие этим требованиям. Схематический разрез одной из них, ДИИ-1, показан на рис.1. Она состоит из металлостеклянного корпуса - 1, нейтронообразующей мишени - 2, кольцеобразного вступа - 3, экранирующего электрода - 4, секции газоплотителя - 5, высоковольтных вводов - 6, штенделя - 7, токопровода поджига ионного источника - 8, проволочного анода - 9, антидиффузионного электрода - 10. Катодный узел трубки состоит из мишени, экранирующего электрода, антидиффузионной сетки и металлического корпуса. Мишень выполнена из нержавеющей стали, на рабочую поверхность которой нанесен слой титана толщиной $0,8 \pm 1,0$ мкм, насыщенный третьим до атомного отношения $1,2 \pm 1,5$. Антидиффузионная сетка предназначена для подавления вторичных электронов. Анод трубки имеет вид цилиндра, внутри которого размещена система из 3 искро-дуговых ионных источников. Система источников включает в себя три цитрониевых кольца, смонтированных в оболочку (на рис.1 не показаны) и насыщенных дейтерием до атомного отношения $1,0 \pm 1,2$. Поджигающая система каждого источника состоит из катода, полупроводящей керметической напыли, поджигающего электрода, и крепится в специальном медном держателе.

При включении трубки дейтроны из ионного источника ускоряются в сторону нейтронообразующей мишени. Нейтроны образуются в результате ядерных реакций $D(d,n)^3He$ или $T(d,n)^4He$. Антидиффузионная сетка предназначена для подавления вторичных электронов, образующихся при бомбардировке дейтронами нейтронообразующей мишени. Для зашорения вторичных электронов, образующихся в приотрицательной области катода, служит кольцевой вступ - 3.

При амплитуде импульсов ускоряющего напряжения 150 кВ и частоте 20 Гц трубка позволяет получить потоки нейтронов с энергией 14 Мэв до 10^9 н/с, при этом ее ресурс может достигать 60 ч. Диаметр трубки составляет 60 мм, а ее длина 300 мм.

Разработанная в ИИЛ АН УССР лазерная нейтронная трубка ДНТ-21 обладает потоком 10^{10} н/с и представляет собой усовершенствованный вариант устройства, описанного в [4]. Схематический разрез этой трубки показан на рис. 2. Она состоит из металлокерамического корпуса - 1, оптического ввода - 2, электрического ввода - 3, нейтронообразующей мишени - 4, антикатодной сетки - 5, экранящего электрода - 6, рефлексного анода - 7, плазмообразующей мишени - 8, секции газопоглотителей - 9, кольцеобразного выступа - 10.

Нейтроннообразующая мишень, так же, как и в трубке ДНТ-1, представляет собой слой титана толщиной 0,8 + 1,0 мкм, насыщенный дейтерием или тритием до атомного отношения 1,2 + 1,5 и нанесенный на подложку из нержавеющей стали. Антикатодная сетка имеет такое же устройство и назначение, что и в трубке ДНТ-1. То же самое относится к рефлексному электроду и к кольцевидному выступу. Роль плазмообразующей мишени играет таблетка диаметром 8 + 10 мм и толщиной 1 мм, выполненная из материала, хорошо сорбирующего изотопы водорода, например, Ti, Zr, Sc и др., и насыщенную дейтерием до атомного отношения 1,2 + 1,5.

Трубка работает следующим образом. Импульс лазера с энергией не менее 25 мДж, фокусируется на поверхности плазмообразующей мишени. Образовавшаяся плазма, содержащая дейтроны, расширяясь, заполняет внутреннее пространство между дугообразными проводниками рефлексного анода.

Синхронно с лазерным импульсом между анодом и катодом создается ускоряющее электрическое поле. Дейтроны вытягиваются из плазмы и ускоряются к нейтронообразующей мишени, где происходит ядерная реакция с образованием нейтронов.

При ускоряющем напряжении 130 кВ и частоте 25 Гц трубка позволяет получать потоки нейтронов с энергией 14 МэВ до 10^{10} н/с. Ресурс трубки может достигать 20 часов. Габаритные размеры: наружный диаметр 60 мм, длина - 250 мм.

Были проведены экспериментальные стендовые исследования трубок ДНТ-21 и ДНТ-1. Оказалось, что мощность, потребляемая их ускоряющими системами, в пересчете на один нейтрон, меньше, чем у ближайших их аналогов. Тем не менее, авторам представляется целесообразным направить свои дальнейшие усилия на переход в этих трубках к смешанным дейтерий-тритиевым пучкам ионов. Это позволит предотвратить уменьшение нейтронного потока во времени из-за замещения трития дейтерием в нейтронообразующей мишени.

К основным преимуществам нейтронных трубок типа ДНТ-1 и ДНТ-21 следует отнести малогабаритность, возможность получения достаточно больших потоков нейтронов, надежность и простоту конструкции, что позволяет им найти применение в различных областях народного хозяйства (геофизика, медицина, сельское хозяйство и т.д.).

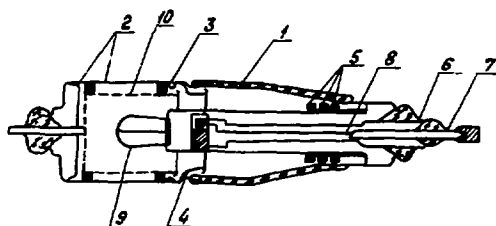


Рис.1. Схематический разрез нейтронной трубки ДНТ-1. 1 - металlostеклянный корпус; 2 - нейтронизатор; 3 - кольцевой выступ; 4 - экранирующий электрод; 5 - секция газопоглотителей; 6 - высоковольтные вводы; 7 - иттенгель; 8 - токопровод подвода жонглирующих источников; 9 - рефлексный анод; 10 - антидифракционный электрод.

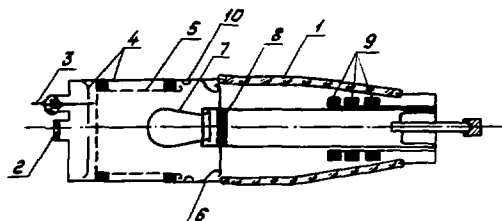


Рис.2. Схематический разрез нейтронной трубки ДНТ-2М. 1 - металlostеклянный корпус; 2 - оптический вход; 3 - электрический вход; 4 - нейтронизатор; 5 - антидифракционная сетка; 6 - экранирующий электрод; 7 - рефлексный анод; 8 - плазмообразующая мишень; 9 - секция газопоглотителей; 10 - кольцевой выступ.

Л и т е р а т у р а

1. Карташов Е.Р., Игнатьев А.С. Нейтронные методы непрерывного анализа состава веществ. М. Атомиздат, 1978.
2. Бессарабовский В.Г., Овсянников С.Б., Стасова М.М. Низковольтные генераторы нейтронного излучения. Зарубежная электронная техника 22, 118, МЭП, М., 1975, с. 23-42.
3. Портативные генераторы нейтронов в ядерной геофизике. Сб. статей под редакцией С.И.Савосина. Госкомиздат 1962 г.
4. Бессарабовский В.Г., Игнатьев А.С. и др. Импульсный генератор нейтронов. Авт. свид. № 457406 - "Бюл.изобрет.", 1980, № 15, с. 255.

□

МИКРОТРОНЫ ДЛЯ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ПРИКЛАДНЫХ ЦЕЛЕЙ

И.В.Алексеев, Н.В.Владимиров, А.В.Балаев, В.П.Горбачев,
П.Ф.Смирнов, А.В.Соловьев, В.П.Степанчук

Саратовский государственный университет им. Н.Г.Чернышевского,
НИИ механики и физики при СГУ

Микротроны 3-сантиметрового диапазона

Отличительной особенностью коротковолновых микротронов является компактность и небольшая масса излучающего блока и всего оборудования в целом. Для таких применений микротрона, когда более целесообразно перемещение излучающего блока относительно контролируемого изделия, транспортабельность и возможность его работы в различных цеховых и полевых условиях является одной из наиболее ценных характеристик коротковолновых микротронов.

В Саратовском университете работы по коротковолновым микротронам проводятся уже более 15 лет. За это время разработано и построено несколько микротронов 3-сантиметрового диапазона на энергии от 5 до 11,0 МэВ [1]. Все они работали в третьем типе ускорения с приростом энергии за оборот до 350 кэВ (второй тип траектории, фазовая длина первой орбиты m для этого режима равна трем периодам СВЧ поля). Сравнительно недавно у нас впервые был запущен 3-см микротрон в первом типе ускорения в режиме с приростом энергии за оборот до 485 кэВ, получен пучок ускоренных электронов с энергией 15 МэВ и током 1 нА [2]. С переходом к первому типу ускорения, когда прирост энергии увеличивается почти в 1,5 раза, изменяется целый ряд важных характеристик микротрона, что открывает новые возможности его использования в транспортных установках.

Основываясь на экспериментальных результатах, мы провели расчет серии микротронов на энергии от 5 до 25 МэВ. Расчет проводился на ЭМ по программе, в которой была заложена оптимизация электромагнита микротрона по массе. На рисунках 1-3 представлены расчетные зависимости массы электромагнита и отношения энергии к мощности дозы тормозного излучения к массе от конечной энергии ускорителя. На каждом рисунке представлены по три кривые, соответствующие первому ($\Omega = 1, m = 2$) и третьему ($\Omega = 0,6, m = 3$) типу ускорения для 3-см микротрона, и второму типу ускорения ($\Omega = 1,8, m = 2$) для 10-см микротрона.

Полученные результаты позволяют заключить, что переход к первому типу ускорения на 3-см микротроне приводит к снижению массы электромагнита, все более существенному с увеличением энергии ускоренных электронов. По отношению энергии к массе и мощности дозы тормозного излучения к массе первый тип ускорения имеет преимущество перед третьим типом на 3-см микротроне и по первой из этих характеристик в сравнении с 10-см микротроном. По отношению мощности дозы тормозного излучения к массе 3-см микротрон уступает десятисантиметровому, поскольку у последних ускоренный ток (пропорциональный примерно квадрату длины волны при одинаковой плотности тока эмиссии) на порядок выше.

Микротрон на 20 МэВ для ядерно-физических методов анализа

Основываясь на результатах исследования 10-сантиметровых микротронов, нами был разработан и находится в стадии изготовления микротрон на 20 МэВ,

предназначенный для использования ядерно-физических методов анализа элементного состава компонентов и выявления локальных включений меди в никелевых электродах химических источников тока в процессе их изготовления. Но области применения сплываемого микротрона не ограничиваются этой задачей.

Основные характеристики микротрона:

- энергия электронов	- 15 + 20 МэВ (с шагом 1 МэВ)
- средний ток пучка	- 10 мкА
- нестабильность ускоренного тока в течении 30 минут	- не хуже 10%
- транспортировка ускоренного пучка на расстояние	- 4 м
- диаметр электронного пятна на тормозной мишени	- больше 10 мм
- длина волны ускоряющего напряжения	- 10,9 см
- число орбит	- 23
- диаметр электромагнита броневого типа	- 1380 мм
- высота магнита	- 290 мм
- мощность питания обмоток электромагнита	- 2,8 кВт
- масса электромагнита	- 1870 кг.

Ускоряющий резонатор микротрона питается от магнетрона МН-202 с импульсной мощностью 1,8 МВт. В качестве развязки используется ферритовый циркулятор. В СВЧ системе предусмотрена возможность изменения электрической длины тракта.

Катод микротрона выполнен из титано-бария лантана в виде кубика с косвенным подогревом.

Электромагнит, система СВЧ питания и вакуумная система микротрона выполнены в виде радиационного блока, включающего и блоки питания.

Ускоренные электроны выводятся с шести последних орбит параллельным перемещением канала вдоль главного диаметра орбит.

Система проводки и формирования пучка состоит из электропровода длиной 4 м, 4 квадрупольных линз, датчиков положения пучка и стыковочного узла.

Микротрон с большой длительностью импульса ускоренного тока

Запуск микротрона с СВЧ-системой на платинотроне, параметры которого приведены в нашем сокладе [3], позволил нам получить данные о работе платинотрона в автогенераторном режиме, в цепь положительной обратной связи которого включен ускоряющий резонатор микротрона. Важной характеристикой такой системы является максимальная длительность импульса ускоренного тока. На первом этапе было проведено исследование работы микротрона при длительности импульса СВЧ колебаний 18 мкс. На рис. 4 приведена осциллограмма огибающей СВЧ импульсов, импульс тока с катода и импульс ускоренного тока.

Наибольший интерес при переходе к таким длительностям импульса представляло поведение ускоряющего резонатора и катода, так как на всех работавших микротронах длительность импульса ускоренного тока не превышала 5 мкс. Работа микротрона при длительности импульса 18 мкс показала, что и резонатор и катод работают нормально. Никаких особенностей в поведении резонатора и катода при таких длительностях обнаружено не было. Укорочение импульса ускоренного тока по сравнению с импульсом тока с катода требует дополнительных исследований.

На следующем этапе исследований нами был осуществлен режим работы с длительностью импульса СВЧ колебаний 36 мкс. При такой длительности схема в целом работает устойчиво. Осциллограммы импульсов практически не изменялись.

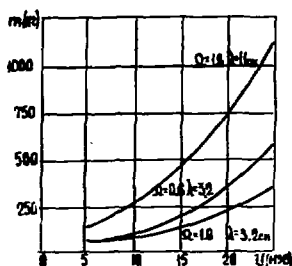


Рис. 1. Зависимости массы электромагнита от конечной энергии ускорителя

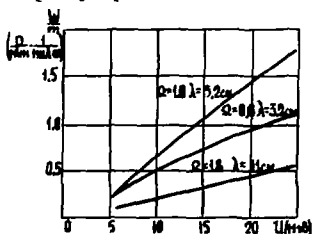


Рис. 3. Зависимости отношения мощности дозы тормозного излучения на единицу тока к массе от конечной энергии ускорителя

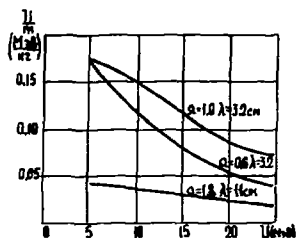


Рис. 2. Зависимости отношения энергии к массе от конечной энергии ускорителя



Рис. 4. Осциллограммы импульса тока с катода (1), импульса ускоренного тока (2) и отбрасываемый импульса (3)

Укорочение импульса ускоренного тока по сравнению с импульсом катодного тока осталось таким же, как и при 18 мкс.

Л и т е р а т у р а

1. Степанчук В.П. Разработка, исследование и перспективы развития микротронов. В кн.: Труды восьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1979, т.2, с.323-325.
2. Балзев А.Ю., Степанчук В.П. Работа микротрона 3-х см диапазона в первом типе ускорения. ИТЭ, 1983, 53, вып. 4, с. 807-808.
3. Алексеев Н.В., Владимиров Н.В., Горбачев В.П., Соловьев А.В., Степанчук В.П. Микротрон на 12 МэВ с СВЧ-системой на платинотроне. В кн.: Труды восьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1983, т.2, с.41-43.

□

РАЗРЕЗНОЙ МИКРОТРОН НЕПРЕРЫВНОГО ДЕЙСТВИЯ НАПЧЕ МГУ

И.И.Горбатов, В.К.Гришин, Б.С.Ижиянов, М.В.Николюцкий, И.И.Пискарев,
В.М.Соркин, М.А.Сотняков, В.И.Щелунов, А.Н.Сендалов, А.В.Еумаков,
К.А.Беловицнев, А.А.Коломенский**

*Физический факультет МГУ, Москва

**Физический институт имени П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

В НИИФ МГУ разрабатывается проект разрезного микротрона непрерывного действия на энергию ускоренных электронов около 100 МэВ, средним током пучка до 100 мкА, энергетическим разбросом ниже 10^{-3} и эмиттансом пучка до 0,05% мм-мрад. Электронный пучок с указанными параметрами даст возможность провести весьма широкий круг новых исследований по фото- и электроядерным взаимодействиям и ряду прикладных направлений. Ускорители электронов непрерывного действия позволят на 1-2 порядка повысить точность экспериментальных данных по электро- и фотоядерным реакциям, открывают возможность выполнения корреляционных экспериментов в широком диапазоне регистрируемых продуктов реакций и кинематических условий.

В настоящее время, наряду с выбором и оптимизацией параметров отдельных узлов и анализом динамики электронов в разрезном микротроне, в институте ведется изготовление и наладка элементов системы кинематики, исследование макетов ускоренных структур, конструкторские разработки различных систем ускорителя.

Основные узлы и параметры разрезного микротрона (РМ) непрерывного действия

Основные параметры ускорителя приведены в таблице, блок-схема ускорителя, являющаяся традиционной[1], показана на рис.1.

Т а б л и ц а

Основные параметры ускорителя

Энергия инжекции	- 7,0 МэВ	Рабочая частота	- 2450 МГц
Энергия электронов на выходе ускорителя	- 118 МэВ	Количество орбит	- 25
Средний ток пучка	- 100 мкА	Равновесная фаза	- 106°
Прирост энергии за оборот	- 4,44 МэВ	Прирост кривизны на орбиту	- 1
Энергетический разброс на выходе ускорителя	- $10^{-3} \div 10^{-4}$	Величина магнитного поля	- 0,76 Т
Конечный эмиттанс пучка	- 0,05% мм-мрад	Длина ускоряющей структуры	- 4,16 м
		Эффективное мунтовое сопротивление	- 75 Ом/м

Разрезной микротрон включает в себя: систему инжекции, тракт транспортировки и ввода пучка в РМ, линейный ускоритель, расположенный между поворотными магнитами, поворотные магниты, систему направляющих и фокусирующих элементов, систему вывода пучка. Помимо этого, в состав РМ входит ряд систем, не указанных на рис.1: система питания, включая систему СВЧ питания, система охлаждения, система контроля параметров и управления работой ускорителя.

Электронная пушка должна обеспечить непрерывный пучок электронов со следующими параметрами: энергия $-(100 \pm 0,1)$ кэВ, ток -1 ± 5 мА, эмиттанс $-(3 \pm 4) \text{ нм} \cdot \text{мрад}$. Требуемая конфигурация электродов выбрана на основании расчета с помощью пакета программ "MAST" [2], разработанного в ИИФЭ, и анализа динамики электронов по специально разработанной в ИИФЭ программе "TRACE". На рис.2 показана конфигурация электродов пушки и распределение потенциалов. Общий вид электронной пушки и элементов канала транспортировки пучка, изготовленных по результатам расчета, показан на рис.3. Экспериментальные оценки эмиттанса пучка, выполненные методом магнитной линзы, дают величину $\epsilon_r \approx (3,5 \pm 0,8) \text{ нм} \cdot \text{мрад}$. Величина тока, полученная с ионтированным катодом диаметром 3,5 мм, составила 10 мА.

Преиматель-группирователь предназначен для формирования на входе секции захвата спусков электронов с фазовой протяженностью $10-15^\circ$ при минимальном увеличении поперечного эмиттанса пучка. Расчет линии преимателя-группирователя проводился первоначально с помощью программы "TRANSPORT" [3], а затем по программе "TRAC" уточнялись значения токов магнитных линз, проводился подбор амплитуды и фазы поля в резонаторах.

Ускоритель системы ИМ включает: линейный ускоритель в системе инжекции (секция захвата и предускоритель) и линейный ускоритель, расположенный между поворотными магнитами (рис.1). Режим работы линейных ускорителей ИМ непрерывного действия отличается рядом специфических особенностей: высоким средним уровнем расходуемой СВЧ мощности ($10-30$ кВт/м), низкими напряженностями ускоряющих полей E ($0,5-1,5$ МВ/м), относительно малыми величинами ускоряющих токов ($0,1-2,5$ мА). Поэтому при выборе типов ускоряющих структур и оптимизации параметров особое внимание уделялось повышению эффективного мунтового сопротивления и изучению условий охлаждения. К ускорителю, расположенному на оси ИМ, предъявляются дополнительные требования: он должен иметь малые поперечные размеры для обхода пучком на первых орбитах, вблизи рабочей частоты должны отсутствовать паразитные моды с вариациями по азимуту, которые могли бы привести к явлению обрыва пучка. На рис.4а и 4б показаны два варианта ускоряющих структур, параметры которых исследуются в настоящее время: омега-структура с внутренними ячейками связи и структура с ячейками и дифракционными. Теоретические значения эффективного мунтового сопротивления, рассчитанные по программе "PRUD" [4], достигают 93 МОм/м и 123 МОм/м соответственно [5]. Экспериментальные измерения на моделях (рис.4а и 4б), выполненные совместно с ИИИИ и ИРТИ, показывают, что омега-структура указанной на рис.4а формы (угол наклона трубки дрейфа -0°) при коэффициенте связи 5% может практически иметь $Z_e = 75 \text{ МОм/м}$, а структура с ячейками и дифракционными (коэффициент связи более 50%) $-Z_e \approx (100 \pm 10) \text{ МОм/м}$ для варианта с четырьмя реальными мунтами.

Анализ динамики электронов показал, что для эффективного ускорения от энергии 100 кэВ до 7 МэВ система инжекции должна состоять из секций захвата с пересечением $\beta = \sqrt{v/c}$, содержащей $2n$ ячеек ($0,55 < \beta < 0,96$) двух секций с $\beta = 0,96$; $\beta = 0,9925$, трех секций с $\beta = 1$ (все по 17 ячеек). Полная СВЧ мощность с учетом 10% потерь в СВЧ-трактах достигает 205 кВт, что находится в пределах возможностей инжекционной разработки.

Анализ динамики электронов, начиная от преимателя-группирователя системы инжекции и до выхода ИМ исследовалось с помощью разработанной в ИИИИИ программы "PHASE". В расчете фазового движения использовалась модель линейного ускорителя на столкновении с реальным распределением ускоряющего поля; были учтены рассеянные поля на краях поворотных магнитов с обреченными полемасами. На рис.5 показаны фазовые портреты пучка на выходе различных узлов ускорителя.

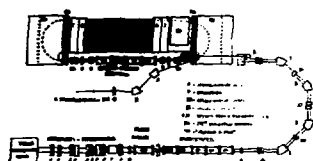
там не приведены значения продольных магнитосов. Размеры области фазовой устойчивости в РМ обратно пропорциональны приросту кривизны на орбиту; поэтому עבור $\Delta \approx 1$. На рис.6 показан продольный аспект резонансного микро-трона с нанесением уровней равной энергии пучка на выходе для $\Delta \approx 1$, равновесной фазы $\varphi_r = 106^\circ$, расстояния между магнитами $S = 5,94$ м. Фазовый портрет пучка на выходе РМ показан на рис.5 (кривая 5). Разброс энергии пучка на выходе оказывается на уровне $\pm 2 \cdot 10^{-4}$ отн.ед., ширина фазового слуга около 2° . Перемещая фазовый портрет пучка предускорителя относительно аспекта резонансного микро-трона, либо "вращая" его, например, изменением длины простран-ства дрейфа, можно значительно изменить свойства пучка на выходе ускорителя. На рис.7 изображен продольный аспект резонансного микро-трона с 25 орбитами.

Оптика резонансного микро-трона определяется следующими факторами: поперечным магнитосом пучка на входе, оптическими свойствами линейного ускорителя, дрей-фовых прожекторов, поворотных магнитов и квадрупольных линз. Общая длина траек-тории транспортировки пучка при расстоянии между магнитами $S \approx 6$ м и 25 орбитах составляет примерно 180 м.

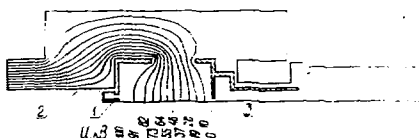
Конструирование оптики ускорителя и анализ поперечного движения были выпол-нены с помощью программ "TRANSPORT", "TURTLE" и специально разработанной программы "MAGNET". Предварительно, с помощью программы "MAGNET", было после-довано влияние рассеянного поля на движение частиц в поворотных магнитах и вы-брана оптимальная форма свадки поля, позволяющая получить $F_{x,y} \rightarrow \infty$ для систе-мы поворотных магнитов с обратными полюсами. С выбранным поведением поля на краях поворотных магнитов с помощью программ "TRANSPORT" были изучены сле-дующие варианты оптики РМ: а) фокусировка сигналами квадрупольных линз, рас-положенных на входе и выходе линейного ускорителя; б) фокусировка первой дуб-летов квадрупольных линз, также расположенной на общей орбите; в) пункт "б)" плюс фокусировка дублетами квадрупольных линз на каждой орбите. На рис.8 пока-зано введение отклоняющих пучка в РМ для наиболее простых вариантов оптики А и В. С ростом энергии происходит возрастание фокусного расстояния квадрупольных линз, расположенных на оси линейного ускорителя ($\sim E$ для сигналов, $\sim E^2$ для дублетов). Этим объясняется возрастание периода без-стронных колебаний пучка в РМ. В том случае, если фокусирующее действие квадрупольных линз на оси линей-ного ускорителя окажется недостаточным для проводки пучка по 25 орбитам, преду-сматривается установка сверхжестких квадрупольных линз на последних орбитах. Эта система предназначена также для подавления возможных потерь, возникающих из-за так называемого явления обрыва пучка, хотя, судя по литературным данным и проведенным оценкам, критические значения тока для появления обрыва пучка заметно превышают планируемый ток в 100 мА.

Системы СВЧ питания и охлаждения РМ являются тесно связанными, между большой величиной СВЧ потерь в ускоренных структурах и элементах волнового тракта. Система охлаждения элементов микро-трона включает несколько контуров с разным уровнем стабилизации температуры.

В заключение подчеркнем, что разработанная в настоящее время в СССР техно-логия позволяет получить требуемые параметры для всех элементов, входящих в кон-струкцию РМ, имеется программное обеспечение для расчета основных узлов ускор-ителя. В ФИАН СССР имеется опыт расчета и создания импульсного резонансного ми-кро-трона на энергии 25-40 МэВ, а также опыт работы с ЛУЭ в непрерывном режиме.



Р и с.1. Схема разрезного микротрона непрерывного действия на энергию 100 МэВ.



Р и с.2. Конфигурация электродов пушки и распределение потенциала.



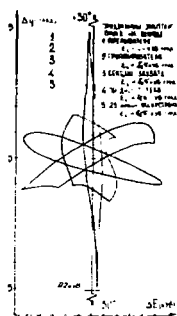
Р и с.3. Общий вид электронной пушки и элементов транспортировки пучка.



Р и с.4а. Ускоряющая Ω -структура с углом сноса трубки дрейфа 0° .



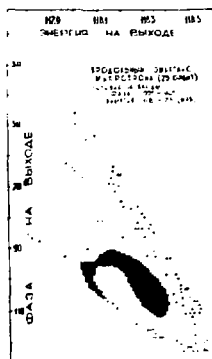
Р и с.4б. Структура диска и напайки с четырьмя радиальными лопатками.



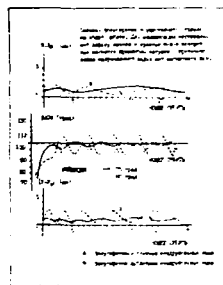
Р и с.5. Газовые портреты пучка на выходе различных узлов ускорителя.



Р и с.6. Продольный аксептанс разрезного микротрона. Цифрами указаны уровни равной энергии пучка на выходе ускорителя.



Р и с.7. Продольный эмиттанс разрезного микротрона с 25 орбитами.



Р и с.8. Поведение огибающей и фазы пучка в разрезном микротроне.

1. H. Derminghaus, B. Dreher, H. Euteneuer, et al., IEEE Trans. Nucl. Science, **HS-30**, 184, (1983) 3274.
2. Абрамов А.Г. и др. Препринт ИЯЭ 84-64, Серпухов, 1984г.
3. K.L. Brown et al., SLAC Report № 91 (1970).
4. Абрамов А.Г. и др. Препринт ИЯЭ 83-3, Серпухов, 1983г.
5. Грашин В.К. и др. Препринт ИЯЭ 84-116, Серпухов, 1984г.
6. V.G. Andreev, et al., Nucl. Instr. and Meth., **204**(1983) 285.

□

РАЗРАБОТКА И ОРГАНИЗАЦИЯ ПРОИЗВОДСТВА РАДИОАКТИВНЫХ ИСТОПОВ
ДЛЯ МЕДИКО-БИОЛОГИЧЕСКИХ ЦЕЛЕЙ НА ЦИКЛОТРОНЕ У-240

В.А.Агеев, В.С.Беляенко, В.И.Быков, С.Л.Выричек, Н.Г.Зайцева, А.А.Ключников, Л.А.Кузина, А.Ф.Линев, А.Ф.Новгородов, Е.Е.Слейник, К.И.Ольховский, А.Д.Саженюк, В.А.Халкин

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

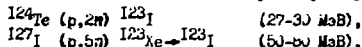
Основным критерием пригодности радионуклида для целей ядерной медицины является получение возможно более полной информации о состоянии обследуемого органа или системы в сочетании с нанесением минимального радиационного ущерба для пациента.

Иод-123 (^{123}I) как радионуклид для медицинской диагностики широко применяется в клиниках и медицинских центрах ряда стран, так как по своим ядерно-физическим характеристикам наиболее полно удовлетворяет этим критериям. Распад иода-123 происходит с электронным захватом и сопровождается гамма-излучением 159 кэВ, которое наиболее приемлемо для диагностики с помощью современных установок ядерной медицины. Кроме того, химические свойства иода позволяют достаточно просто вводить его в различные фармакологические препараты, что значительно расширяет его диагностические возможности.

В настоящее время иод-123 признан одним из лучших радионуклидов для диагностических процедур, которые должны проводиться в течение относительно короткого времени — не более одного дня, при этом поглощенная доза, получаемая, например, щитовидной железой взрослого человека, приблизительно в 100 раз меньше, чем при использовании равных по активности количеств радионуклида ^{131}I . Большинство известных физических центров Европы, имеющих различного рода ускорители, производят ^{123}I с целью дальнейшего применения его в радиофармапрепаратах.

Иод-123 может быть получен: прямым методом как продукт ядерных реакций при облучении теллура и сурьмы и генераторным методом, по которому он образуется при распаде радиоксенона (^{123}Xe), получаемого при облучении различных мишеней, от молибдена до лантана, высокоэнергетическими протонами, дейтронами, α -частицами.

Анализ показывает, что наиболее качественные препараты ^{123}I для ядерной медицины могут быть получены на ускорителях заряженных частиц средних энергий с использованием, в основном, двух ядерных реакций:



В настоящее время в различных странах мира уже действует более семи десятков ускорителей такого типа, многие из которых являются базовыми установками для производства радионуклидов медицинского назначения, позволяя получать наиболее важные из них: ^{123}I , ^{201}Tl , ^{67}Ga , ^{111}In , $^{66,67}\text{Zn}$ и т.д., но среди них хмельский 240-сантиметровый изохронный циклотрон является одним из крупнейших. В спектротометрическом режиме за счет внутренней селекции пучка ускорение ведется с постоянной геометрией орбит, что обеспечивает высокое качество пучка. После ускорения частицы выводятся в тракт транспортировки, оснащенный устройствами для фокусировки и поворота пучка, к реакционным камерам, в которых

происходит бомбардировка исследуемого вещества. Изохронный циклотрон У-240 позволяет производить ускорение протонов до энергии 30 МэВ, дейтронов - 70 МэВ. Для получения ^{123}I использована ядерная реакция: $^{127}\text{I}(\text{p}, \text{sn})^{123}\text{Xe} \rightarrow ^{123}\text{I} \rightarrow ^{123}\text{Te}$.

В качестве материала мишени был выбран иодистый натрий, который хотя и гигроскопичен, однако отличается высоким содержанием иода (84,7%), может быть достаточно полно высушен в вакуумном сушильном шкафу при температуре 120°C и получен в чистом виде (в работе использован препарат марки ос.ч.).

Высушенный иодистый натрий спрессовывали в таблетки диаметром 11 мм, при этом плотность спрессованного материала составляла 3,45-3,50 г/см³.

Для определения зависимости выхода ^{123}Xe от энергии падающих на мишень протонов использовались таблетки толщиной 1,0 мм (2-3 МэВ), а для наработки больших количеств ^{123}I использовались таблетки толщиной от 7 до 10 мм. Таблетки хранили в вакуум-экспикаторе над силикагелем. Для облучения мишени помещались в алюминиевые герметически закрывающиеся капсулы.

На рис.1 показана схема мишенного устройства, в котором проводится облучение капсулы для наработки радионуклидов на изохронном ускорителе У-240. Мишенное устройство представляет собой герметичный блок, соединенный с системами охлаждения и сжатого воздуха, который автоматически удаляется из монопровода после окончания облучения в защитный транспортный контейнер.

Конструкция мишенного устройства позволяет проводить его быструю дистанционную разборку для извлечения облученных мишеней, число которых можно варьировать для наиболее полного использования падающего пучка.

Выходное окно мишенного устройства герметично закрывается фольгами толщиной 0,1 мм из нержавеющей стали, либо из другого металла, обеспечивающего необходимую механическую прочность. Мишенное устройство охлаждается дистиллированной водой.

Использование мишенного устройства в течение значительного времени показало его надежность при облучении токами до 10 мкА.

Как выяснилось в процессе проведения многочисленных экспериментов по облучению мишеней для наработки радионуклидов, оборудование циклотрона позволяет эффективно управлять размером протонного пучка. В связи с этим первоначально использовавшиеся мишени диаметром 24 мм были заменены на мишени диаметром 11 мм, при этом на мишень попадает более 90% общей интенсивности пучка. Это позволяет использовать материал мишени более целесообразно, что особенно важно в случае применения для её изготовления обогащенных изотопов.

Мишенное устройство автоматически устанавливается в позицию для облучения после фокусировки и наводки пучка, которая осуществляется с помощью расположенного перед мишенным устройством коллиматора с отверстием диаметром 11 мм и датчика интенсивности пучка, расположенного в позиции облучения мишенного устройства (рис.2).

После облучения мишени доставляются на разборку и переработку в соседнее здание, где расположена радиохимическая лаборатория.

Хотя в литературе [1,2,3] имеются сведения о функциях возбуждения для реакции $^{127}\text{I}(\text{p}, \text{sn})^{123}\text{Xe}$, для нас представляло несомненный интерес экспериментальное определение её в конкретных условиях облучения мишеней на циклотроне У-240.

Выход ксенона-123 измерялся по методу стопки фольг. В качестве мишени использовалась 12 таблеток иодистого натрия толщиной 1,0 мм, изготовление которых описано ранее. Таблетки разделялись алюминиевыми фольгами толщиной 0,04 мм, которые служили мониторами интенсивности пучка протонов.

Мишень облучалась в течение 10 мин током 0,50 мкА. контроль тока на мишенях в процессе облучения проводился с помощью токового интегратора, а точное значение потока протонов, падающего на мишень за время облучения, определялось по выходу ^{24}Na из реакции $^{27}\text{Al}(\text{p}, \text{p}\alpha)\text{Na}$. Энергия протонов задана условиями управления циклотроном.

Гамма-спектры облученных мишеней были измерены с помощью 40,0 см² Ge(Li) детектора и многоканального анализатора на базе IBM 4 , которая использовалась также для обработки результатов эксперимента. для определения абсолютной эффективности Ge(Li) детектора использовались источники ^{60}Co - ^{137}Cs , ^{57}Co , ^{22}Na , а относительный ход кривой эффективности определялся по гамма-излучению ^{132}Ba . Измерения проводились через 3,5, 5 и 10 часов после окончания облучения мишеней.

На рис.3 представлена зависимость сечения реакции $^{127}\text{I}(\text{p}, \text{pn})^{123}\text{I}$ от энергии протонного пучка. Полученные результаты хорошо согласуются с результатами других авторов. для наработки значительных количеств ^{123}I облучали мишень толщиной 7-10 мм протонами интенсивностью 3-5 мкА в течение 1-2 часов.

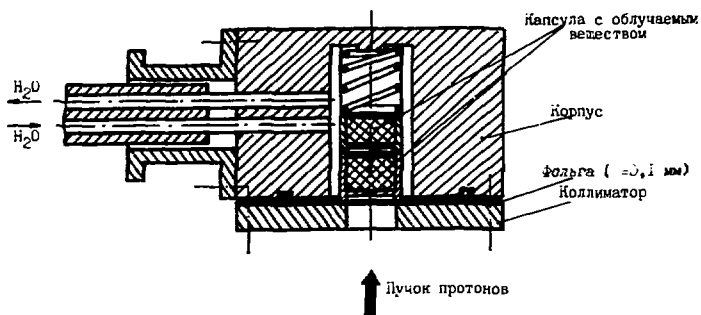
Растворение мишени проводилось в специально сконструированном фторопластовом сосуде соляной кислотой 1:2. образующийся водород являлся носителем радиоксенона, при этом скорость выделения его в отдельные моменты достигала 13 л/час. После прекращения выделения водорода реакционный сосуд продувался гелием для эффективного удаления остатков ксенона-123 со скоростью до 3 л/час. Газы-носители с радиоксеноном после выхода из реакционного сосуда проходили через ловушки для очистки и осушения: с 3% раствором щелочи для улавливания следов HCl и HI , силикагелем, ловушку со смесью нитрата серебра и выжженного металлического серебра на носителе - сульфате кальция и со свежепрокаленным оксидом бария.

Очищенные и осушенные газы поступали в спиральную ловушку из нержавеющей стали с внутренним диаметром 4 мм, погруженную в жидкий азот, где радиоксеноном вымораживался. Эта ловушка использовалась как промежуточная для дополнительной очистки газов от примесей и для предотвращения проскака радиоксенона из-за высокой скорости выделения водорода. Перед ловушкой установлен γ -датчик, контролирующий начало и конец прохождения радиоксенона.

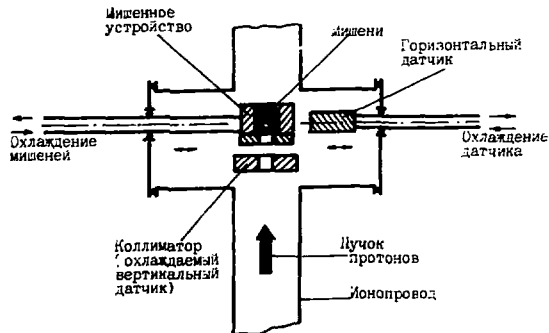
После удаления радиоксенона из реакционного сосуда ловушку поднимали из сосуда с жидким азотом, нагревали до комнатной температуры для перегонки ксенона-123 током гелия до 3 л/час в ловушки для сбора и распада ксенона-123 в иод-123. В качестве таких ловушек использовались стеклянные "спради" с внутренним диаметром 3 мм и ловушки с окисью алюминия марки "для хроматографии" с размером частиц 0,05-0,09 мм, погруженные в жидкий азот. При этих условиях более 90% ксенона-123 собиралось в первой ловушке. Для дополнительной очистки радиоксенона перед ловушками установлены поглотители со смесью нитрата серебра, металлического серебра и оксидом бария.

для накопления иода-123 ловушки выдерживали в течение 5-6 часов при температуре жидкого азота, и затем удаляли нераспавшийся ксенон-123 током гелия на следующую ловушку и далее на ловушку с активированным углем для утилизации. Находящийся иод-123 составлял на конец выделения 4-5 мКи/мкл час.

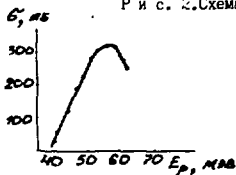
Для проверки радиохимической чистоты анализировались γ -спектры препарата непосредственно после выделения и через 15 дней. Результаты экспериментов позволяют заключить, что при облучении иодистого натрия на изохронном циклотроне У-240 или АН УССР могут быть получены препараты иода-123 высокой радио-



Р и с. 1. Схема мишенного устройства.



Р и с. 2. Схема фокусировки пучка на мишенное устройство.



Р и с. 3. Зависимость сечения реакции $^{127}\text{I}(p,n)^{123}\text{Xe}$ от энергии протонов.

нуклидной чистоты и в количествах, достаточных для медико-биологических исследований и диагностических процедур.

Л и т е р а т у р а

1. Fraum A.M.J., Vaelburd W. et al. *Ins.J.Appl.Radiat. and Isotop.*, 1976, **27**, 465-467.
2. Syme D.E., Wood E. et al. *AEMER* 8276, 1976.
3. Dixie W., Jaffe L., *Int. J. Appl. Radiat. and Isotop.*, 1977, **32**, 1299-1305.

□

О РАЗРАБОТКЕ ЕДИНОЙ СЕРИИ РЕЗОНАНСНЫХ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ
ДЛЯ ПРОМЫШЛЕННОСТИ И МЕДИЦИНЫ

В.П.Вахруши, В.А.Гаухи, В.М.Николаев

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

В НИИЭФА им.Д.В.Виремова продолжается разработка новой единой серии резонансных линейных ускорителей электронов для промышленности и медицины [1,2,3]. При создании единой серии ЛУЭ достигаются следующие основные цели:

1. Повышение стабильности и улучшение повторяемости характеристик пучка, в том числе в моделях ЛУЭ, рассчитанных на частое изменение режимов работы.
2. Повышение средней мощности пучка и энергии электронов в ускорителях для радиационной технологии, активационного анализа, производства изотопов.
3. Повышение надёжности.
4. Автоматизация управления.
5. Унификация функциональных частей ЛУЭ.
6. Улучшение массогабаритных характеристик.

Техническое проектирование единой серии ЛУЭ, разработка рабочей технической документации на изготовление опытных образцов ЛУЭ для радиационной дефектоскопии и лучевой терапии показали, что эти цели могут быть достигнуты.

Единая серия линейных ускорителей для промышленности и медицины будет состоять из 8 моделей. Число моделей и их параметры были выбраны на основании изучения отсутствующих в возможных областях применения этих ускорителей, изучения состояния техники ЛУЭ в Советском Союзе и за рубежом и тенденций её развития [4,5]. Учитывались также характеристики ЛУЭ, которые могут быть получены при использовании источника СВЧ-колебаний, унифицированного по выходной пиковой мощности.

Серия включает в себя три ряда линейных ускорителей: 1) ЛУЭ для радиационной дефектоскопии, 2) ЛУЭ для лучевой терапии, 3) ЛУЭ для радиационной технологии, активационного анализа и получения короткоживущих изотопов.

Некоторые основные характеристики ускорителей приведены в табл.1,2 и 3.

Три модели ЛУЭ для радиационной дефектоскопии перекрывают широкий диапазон критичных энергий и мощности дозы тормозного излучения. Это позволяет осуществлять неразрушающий контроль качества стальных изделий толщиной от 40 до 600 мм с высокой детальной чувствительностью при большой производительности.

В ряду терапевтических ускорителей основной будет модель ЛУЭР-20М, которая заменит терапевтический ускоритель ЛУЭР-15М1, выпускаемый НИИЭФА в настоящее время. Ускорители на 20 МэВ предназначены для установки в крупных онкологических больницах и клиниках, они позволяют проводить лечение подавляющего числа больных. Ускорителями ЛУЭР-40М будут оснащаться ведущие онкологические центры. Они позволяют проводить лечение практически во всех случа-

ях, когда необходимо применение фотонной и электронной терапии, дают возможность вести широкие медико-биологические исследования.

Таблица I
УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ РАДИАЦИОННОЙ ДЕФЕКТОСКОПИИ

Наименование характеристики	Модель ускорителя		
	ЛУЭВ-5-1500Д	ЛУЭВ-10-5000Д	ЛУЭВ-15-10000Д
Номинальная мощность дозы тормозного излучения, $\text{Гр м}^2 / \text{сек м}^2$ мин. мин.	13,5/1350	41/4100	87/8700
Номинальная энергия, МэВ	6	9	13
Толщина стали, просвечиваемая за 10 мин., мм	300	375	435
Диапазон толщин стальных изделий, контролируемых с чувствительностью не хуже 1%	40-400	50-500	75-500
Габариты блока излучателя, мм			
длина	2120	2120	3120
ширина	920	920	920
высота	830	830	830
Масса блока излучателя, кг	950	950	1250

Что касается новых ускорителей для радиационной технологии, радиоактивного анализа и производства короткоживущих изотопов, то по средней мощности модели ЛУЭВ-10-15 и ЛУЭВ-15-10 в 3 раза превышают ускорители, выпускаемые НИИЭМ в настоящее время. Особое место займёт ускоритель модели ЛУЭВ-30-20, состоящий из двух ускоряющих секций (каждая запитывается от одного клистрона). На его основе могут создаваться радиационные центры для проведения широкого круга прикладных научных исследований, получения короткоживущих изотопов, радиоактивного анализа. Энергия ускоренных электронов в этом ускорителе достаточна для эффективного получения изотопа ^{123}I . Радиофармпрепараты с этим изотопом находят широкое распространение в медицинской диагностике.

На сегодняшний день наиболее продвинуты в разработке линейные ускорители электронов для радиационной дефектоскопии и лучевой терапии. Опытный образец ускорителя-дефектоскопа модели ЛУЭВ-10-5000Д изготовлен, и на нём ведутся наладочные работы. На рис.1 приведена фотография блока излучателя этого ускорителя, смонтированная в подвесе для поворота его в горизонтальной и вертикальной плоскостях. На рис.2 показан тот же излучатель с открытыми боковыми дверями. Внизу видно ускоряющее устройство (дифрактированный волновод, помещённый в кожух термостатированного охлаждения). В верхнем левом углу расположен клистронный усилитель мощности.

Опытный образец терапевтического линейного ускорителя ЛУЭР-40М сейчас изготавливается. В медицинских ускорителях используется ускоряющая структура на стоячей волне с присоединёнными ячейками связи. Применение ускоряющего устройства со стоячей волной даёт возможность при двукратном ускорении электронов

исключить из состава оборудования тракт возврата, который необходим в случае бегущей волны.

УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ

Таблица 2

Режим работы	Наименование характеристики	Модель ускорителя	
		ЛУЭР-20М	ЛУЭР-40М
Тормозное излучение	<u>Радиационные параметры</u>		
	Энергия электронов, МэВ	5; 16	8; 16
	Максимальная мощность поглощенной дозы, Гр/мин.	≥ 3	$\geq 1,5$ при энергии 8 МэВ ≥ 3 при энергии 16 МэВ
Электроны	Размеры радиационных полей на расстоянии 1м от мишени, см-см	от 2х2 до 40х40	от 2х2 до 40х40
	Энергия электронов, МэВ	5 + 20	5 + 40
	Максимальный размер поля облучения на расстоянии 1 м от мишени, см-см	25х25	25х25
	<u>Механические параметры</u>		
	Угол ротации излучателя, град	360	360
	Скорость ротации излучателя, об/мин.	от 0,1 до 1	от 0,1 до 1
	Расстояние мишень-изоцентр, см	100	100
	Расстояние изоцентр-поя, см	135	135

УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ РАДИАЦИОННОЙ ТЕХНОЛОГИИ, РАДИОАКТИВАЦИОННОГО АНАЛИЗА И ПРОИЗВОДСТВА КОРОТКОЖИВУЩИХ ИЗОТОПОВ

Таблица 3

Наименование характеристики	Модель ускорителя		
	ЛУЭВ-10-15	ЛУЭВ-15-10	ЛУЭВ-30-20
Номинальная энергия, МэВ	8	15	30
Диапазон регулирования энергии, МэВ	4-12	6-19	6-38
Номинальный импульсный ток пучка, А	0,44	0,14	0,14
Номинальная средняя мощность, кВт	16,5	9,2	18,4
Мощность дозы тормозного излучения в номинальном режиме, Гр м ² /мин.	370	580	1430
Выход нейтронного излучения в номинальном режиме, нейтрон/с	$1,5 \cdot 10^{12}$	$9,3 \cdot 10^{12}$	$6 \cdot 10^{13}$



Рис. 1. Приемник радиоускорителя для радиационной дефектоскопии модели ЛУЗВ-10-5000Д с подвеской к крановому устройству.



Рис. 2. Блок излучателя ускорителя для радиационной дефектоскопии модели ЛУЗВ-10-5000Д с открытыми боковыми дверцами.

Решение целого ряда задач, поставленных при разработке единой серии ЛУЗ, зависит от характеристик СВЧ-генератора. В новых ускорителях используется электронный усилитель с выходной мощностью 5 МВт. Он рассчитан на работу при анодном напряжении, не превышающем 55 кВ. Малое анодное напряжение способствовало сокращению габаритов и массы питающих клистрон устройств. Использование в этом клистроне для фокусировки периодической системы на постоянных магнитах позволяло исключить из состава оборудования электромагнит с источником питания. В ускорителях единой серии будут использоваться клистроны как с катодной, так и с сеточной модуляцией. Удалось разработать компактные источники питания на напряжение до 60 кВ и среднюю выходную мощность до 15 кВт для обоих методов управления током в клистроне.

Практически во всех ЛУЗ при работе в номинальных (или максимальных) режимах от клистрона будет отбираться импульсная мощность 5 МВт. Исключение составляет ускоритель модели ЛУЗВ-5-1500Д, где выходная мощность уменьшена до 2,5 МВт посредством снижения анодного напряжения. Что касается средней мощности, то предусматривается выпуск двух модификаций клистрона: на среднюю мощность 5 кВт и 25 кВт.

Клистрон обладает высоким коэффициентом усиления (≈ 50 дБ). Разработан компактный возбудитель клистрона на металло-керамическом триоде типа ГМ-25. Мощность на выходе возбудителя составляет 100-150 Вт. Частота - 2450 МГц. Стабильность частоты - около 10^{-5} .

В ускорителях единой серии применена автоматическая система управления (АСУ) с применением микро-ЭВМ. Эта система не только облегчит работу оперативного персонала, но также повысит технические характеристики ЛУЗ и объем предоставляемого сервиса. В перспективе ЛУЗ, оборудованные АСУ с достаточным интеллектом, могут превратиться в автоматизированные комплексы, полностью ре-

шающие требуемую задачу от получения информации об обрабатываемом объекте до выдачи обработанных результатов процесса. Начата НИР по созданию промышленного томографа. Применительно к томографу стабильность мощности дозы и граничной энергии тормозного излучения должна быть существенно выше, чем в обычных ЛЭС для радиоактивной дефектоскопии. Оценки показывают, что при использовании кинетронного усилителя мощности и дополнительной стабилизации питающих устройств на основе ЛЭС единой серии можно разработать источник тормозного излучения со стабильностью по энергии и интенсивности не хуже 0,5-1%.

Представляется возможным использовать ЗЕМ, которая управляет терапевтическим ЛЭС, для планирования лучевого лечения и его документирования.

Л и т е р а т у р а

1. В.А.Глухих. Ускорители заряженных частиц для промышленности и медицины. Труды восьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Том I, стр.29, ОИЯИ, Дубна, 1983 г.
2. Ю.П.Вахрушин, НИИЭА: Линейные ускорители электронов для промышленности и медицины. "Атомная энергия", том 55, вып.6, декабрь 1983 г. стр.429-433.
3. Ю.П.Вахрушин. Линейные ускорители электронов для промышленности и медицины. Доклады четвертого Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве, НИИЭА, Л., 1982, том 1, с.62-76.
4. Ю.П.Вахрушин, В.М.Николаев, А.В.Рябцов. О выборе параметров сериальных линейных резонансных ускорителей электронов для промышленности и медицины. Доклады третьего Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве, НИИЭА, Л., 1979, том 1, с.176-178.
5. Ю.Д.Кириллин, В.М.Николаев, И.А.Прудников "Зарубежные линейные ускорители для лучевой терапии". Обзор НИИЭА, ОБ-60, Ленинград, 1983 г.



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МОДЕЛЬ ТЕХНОЛОГИЧЕСКОГО УСКОРИТЕЛЯ

Исаков И.Ф., Логачев В.И., Печенкин С.А., Ремнев Г.В.

НИИ ЯЭ при Томском политехническом институте

В настоящее время широко ведутся работы, связанные с модификацией поверхностного слоя металлов при воздействии лазерного излучения, электронным и непрерывным ионным пучком. Использование мощных импульсных пучков тяжелых ионов для упрочнения поверхностного слоя технологических элементов, уменьшение их коррозионной стойкости и износостойкости режущего инструмента имеет свои преимущества и особенности. В работах [1] сообщается об использовании интенсивных пучков ионов азота и углерода с плотностью тока $\sim 100 \text{ А/см}^2$, энергией 300–400 кэВ, длительностью 10^{-7} с для модификации поверхностного слоя некоторых сплавов. Полученные результаты убедительно доказывают целесообразность практического использования таких ускорителей.

Исходные требования к ускорителю: энергия ионов 300 кэВ, плотность тока 100 А/см^2 , длительность 10^{-7} с определены в исследованиях по упрочнению режущего инструмента при воздействии мощного ионного пучка, генерируемого модифицированным ускорителем "Тонус" [1,2]. Исходя из практических требований к компактности и относительной простоте ускорителя за основу взят двухимпульсный режим работы диода, когда первый импульс является плазмообразующим, а второй, прикладываемый к этому же диоду, является ускоряющим. Работа по созданию технологического ускорителя проводится в двух направлениях: это отработка двухимпульсного генератора и проведение исследований параметров пучка тяжелых ионов в планарной геометрии диода, и параллельно исследуется генерация мощного ионного пучка с плотностью до 200 А/см^2 (для ионов углерода) и его взаимодействие с металлами по модификации поверхностного слоя на действующем ускорителе. В этих исследованиях определяются требования к пучку.

Генератор ускорителя

Генератор ускорителя представляет собой две одиночные формирующие линии (ОЛЛ) и две передающие линии (ПЛ), включенные последовательно (рис. 1а) [3]. Зарядка каждой ОЛЛ от собственного генератора импульсных напряжений (ГИН) позволяет получить два импульса напряжения любой полярности с любой паузой между импульсами, задаваемой схемами синхронизации ГИНов и основных разрядников. В качестве ОЛЛ и ПЛ использованы в экспериментальной модели кабели КВН-300 с волновым сопротивлением 24 Ом. ГИНЫ являются масляноаппаратными и изготовлены на базе ГИВ-400. Осциллограммы импульсов на согласованной нагрузке приведены на рис. 1б. Фронт первого импульса напряжения составляет 5 нс, второго, который прошел через 3 разрядных канала, составляет 17 нс. Длительность каждого импульса легко регулируется длиной кабеля, и в экспериментах составляла 25, 50, 100 нс. Амплитудное значение второго импульса по отношению к первому снижается для всех пауз не более, чем на 17 %.

Генерация ИИП в планарном диоде

Исследования проведены с целью определения состава и эффективности гене-

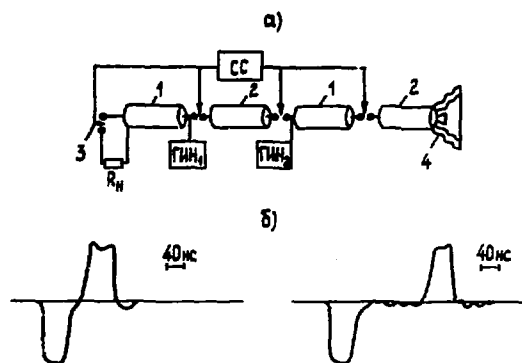


Рис. 1. а) схема модели технологического осциллографа:
1 - задерживающие линии (дм),
2 - передающие линии (дм),
3 - резисторы.
б) импульсы напряжения на соответствующих выводах с частотой 20 и 100 кГц.

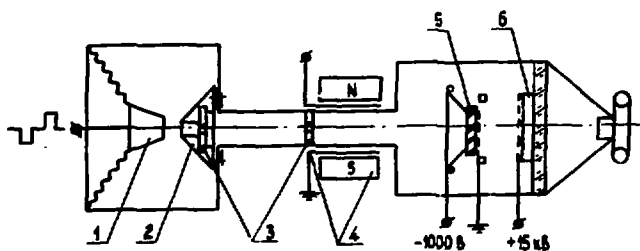


Рис. 2. Схема дифференциального осциллографа со схемой переноса заряда: 1 - потенциальный делитель, 2 - задерживающая линия, 3 - передающая линия, 4 - система отклонения, 5 - многоканальная задержка, 6 - многоканальная задержка.

раши ионного пучка в зависимости от паузы между импульсами, которая определяет плотность плазмы у потенциального электрода при подаче ускоряющего напряжения на диод и размер эффективного ускоряющего промежутка. В качестве материала потенциального электрода (ИЭ) использовались: графит, медь, нержавеющая сталь ($S = 2,5 \text{ см}^2$) и вольфрам ($S = 0,2 \text{ см}^2$). Межелектродный зазор устанавливался равным $5 \pm 0,25 \text{ мм}$. Относительные измерения плотности лонного тока при длительных паузах между импульсами напряжения в 50 и 150 нс производились коллектором в виде полого цилиндра с поперечным магнитным полем.

500 Гс. Состав ускоренного пучка ионов исследовался с помощью спектрометра Томпсона с двумя волнирующими диафрагмами диаметрами 0,5 мм и расстоянием между ними, равным 205 мм. На этом же расстоянии от второй диафрагмы установлена система детектирования. Величины анализирующих электрического и магнитного полей изменялись в пределах от 1 до 3,5 кВ/см и от 650 до 1000 Гс. Система регистрации состоит из ширококанальной пластины ИИД-46 с регулируемым коэффициентом усиления тока до 10^4 и люминесцентного экрана. Данная система обеспечивала регистрацию в одном импульсе плотности потока ионов на выходе из 2-й диафрагмы 10^6 гон/см^2 . В экспериментальной установке, схема которой приведена на рис. 2, обеспечивался вакуум не хуже $5 \cdot 10^{-6} \text{ тор}$ путем безыслястной откачки.

На рис. 3а и 3б приведены осциллограммы импульсов напряжения и тока в диоде при использовании в качестве материалов потенциальных электродов графита и вольфрама с паузами между плазмообразующими и ускоряющими импульсами: напряжения в 50 и 150 нс. Для этих же случаев приведены осциллограммы с коллектора ионов. Видно, что при увеличении паузы происходит рост амплитудного значения лонного тока с коллектора и "подсада" ускоряющего напряжения на диоде.

На рис. 4 приведены фотографии разверток конных лучков в анализирующих полях. Газоразрядная способность спектрометра в этих случаях не превышала 5, но использование потенциальных электродов из различных материалов при прочих равных условиях позволяет с достаточной долей уверенности идентифицировать приведенные развертки с определенными соотношениями A/Z , где A - атомный вес иона, Z - его зарядность. Наличие в ускоренных ионных пучках и мюон-потоков, в частности, ионов вольфрама и магния подтверждается анализом магнитированных ионов с помощью обратного резерфордского рассеяния и ИИД-46.

Обсуждение результатов эксперимента

Первые выстрелы после откачки дают широкий энергетический спектр ионов десорбированных на поверхности ИЭ газов, а максимум плотности тока ионов материала ИЭ смещен в низкоэнергетическую область (рис. 4а), но уже после нескольких выключений (3-5) поверхность очищается и, например, на коллекторе исчезает пик ионов H^+ , а на фотографических развертках лонного пучка наблюдается уменьшение содержания ионов углеводородов и смещение максимума плотности тока ионов ИЭ в область, соответствующую максимуму ускоряющего напряжения (рис. 4г). С другой стороны, когда во время срабатывания ускорителя происходит незавершение пробой изолятора пучки, что фиксируется по резкому повышению давления остаточного газа в системе, то уже во время следующего включения ускорителя (по восстановлению давления $5 \cdot 10^{-6} \text{ тор}$) наблюдается развертка лонного пучка, аналогичная рис. 4в. Необходимо также отметить, что если максимум плотности тока сравнительно легких ионов C^+ и Mg^+ (рис. 4а,б) лежит в малом энергетическом интервале, соответствующем: $U_{\text{ион}} - \Delta U$, где $\Delta U/U \approx 0,15$, то для тяжелых ионов Fe^+ и W^+ (рис. 4 г,д) $\Delta U/U \approx 0,6$. Это можно объяснить тем,

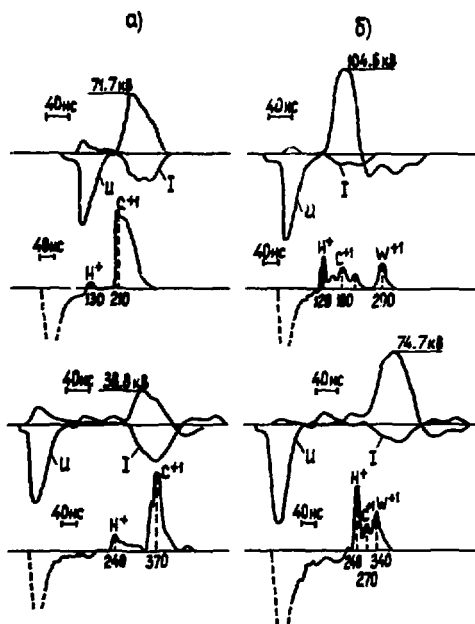
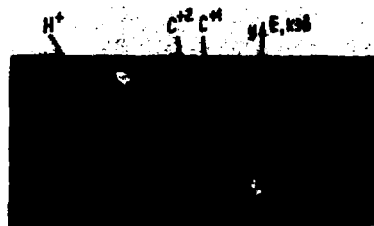


Рис. 3. Осциллограммы амплитуды напряжений и токи на аноде и токи ионного коллектора при дуговых разрядах ампулы. 50 и 150 нс для потенциальных электронов из: а) графита; б) вольфрама.

Рис. 4. Фотографии разверток ионных пучков, полученных при использовании в качестве материала потенциального электрода:



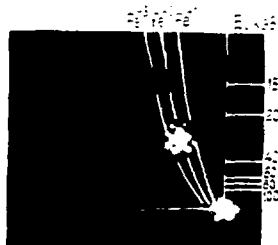
а) графит; $E_0 = 1260$ В/см, $H_0 = 800$ Гс, $U_{\text{анод}}^{\text{max}} = 56$ кВ.



с) магнетрон; $B_0 = 1750$ В/см, $H_0 = 800$ Гс, $U_{\text{уск}}^{\text{max}} = 45$ кВ.



в) нержавеющая сталь; $B_0 = 1250$ В/см,
 $H_0 = 1000$ Гс, $U_{\text{уск}}^{\text{max}} = 105$ кВ.
(первый выстрел)



г) нержавеющая сталь; $B_0 = 1000$ В/см,
 $H_0 = 1270$ Гс, $U_{\text{уск}}^{\text{max}} = 105$ кВ.



д) вольфрам; $B_0 = 1070$ В/см, $H_0 = 1120$ Гс, $U_{\text{уск}}^{\text{max}} = 112$ кВ.

что в данных экспериментальных условиях время ускорения ионов Fe^+ и W^+ сравнимо с длительностью импульса ускоряющего напряжения. Этот же факт, по-видимому, объясняет наблюдающуюся в экспериментах закономерность, приведенная в табл. 1

Таблица 1

Материал	Графит	Магний	Нерж. сталь	Вольфрам
$I_{\text{макс}} (150 \text{ нс})$	1,07	1,10	1,33	1,60
$I_{\text{макс}} (50 \text{ нс})$				

где видно увеличение отношения амплитудных значений ионного тока на коллекторе при паузах между плазмообразующими и ускоряющими импульсами напряжения в 150 и 50 нс по мере увеличения атомного номера материала потенциального электрода. Что касается абсолютной величины плотности ионного тока в данной системе, то при размещении коллектора на расстоянии 100 мм от потенциального электрода из нее регистрируется с 10-15 % разбросом чашечка-ленточниковская величина плотности ионного тока с учетом выгорания потока и сокращения эмиттентного зазора за время первого импульса напряжения и паузы. Для 50 нс паузы эти величины приведены в табл. 2

Таблица 2

Материал ис	Графит	Магний	Нерж. сталь	Вольфрам
$I_{\text{и уск.}} (A/cm^2)$	71,7	45,0	105,0	112,0
$I_{\text{и макс}} (A/cm^2)$	2,40	0,90	2,10	1,0

Косвенным подтверждением корректности измерения порядка величины плотности ионного тока на коллекторе служит тот факт, что при исследовании состава ионного пучка спектрометром Томпсона уровень напряжения, подаваемого на микроканальную пластину, соответствовал коэффициенту усиления $\leq 5 \cdot 10^2$. При больших напряжениях наблюдалась общая засветка люминесцентного экрана.

Таким образом, проведенные эксперименты позволяют сделать следующие выводы:

1. Массовый состав ионного пучка, генерируемого в режиме прямого ускорения из взрывоимпульсной плазмы в условиях безмасляной отточки, в основном определяется материалом ПЭ и состоянием его поверхности.

2. Эффективность генерации и энергетический спектр ионных пучков с заданным отношением A/Z определяется темпом ускорения в анод-катодном зазоре, а с ростом A/Z при данной длительности импульса ускоряющего напряжения наблюдается расширение спектра в низкоэнергетичную область.

Л и т е р а т у р а

1. А.Н.Миденко, О.Х.Асаилов, Б.П.Кривоусов, Б.И.Догачев, Г.Е.Решев, Обработка поверхности металлов сверхточными ионными пучками. Тезисы докладов V Всес. симпозиума по сверхточной электронике. Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1984, ч. II, с. 23.
2. Б.И.Догачев, Г.Е.Решев, Ю.И.Усов, Ускоритель тяжелых ионов. ИТС, 1983, к. I, с. 21-23.
3. Г.Е.Решев, Генератор мощных наносекундных импульсов. А.с. СССР, № 652135, Бюл., 1963, № 13.



**ДИНАМИКА ЧАСТИЦ
В УСКОРИТЕЛЯХ И НАКОПИТЕЛЯХ,
ИМПУЛЬСНЫЕ УСКОРИТЕЛИ
И КОЛЛЕКТИВНЫЕ МЕТОДЫ
УСКОРЕНИЯ**

Председатель: А.А.Коломенский
Секретарь: С.А.Корнеев

Сессия 9

КОЛЛЕКТИВНЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ - КУТИ-20

Александров В.С., Антропов В.К., Бийский С.М., Дёге К., Долбилов Г.В., Назача В.И., Лебедев Н.И., Махулин А.В., Миронов В.И., Перельштейн Э.А., Петра В.А., Саранцев В.П., Сидоров А.И., Сумбнев А.П., Титтель З.^М, Сатеев А.А., Хохлов И.М., Швец В.С., Шестаков Б.А., Щулин А.С., Янов Б.Г.

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

*Технический университет, Дрезден

Разрабатываемый в ИИЯИ коллективный ускоритель тяжелых ионов с электронными кольцами КУТИ-20^{1/} предназначен для работы в качестве инжектора тяжелого ионного синхротрона и представляет интерес как самостоятельная установка для использования в ядерно-физических экспериментах и технологических приложениях.

Вследствие коллективного принципа проектируемый ускоритель является универсальным по спектру ускоряемых ионов. На нем, без существенных переделок, планируются получать интенсивные пучки ионов практически всех элементов таблицы Менделеева вплоть до урана.

Разработка КУТИ-20 производилась на основе теоретических и экспериментальных исследований, проведенных по программе прототипа коллективного ускорителя ПКУТИ^{2,3/}. Принципиальная схема установки не изменялась. Однако значительное увеличение энергии ионов с 4 до 20 МэВ/нукл. и циклическости с 0,5 Гц до 15 Гц (максимальная частота срабатываний 50 Гц) потребовали коренной переработки технических решений.

Структура и проектные параметры КУТИ-20

Функционально ускоритель КУТИ-20 разбивается на 3 установки (рис.1). В линейном индукционном ускорителе СИЛУНД-20^{4/} генерируется сильноточный электронный пучок. В адгезаторе формируются и сжимаются электронные кольца. В процессе сжатия в объеме кольца вводится импульсная атомарная (молекулярная) струя, получаемая с помощью источника нейтронов. В результате столкновений релятивистских электронов с нейтралами в объеме кольца образуются ионы с возрастающей во времени зарядностью. Электронные кольца, загруженные ионами, предварительно ускоряются магнитным способом в градиентных соленоидах. Последующее ускорение электронно-ионных колец осуществляется в линейном индукционном ускорителе

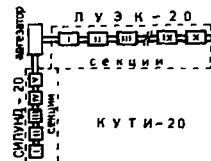


Рис. 1. Схема КУТИ-20.



Рис. 2. СИЛУНД-20.

ЛУЭК-20. Управление комплексом КУТИ-20 производится с помощью АСУ на основе многомашиной системы.

СИЛУНД-20. Наносекундный линейный индукционный ускоритель электронов СИЛУНД-20 (рис.2) содержит 120 индукторов, объединенных в 5 ускоряющих секций по 24 индуктора в каждой. Индукторы выполнены на кольцевых ферритовых сердечниках марки 20СНН2 с раз-

мерами $250 \times 170 \times 25 \text{ мм}^3$ и по два заключены в общий металлический корпус. Первичные обмотки обоих индукторов соединены параллельно и подключены к двум диаметрально расположенным высоковольтным выводам. Корпуса индукторов, объединенные в секции, заполнены трансформаторным маслом. Источники электронов, представляющий собой плазменную пушку, работающую в режиме нейтрализации объемного заряда, конструктивно объединен с первой секцией ускорителя.

Для фокусировки пучка по тракту ускорителя применено осевое магнитное поле с индукцией $0,1 \pm 0,2 \text{ Тл}$ (максимально до $0,4 \text{ Тл}$).

Отличительная особенность ускорителя СИЛУНД-20 является применение в импульсной ускоряющей системе модулятора с усилением импульсной мощности. Модулятор с импульсной мощностью 600 МВт питает секцию индуктора и формирует на первичных витках импульсы длительностью 30 нс с фронтом 5 нс и амплитудой напряжения 17 кВ. В качестве коммутрующих элементов используются водородные тиристоры ТТИИ-2500/50, работающие в паспортном режиме. Проектные параметры пучка на выходе ускорителя: энергия - 2,5 МэВ, ток 500 А, энергетический разброс $\leq 5\%$, эмиттанс $\leq 50 \text{ пм}^2 \cdot \text{рад} \cdot \text{см}$.

Адгезатор. Адгезатор КУТИ-20 (рис.3) представляет собой комплекс устройств, предназначенных для формирования, сжатия и предварительного ускорения электронно-ионных колец, и включает в себя следующие основные системы: магнитную, силового блока вместе с вакуумной камерой, инжекции электронного пучка, напуска нейтральных атомов, вакуумную, охлаждения.

Магнитная система содержит катушки квазистационарного магнитного поля (длительность импульса $\sim 10^{-2} \text{ с}$), в которой происходит формирование кольца на начальном радиусе, три пары катушек с импульсным питанием, создающих нарастающее во времени магнитное поле для компрессии кольца, двухсекционный градиентный сценарий и катушку синхронизации старта ускорения с импульсом ускоряющего поля в ЛУК. Во



Рис. 3. Адгезатор КУТИ-20

избежание ухудшения параметров сформированных электронно-ионных колец потребовалось уменьшение относительного градиента магнитного поля на участке предварительного ускорения. Для КУТИ-20 он не превышает (рис.4) $1,7 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$ на всей длине сценария $7 \pm 180 \text{ см}$.

Вакуумная камера, изготовленная из листа толщиной 0,8 мм титанового сплава Тi-1, позволяла решить проблему механической прочности и получения глубокого вакуума (не хуже $2 \cdot 10^{-9} \text{ мм.рт.ст.}$). Испытания и двухлетняя эксплуатация показали, что с достоверностью вероятностью 0,7 камера способна выдерживать значительно больше 10^7 циклов ускорителя. После шестнадцатичасового прогрева в ней было получено предельное давление остаточного газа $P \approx 8 \cdot 10^{-10} \text{ мм.рт.ст.}$ Схема вакуумной откачки системы СИЛУНД-20-адгезатор и распределение давлений в рабочем режиме приведены на рис.5.

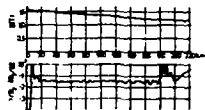


Рис. 4. Распределение магнитного поля и градиента на участке ускорения.

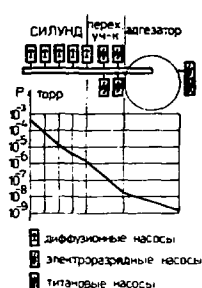


Рис.6. Схема вакуумной откачки.

(рис.6) выполнены на базе сердечников, намотанных лентой толщиной 10 мкм из пермаллоя марки НН-50. Размеры сердечника 430х200х25 мм³. Исходя из требования получения ускоряющего поля 10 кВ/см для питания одной секции требуется

Таблица 1. Параметры источников нейтральных частиц.

Источник	Плотность тока (см ⁻²)	Длительность импульса (мкс)	Рабочее вещество	Ресурс работы (импульсы)
Газодинамический	$3 \cdot 10^9 + 3 \cdot 10^{11}$	~ 30	Любой газ	$\geq 10^6$
Эфузионный	$10^9 + 10^{11}$	~ 200	Легкоплавкие металлы	$\geq 10^6$
Лазеры	$10^9 + 10^{11}$	10+50	Любой твердый элемент	$\geq 10^7$

импульсная мощность 6 Вт. Известно^[5], что в режиме с заземленной сеткой тиристоры ТПН-2000/50 позволяют коммутировать импульсную мощность в несколько сотен мегаватт. Применение схемы увеличения мощности с помощью нелинейных элементов сжатия (аналогично схеме модулятора СИЛУНД-20) позволяет довести ее до требуемой величины. Блок-схема модулятора ЛУЭК-20 приведена на рис.7. В настоящее время изготовлен и проходит испытания первый рабочий вариант модулятора.

Будущее магнитное поле B_z с индукцией 1,3 Т формируется системой катушек с импульсным питанием — по две катушки в индукторе. Такая структура выбрана из соображений подавления раскачки колебаний полноразмерности и размера сечения электронно-ионного кольца^[6]. Амплитуда тока в катушке 2 кА, длительность импульса тока (полусинусоида) 180 мкс.

Внешний вид первого рабочего варианта секции ЛУЭК-20 приведен на рис.8. Магнитные измерения показали, что относительные отклонения величины B_z на длине секции не превышают 4% и могут быть уменьшены введением корректирующих элементов в схему питания.

В секции сформировано электрическое поле с напряженностью $E_{\parallel} = 10$ кВ/см. Все системы ускоряющей секции прошли комплексные испытания на частотах до 15 Гц.

Впрыск отвода тепла (~200 кВт) был решен применением двухконтурной водомасляной системы охлаждения. При этом в оконечных ступенях сжатия, где из-за эффекта наведенных токов в размороженных катушках невозможно применение трубчатого проводника, охлаждение осуществляется трансформаторным маслом, прокачиваемым непосредственно сквозь объем катушек.

Для инжекции атмосферных потоков в кольцо был разработан ряд источников, позволяющих в совокупности использовать в качестве рабочего вещества как газы, так и любые твердотельные вещества. В таблице 1 приведены параметры источников.

ЛУЭК-20. Линейный индукционный ускоритель электронно-ионных колец ЛУЭК-20 состоит из 10 ускоряющих секций по 36 индуктора в каждой и переходных камер, предназначенных для вакуумной откачки и установки элементов диагностики колец. Индукторы

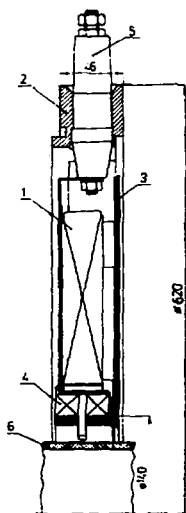


Рис.6. Индуктор ЛУЖ-20.

1 - сердечник; 2 - корпус; 3 - диск крепления;
4 - катушки; 5 - ввод; 6 - трубка.

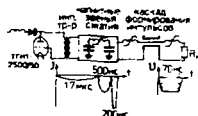


Рис.7. Модулятор ЛУЖ-20.



Рис.8. Секция ЛУЖ-20.

АСУ ЮТИ-20. Существующая система управления ^{7/}, которая в перспективе будет объединять вокруг мини-машины несколько микро-ЭВМ, разбивается на подсистемы: аларм - подсистему измерения параметров, подсистему измерения временных интервалов, подсистему отображения информации, связи с оператором и др. Структура системы - звездчатая с мини-ЭВМ (ЦА) в центре и радиально расположенными микро-ЭВМ периферийных модулей (ПМ). В качестве ЦА выбрана СИ-4, ПМ базируются на ЭВМ "Электроника-60".

В настоящее время создана и эксплуатируется первая очередь системы, заложены основы организации многомашинного комплекса, распределены функции между ЭВМ, заложены основы протокола обмена различными уровнями, командного языка оператора, архива и справочной системы, реализованы алгоритмы сбора, обработки и отображения информации для различных систем ускорителя.

Параметры ионного пучка на выходе ЮТИ-20.

После разделения электронной и ионной компонент на выходе ЛУЖ-20 ионный пучок сложившийся. В пространстве скоростей ионы занимают торoidalный объем,

что связано с замкнутостью ионов, которые рождаются в сильном магнитном поле с тороидальным (практически дуговым) скоростями.

Торoidalная форма пучка в фазовом пространстве приводит к специфическому фазовому "портрету" ионов в декартовых координатах в $X, X' - Y, Y'$, приведенному на рис.9.

Основные характеристики ЮТИ-20 приведены в таблице 2.

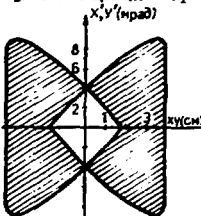


Рис. 9.

Таблица 2.

Основные проектные характеристики КУТИ-20

Энергия ускоренных ионов	- 20 МэВ/ион.
Средняя цикличность f	- до 15 Гц
Интенсивность при $f = 15$ Гц	
по ксенону	- $7,5 \cdot 10^{11}$ ион/с
по урану	- $4,5 \cdot 10^{11}$ ион/с
Отношение зарядности к массе	
ксенон	- 0,15
уран	- 0,14
Радиус ионного кольца	- 4 см
Полуразмер сечения ионного кольца	- 2 мм

Палатка с пучком комплекса СИЛУНД-20-адгезатор

Определяющими параметрами для формирования плотных электронных колец являются размер, эмиттанс и энергетический разброс пучка, формируемого ускорителем СИЛУНД-20. Измерения проводились как непосредственно на выходе ускорителя, так и на первом обороте в магнитофокусирующем магнитном поле адгезатора. Исследования на выходе ускорителя показали, что эмиттанс 500 А тока пучка не превышает 25 мрад·см (при полном токе 1000 А). Использование метода лопатных моментов

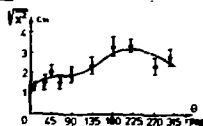


Рис. 10.

функции распределения B/ρ позволяло по поведению отгибающих пучка на первом обороте (рис.10) восстановить эмиттанс и энергетический разброс пучка, прошедшего в камеру адгезатора. Соответствующие параметры оцениваются как:

$$\mathcal{E} = (34 \pm 12) \pi \text{ мрад·см}; \quad \frac{\Delta E}{E} = (2,2 \pm 1,6)\%.$$

Не менее важным параметром является стабильность пучка. В связи с применением в схеме скатки модулятора СИЛУНД-20 пассивных коммутаторов (нелинейных дросселей) амплитудные нестабильности питающих напряжений трансформируются во временную нестабильность выходного импульса. Для СИЛУНД-20 нестабильность высокого напряжения 1% вызывает временной разброс импульса на индукторах 20 нс. Введение системы стабилизации зарядного напряжения с точностью $\pm 0,03\%$ позволяло уменьшить нестабильность до 2 нс, что при длительности импульса 30 нс является удовлетворительным.

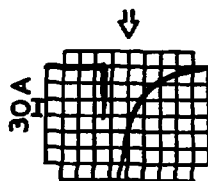


Рис. 11.

В настоящее время с целью снижения нестабильности когерентных углов и смещений пучка и их последующего подавления проводится работа по стабилизации фокусирующего магнитного поля с точностью 0,1%.

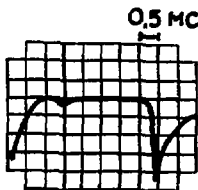


Рис. 12.

На рис.11 приведена осциллограмма захваченного тока на равновесную орбиту, полученная с помощью индукционных датчиков (модифицированного поляса Роговского). Временной спад обусловлен постоянным времени интегрирования датчиков. Стрелкой отмечен момент времени, в который производилась калибровка. Ток в 100 А соответствует

$5 \cdot 10^{12}$ электронов в кольцо. В настоящее время проводятся работы по оптимизации процесса инжекции.

Наличие близлежащих металлических стенок может привести к поперечной когерентной неустойчивости кольца [9]. Экспериментальные исследования показали наличие этого эффекта, и вместе с тем позволили определить допуск на несоблюдение плоскостности симметрии камеры и магнитной системы. При числе электронов $(5 \cdot 7) \cdot 10^{12}$ он составляет ~ 1 мм.

Оптимизация H -траектории в начале сжатия электронного кольца позволила существенно уменьшить потери электронов в резонансах $Q_z = 0,5$ и $Q_z - 2Q_z = 0$.

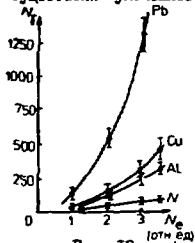


Рис. 13.

На рис. 12 представлена осциллограмма сигнала детектора тормозного излучения при сжатии электронного кольца в 4 ступенях. Последний пик соответствует разрушению кольца при разжатии на спадающей части тока 4-й ступени. Первый пик связан с потерями частиц при инжекции (длительность инжектируемого луча превышает \sim в 3 раза время одного оборота). Видно, что потери интенсивности кольца при сжатии не превышают 10-20%.

Размеры сечения кольца на минимальном радиусе, измеренные по синхротронному излучению, составляют $a_z \approx 3$ мм, $a_r \approx 2$ мм.

Первые эксперименты по инжекции струи ионов тяжелых ионов (полученные с помощью лазерного источника)

в кольцо, показали, что образующиеся в результате ударной ионизации ионы захватываются и удерживаются в потенциальной яме электронного сгустка. На рис. 13 представлена зависимость выхода тормозного излучения электронов на ионах различных элементов от интенсивности электронного компонента. Параболический характер кривых свидетельствует о наполнении ионов в кольцо, так как величина N_γ в этом случае пропорциональна произведению $N_i N_e \sim N_e^2$ (N_i — числа ионов и электронов соответственно).

Литература

1. Сб. "Ускорительный комплекс тяжелых ионов в ОИЯИ". ОИЯИ, Р9-83-613, Дубна, 1983.
2. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. А., Атомиздат, 1979.
3. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-83-862, Дубна, 1983.
4. Долбилев Г.В. и др. ОИЯИ, Р9-83-307, Дубна, 1983.
5. Венгров Р.А., Муракин В.В., Лавличев Ю.С. Генератор ускоряющего напряжения линейного индукционного ускорителя. Авт. св. СССР №600751, ОИЯИ, 1976, № 12, с.244.
6. Казаринев Н.Ю., Казака В.И. ОИЯИ, Р9-83-148, Дубна, 1983.
7. Дубовик Л.В., Инкин В.Д., Саенко Т.П. ОИЯИ, Р9-83-223, Дубна, 1983.
8. Демеников А.Д., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, Р9-10620, Дубна, 1977.
9. Алексахин В.И., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, Р9-12335, Дубна, 1979.

□

СИЛЬНОТОЧНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ В ОБЛАСТИ
РЕЛЯТИВИСТСКОЙ СВЧ-ЭЛЕКТРОНИКИ И КОЛЛЕКТИВНЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ

Г.И.Бацких, Л.Н.Казанский, А.А.Кузьмин, Р.А.Мещеров, А.А.Орешин,
В.С.Рыбалко, В.Д.Сажин, В.Д.Селезнев

Московский радиотехнический институт АН СССР

В последние годы растет интерес к применению сильноточных релятивистских электронных пучков (СЭП) микросекундной длительности для исследований в области релятивистской СВЧ-электроники /1/ и коллективных методов ускорения /2/. Исследования по этим направлениям, ведущиеся в нашей стране во многих академических и вузовских организациях, показывают, что для дальнейшего прогресса необходимо увеличение мощности и энергии ускорителей и повышение качества пучков. В связи с этим в МРТИ АН СССР созданы и введены в работу два ускорителя мегавольтового диапазона, кратко описанные ниже.

Первый ускоритель используется для исследований и отработки релятивистских СВЧ генераторов Института прикладной физики АН СССР. Ускоритель выполнен по обычной схеме (см. рис.1). Генератор Аркадьева-Маркса (ГИН,1) служит для непосредственного питания электронного диода с магнитной изоляцией (2). Трубочный электронный поток, создаваемый взрывозамесным катодом, транспортируется магнитным полем секционированного соленоида (3), который питается от мощной конденсаторной батареи (4). Оконечная камера (5) служит для лог-осциллографа и метрики излучения установленного в электропроводе (6) СВЧ-генератора. Ближний к прямоугольному импульсу напряжения на диоде формируется за счет быстрого действия и малой индуктивности ГИНа /3/, большой постоянной времени τ разряда и использования срезавшего разрядника - СР (7) триггерного типа /4/. ГИН и СР разработаны ИЭС СОАН СССР. ГИН набирается из нескольких (от 1 до 20) идентичных секций, каждая из которых выполнена в виде автономного ГИНа. Синхронная параллельная работа секций надежно обеспечивается благодаря высокой стабильности их срабатывания при запуске от общей системы поджига - разброс времени срабатывания не более 20 нс /3/. ГИН, СР и изолятор диода установлены в экранирующем металлическом корпусе и изолируются трансформаторным маслом. Секции ГИНа подсоединяются к корпусу вертикально и соединяются внизу общим электродом, который соединен с диодом масляноизолированным коаксиальным кабелем. Электропрочность системы выше 3 МВ при длительности ~1 мкс. Катоды соленоида имеют стеклотекстолитовый бандаж, что позволяет получить в апертуре ϕ 240 мм поле до 8-9 Тл, при длительности импульса 20-30 мс. Конденсаторная батарея (7.2 МДж, 5 кВ) секционирована на 300 блоков, каждый из которых снабжен тиристорным коммутатором и последовательной RL-цепью, обеспечивающей защиту от коротких замыканий.

Электронно-оптическая система ускорителя приведена на рис.2. Кромочный катод из графита ϕ 40 x 1 мм (1) расположен в слабой "магнитной пробке" $B_k/B_{tr}=0,8-0,9$. Ток пучка определяется диаметром сменной анодной вставки (2). СВЧ-генератор (3) и упор (4) защищают от попадания пучка на их стенку графитовой диафрагмой (5), пучок сбрасывается на графитовый коллектор (6). Геометрия силовых линий магнитного поля путем подбора тока в катушках согласована с раствором рупора. Ток пучка измеряется тремя шунтами (Ш1 - Ш3), наборы P1n-диодов (Д1-Д4 и Д5-Д8) служат для контроля потерь пучка на диафрагме и в рупоре.

Ускоритель в настоящее время работает с параметрами: 1,2-1,5 МэВ, 7-10 кА, 0,5 мкс, вакуум $2 \cdot 10^{-5}$ Тор, магнитное поле 2-3 Тл. На рис.3 приведены характерные осциллограммы импульсов напряжения и тока и обскуризма пучка ($\delta 36/40$ мм) на экране, установленной на выходе рупора.

Второй ускоритель предназначен для экспериментальных исследований коллективных методов ускорения ионов в релятивистских СЭП применительно к задаче создания компактных импульсных источников медленных нейтронов /5/. Блок-схема ускорителя аналогична рис.1. ГИИ с выходным напряжением 1,5-2 МВ и энергоемкостью 0,1 кДж создан на базе ГИИ-а модуля установки "Ангара-5" /6/. Для ГИИ-а разработана схема формирования высоковольтных импульсов с длительностью плоской вершины ~ 10 мкс, в которой каждый каскад выполнен в виде искусственной формирующей линии с индуктивностью, в 2-3 раза приведенного impedance нагрузки, а индуктивность первого звена линии заменена корректирующим RL-контуром (см.рис.4). Схема обеспечивает прямоугольный импульс с искажениями плоской вершины $< 5\%$, крутой фронт ($dU/dt < 0,1$) и вакуум эффективность ($> 50\%$) передачи энергии в нагрузку. ГИИ располагается горизонтально в цилиндрическом сосуде диаметром 3м и длиной 7м, который заполняется трансформаторным маслом.

Схема ускорителя показана на рис.5. Электронный диод имеет вертикальную конструкцию (диаметр 1,5-2,4 м, высота 4,5 м), в верхней части которой расположен высоковольтный ввод (1) и секционированный вакуумный изолятор (4), а в нижней - сфера катододержателя (3). Распределение электрического и магнитного поля в диоде симметризовано относительно сферы катододержателя, что исключает паразитные потоки электронов, уменьшает магнитное поле в области изолятора ($V_{из}/V_{пр} < 0,1$) и обеспечивает возможность генерации двух пучков, а также инжекции ионов вдоль одного из пучковых каналов. Магнитная система состоит из секционированных катушек (5), к которым может подключаться до 13 отдельных источников импульсного питания (конденсаторные батареи 3 600 мкФ, 40 кВ, 5 кВ с тиристорными ключами). Вакуумная камера (6) набирается из секций длиной 1,2 м и заканчивается боксом, в котором располагается цилиндр Фардея, камера Обскури или матрица на РИД-диодах. Обратный ток замыкается через лайнер (7), на котором расположены токочные пучки, электрические и магнитные зонды.

Для ускорителя создана автоматизированная измерительная система на базе микропроцессоров КЭ74МКП. Импульсные сигналы измеряются с помощью быстродействующих АЦП с частотой периодизации 10 МГц и 100 МГц и точностью 1-5%. Результаты измерений выводятся на графопостроитель, осциллоскоп с цифровым управлением и перфоленту для обработки накопленной информации на ЭВМ.

Основные эксперименты на ускорителе проводились без масляной изоляции при следующих параметрах: энергия - 0,4 МэВ, ток - 1 кА, длительность импульса - 10 мкс, вакуум - $5 \cdot 10^{-6}$ Тор, максимальное магнитное поле - 1,2 Тл. При тщательной настройке системы и магнитных полях, больших 0,3 Тл, обеспечивалась эффективность транспортировки трубчатых электронных пучков в малоапертурных вакуумных линиях (диаметр лайнера 50-70 мм), близкая к 100%.

На рис. 6 приведенное распределение магнитного поля в диоде и зависимость тока от положения катода. На рис.7 показаны характерные осциллограммы напряжения и тока пучка и поведение impedance диода во времени. Эксперименты показывают, что при формировании СЭП микросекундной длительности требуемая высокая стабильность параметров пучка в течение импульса и повторяемость от импульса к импульсу обеспечивается в том случае, когда используются трубчатые катоды относительно большого диаметра с последующей адиабатической компрессией размеров пучка в нарастающем поле. С целью отработки ряда перспективных схем коллективного ускорения в настоящее время на ускорителе проводится экс-

перменты по возбуждению медленных циклотронных и плазменных волн при взаимодействии СВЧ с медленными структурами.

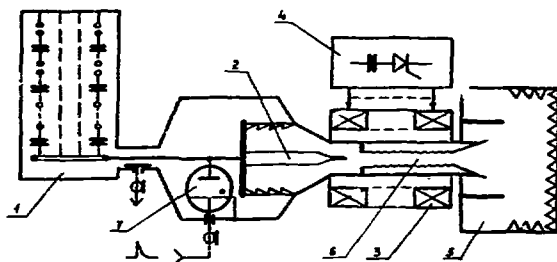


Рис.1. Блок-схема ускорителя.

1-ТЛН; 2-диод; 3-соленоид; 4-конденсаторная батарея;
5-камера; 6-СВЧ генератор; 7-резонансный разрядник.

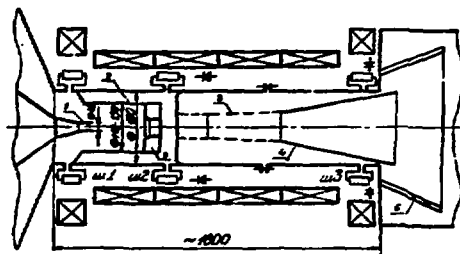


Рис.2. Эскиз электронно-оптической системы.

1-катод; 2-анодная аставка; 3 СВЧ генератор; 4-рупор;
5-диафрагма; 6-коллектор.

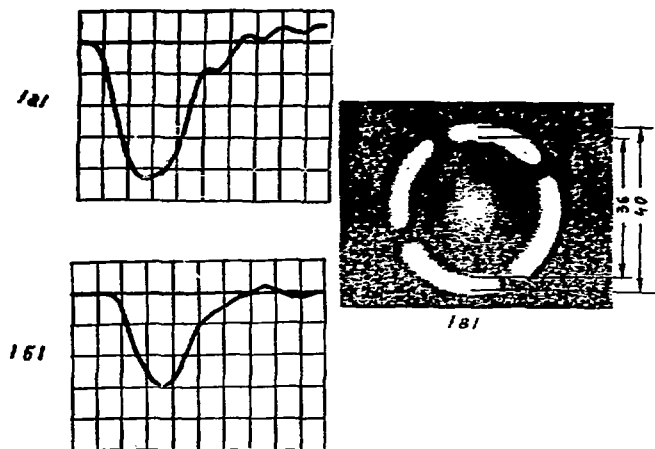


Рис.3. Осциллограммы импульсов:

- а - ускоряющего напряжения (350 кВ/дел. 0,2 мкс/дел.),
- б - полного тока пучка (3 кА/дел. 0,2 мкс/дел.).
- в - обскурграмма пучка в области генератора.

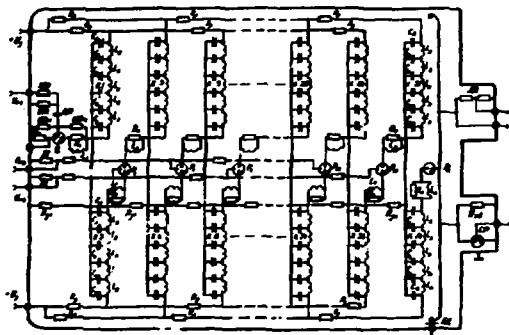


Рис.4. Принципиальная электрическая схема ПНЧ.

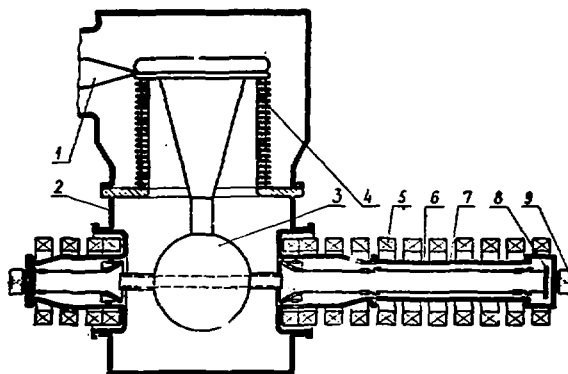


Рис.5. Схема ускорителя.

1-высоковольтный ввод; 2-электронный диод; 3-катододержатель;
4-сегментированный вакуумный изолятор; 5-катушка магнитной
системы; 6-вакуумная камера; 7-лайнер; 8-коллектор пучка;
9-камера облучения.

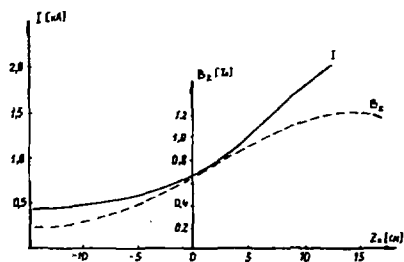


Рис.6. Распределение магнитного поля B_z в диоде и зависимость I от положения катода.

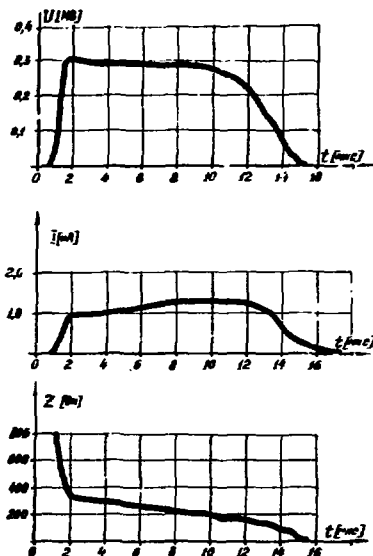


Рис.7. Зависимость напряжения U , тока I и импеданса Z от времени.

Л и т е р а т у р а

1. Релятивистская высокочастотная электроника, сб. под ред. А.В.Галюнова-Грекова, изд. МНЭ АН СССР, Горький, 1979, 1981, 1983.
2. Галюнович В.Г., Коломенский А.А. Известия вузов, физика, 1979, № 10, стр. 60
3. Бастраков А.Н., Воробьянико М.И., Ковальчук В.М. и др. "Генератор импульсов напряжения для мощных импульсных систем" - Тезисы докладов II Всесоюз. конф. по инж. проблемам термоядерных реакторов, с.133, Л., НВЭИАН, 1981г.
4. Бастраков А.Н., Ковальчук В.М., Копылов В.А. и др. ПТЭ, № 1, 1983г., с.83-85.
5. Васильев А.А., Кузмин А.А., Мещеров Р.А. и др. Импульсные источники медленных нейтронов на основе сильноточных ускорителей и накопителей, материалы 5-й конференции по нейтронной физике, ч.4, М., ЦНИИ Атоминформ, 1980, с.62.
6. Великов Е.П., Глухих В.А., Гусев О.А. и др. Ускорительный комплекс Ангара-5, Препринт Д-0301, Ленинград, НВЭИАН, 1975; Верушев Н.Г., Большаков Е.П., Вечерковский В.В. и др. ПТЭ, № 6, 1983г., с.14-19.

□

ИЗУЧЕНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТОВ ВСТРЕЧИ ОТ ПОЛОЖЕНИЯ РАБОЧЕЙ ТОЧКИ НАКОПИТЕЛЯ

А.Б.Темных

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В докладе представлены результаты измерений, которые были сделаны на накопителе ВЭПП-4, и которые отражают картину эффектов встречи на этой установке. Благодаря особенностям детектора ИД-1 [1] здесь имеется возможность быстро и с хорошей точностью измерять светимость установки L . Зная светимость, величину токов в пучках $J(-)$, $J(+)$ и частоту обращения f_0 , можно найти эффективную площадь области взаимодействия пучков

$$S = \frac{J(-) J(+)}{4\pi e^2 f_0} \frac{1}{L}.$$

В системе регистрации, которая используется на ВЭПП-4, имеются счетчики, регистрирующие тормозные γ -кванты, родившиеся в результате взаимодействия частиц пучков с атомами остаточного газа или со стенками вакуумной камеры в экспериментальном промежутке накопителя. В процессе работы было замечено, что уменьшение времени жизни позитронного тока из-за выхода частиц за апертуру накопителя по радиусу или по вертикали всегда сопровождается увеличением скорости счета тормозных фотонов. Это означает, что место, определяющее акцептанс накопителя, находится в пределах прямой видимости счетчика, фиксирующего тормозные фотоны со стороны позитронного сгустка.

По этой причине скорость потерь частиц из пучка и скорость счета тормозных фотонов оказались взаимосвязаны.

В экспериментах, результаты которых будут представлены ниже, измерялась зависимость эффективной площади области взаимодействия пучков S и зависимость скорости потерь частиц из позитронного сгустка от положения рабочей точки накопителя на частотной плоскости ν_x , ν_y . В процессе измерений (в дальнейшем этот процесс мы будем называть сканированием) рабочая точка "заметала" в плоскости ν_x , ν_y квадрат со сторонами $\Delta\nu_x \times \Delta\nu_y = 0,064 \times 0,064$. Шаг по ν_x , ν_y составлял $|\delta\nu_x| = |\delta\nu_y| = 1 \times 10^{-3}$. После каждого шага делалось измерение светимости (время набора статистики в одной точке составляло $\tau = 100 \text{ мс}$), скорости счета тормозных фотонов N_ϕ , токов в электронном $J(-)$ и позитронном $J(+)$ пучках, вычислялись величины $S = \frac{J(-) J(+)}{4\pi e^2 f_0 L}$, $F = N_\phi / J(-)$, которые запоминались для последующей обработки и вывода. Процесс сканирования был полностью автоматизирован и продолжался 15 мин.

"Машинные" резонансы

Ведущее магнитное поле любого накопителя имеет нелинейные компоненты, которые в конечном счете приводят к появлению "машинных" резонансов.

На рис.1 изображена частотная плоскость ν_x , ν_y со всеми резонансами, исключая синхротронные, до пятого порядка включительно ($m\nu_x + n\nu_y = k$, $|m| + |n| \leq 5$, m , n и k — целые числа), которые в принципе могли бы проявиться в наших экспериментах. На этом рисунке квадратом ограничена область, которую "заметала" рабочая точка в процессе сканирования, а также обычное положение рабочей точки накопителя ВЭПП-4. Для изучения "машинных" резонансов было

проведено сканирование с "микротокенами", т.е. токи в пучках были настолько малы, что эффектны встречи можно было заведомо пренебречь.

На рис.2 представлены результаты сканирования. Здесь по осям, лежащим в горизонтальной плоскости, отложены дробные части (тетрадных частот ν_z , ν_z . На рис.2а по вертикальной оси отложена эффективная площадь области взаимодействия пучков в от.ед., на рис.2б скорость счета тормозных фотонов, нормированная на ток позитронного пучка $F = \frac{dN}{dt}$ в ед. $\frac{сек}{mA}$. Как было отмечено выше, эта величина отражает скорость потерь частиц из позитронного пучка.

На рис.2а видны разностные резонансы связи: линейный $\nu_z - \nu_z = -1$ и 4-го порядка $3\nu_z - \nu_z = 16$.

На рис.2б, где приведена зависимость скорости потерь частиц из позитронного пучка от положения рабочей точки, видны одномерный резонанс 5-го порядка $5\nu_z = 48$ и суммовый резонанс связи $4\nu_z + \nu_z = 47$.

Таким образом видно, что в районе рабочей точки ВЭПП-4 проявляются все "машинные" резонансы до 5-го порядка включительно. Разностные резонансы связи проявляются как увеличение вертикального размера пучков, при этом время жизни не уменьшается. Одномерный резонанс $5\nu_z = 48$ и суммовый резонанс $4\nu_z + \nu_z = 47$ проявляются как увеличение скорости потерь частиц, выходящих за апертуру накопителя. При этом вертикальный размер пучков не изменяется.

Эффекты встречи

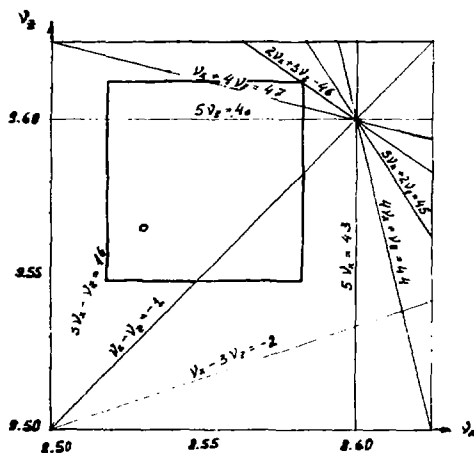
На накопителе ВЭПП-4, где имеется только одно место встречи, в движении частиц, взаимодействующих со встречным пучком, могут проявляться резонансы типа: $2m\nu_z + 2n\nu_z = K$, где m , n , K — любые целые числа, $p = 2|m| + 2|n|$ — порядок резонанса. Такое правило отбора обусловлено симметрией электростатического потенциала встречного пучка.

На рис.3 представлены результаты измерений при токах J (+) = 1,2 мА, J (-) = 5,8 мА. Величины параметров f_x , f_z , которые можно оценить, зная радиальный размер пучков, светимость и ток, были: $f_x \sim 0,009$, $f_z \sim 0,035$. При сравнении рис.3а и 2а видно, что, во-первых, увеличилась сила резонанса $3\nu_z - \nu_z = 16$. Во-вторых, появился разностный резонанс 6-го порядка $4\nu_z - 2\nu_z = 15$, которого не было на рис.2а. Увеличение вертикального размера пучка на этом резонансе составляет $\sim 30\%$.

Заметим, что на рис.3б, где приведена зависимость скорости потерь частиц из позитронного пучка, ни один из разностных резонансов в явном виде не проявляется. При сравнении рис.3б и 2б, где приведены зависимости скорости потерь из позитронного пучка в случае средних токов и "микротокен", соответственно, видно увеличение скорости потерь частиц на "машинных" резонансах $\nu_z + 4\nu_z = 47$ и $5\nu_z = 48$, а также появление новых, одномерных резонансов $\nu_z = 9,5716$, $\nu_z = 8,555$, $\nu_z = 8,571$. Увеличение скорости потерь частиц на "машинных" резонансах можно объяснить сложением резонансных гармоник от встречного пучка, которые возбуждают резонансы $2\nu_z + 8\nu_z = 94$ и $10\nu_z = 96$ с соответствующими гармониками от нелинейных компонент ведущего магнитного поля. Что касается появления новых одномерных резонансов, то можно было бы предположить, что они чисто пучковые. Если это так, то должны были бы проявиться и пучковые резонансы более низкого порядка. Однако их нет. Это отражено в таблице 2. Поэтому можно сделать вывод о том, что одномерные резонансы $\nu_z = 8,555$, $\nu_z = 9,571$ проявились только благодаря сложению резонансных гармоник от нелинейных компонент ведущего магнитного поля накопителя с соответствующими гармониками от встречного пучка.

Таблица I.

Резонанс		"Машинные" до 10-го порядка	Лучковый	Примечание
ν_x	8,571	7 $\nu_x = 60$	14 $\nu_x = 120$	есть
	8,562	-	16 $\nu_x = 137$	нет
	8,555	9 $\nu_x = 77$	18 $\nu_x = 154$	есть
ν_z	9,583	-	12 $\nu_z = 115$	нет
	9,571	7 $\nu_z = 67$	14 $\nu_z = 134$	есть



Р и с. I. "Машинные" резонансы. \circ — рабочая точка ВЭПП-4.

Таким образом, экспериментальные данные, представленные в настоящей работе, показывают, что на накопителе ВЭПП-4:

1. Проявляются все "машинные" резонансы до 5-го порядка включительно. Разностные резонансы связи проявляются как увеличение вертикального размера пучков. Суммовые и односторонние резонансы нечетного порядка проявляются как увеличение скорости потерь частиц из пучка.

2. При взаимодействии встречных пучков, во-первых, в районе рабочей точки ВЭП-4 получается сильный разностный резонанс $4\nu_A - 2\nu_e = 15$, который приводит к заметному увеличению вертикального размера слабого пучка. Во-вторых, увеличивается скорость потерь частиц из пучка на "мажорных" резонансах, а также благодаря сложению резонансных гармоник от нелинейных компонент ведущего магнитного поля с резонансными гармониками от пучка появляются новые резонансы.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность С.И.Митнену, Г.М.Тумайкину, А.А.Молену за большую помощь в проведении данной работы и полезные обсуждения.

Результаты сканирования

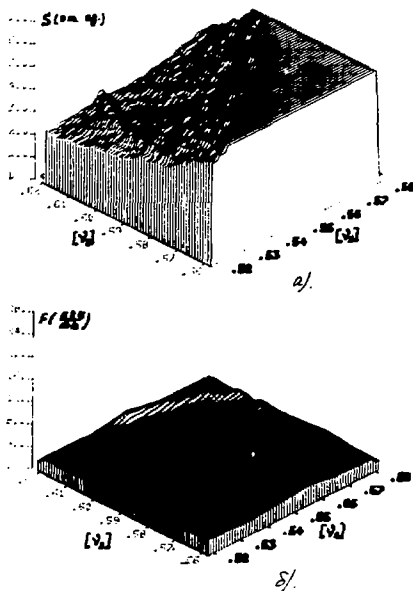
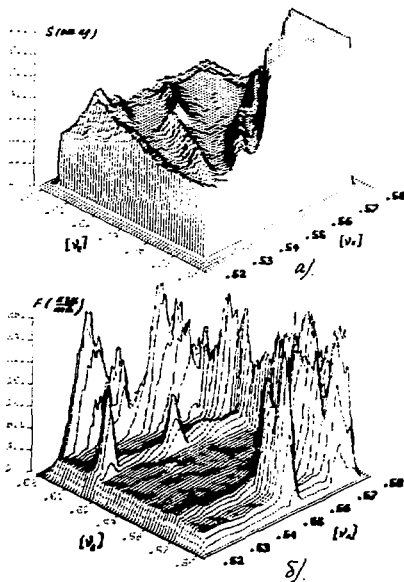


Рис. 2. Результаты сканирования при "микротонах" $J(\omega) = 0,72$ мА, $J(\omega) = 1,3$ мА.

- эффективная площадь области взаимодействия встречных пучков.
- скорость потерь частиц из позитронного пучка.

$I(-) = 5.8 \text{ MA}$ $I(+)=1.2 \text{ MA}$



Р и с. 3. Результаты сканирования при средних токах $I(+)=1,2 \text{ MA}$,
 $I(-) = 5,8 \text{ MA}$ ($f_+ = 0,009$, $f_- = 0,035$).

- а) эффективная площадь области взаимодействия встречных пучков.
 б) скорость потерь частиц из позитронного пучка.

Л и т е р а т у р а

1. S.S. Baru et al. Proc. of the Int. Conf. on Instr. for Colliding
 Beam Physics. (SLAC, Stanford, 1982) p.241.

□

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИОДА С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ КИЛОАМПЕРНЫХ ТОКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ

А.В.Агафонов, А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев, И.И.Логачев, П.С.Михаев,
А.Г.Мозговой, Д.Б.Орлов, В.А.Папачичев, Т.А.Шелковенко

Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Получение в последние годы импульсных протонных пучков тераваттной мощности позволяет надеяться на их успешное применение в исследованиях по УТС с инерционным удержанием [1]. Однако на пути использования ионных пучков имеются трудности, связанные с их транспортировкой и фокусировкой. Компенсация пространственного заряда положительными ионами электронами позволяет транспортировать ионные пучки на заметные расстояния, однако с повышением плотности пучка при его фокусировке возможно возникновение неустойчивостей и микрофлуктуаций, увеличивающих эмиттанс пучка.

Ионные пучки отрицательных ионов обладают рядом преимуществ для использования в УТС. Так, их можно перезарядить на тонкой мишени или с помощью лазера в нейтральные атомы без существенного увеличения эмиттанса пучка и, следовательно, без ухудшения качества фокусировки. Для таких пучков наиболее естественной является схема т.н. баллистической фокусировки, позволяющая при достаточно малом эмиттансе пучка на входе получить острую фокусировку.

Первые экспериментальные данные, указавшие на возможность генерации интенсивных потоков отрицательных ионов, были получены при исследовании токов утечки в линии с магнитной изоляцией [2-4]. Теоретические исследования показали, что при реально достижимых концентрациях отрицательных ионов в катодной плазме ($n_e/n_p \approx 0,01$) возможно получение плотностей токов отрицательных ионов, лишь в 2 - 3 раза меньше предельных лентмюровских [5-8].

Эксперименты по получению отрицательных ионов проводились на ускорителях ЭРТ (энергия электронов $E = 600 - 1000$ кэВ, ток $I = 30 - 40$ кА, длительность импульса $T = 100 - 200$ нс) и "Импульс" ($E = 500 - 700$ кэВ, $I = 20 - 30$ кА, $T = 100 - 150$ нс.) Физического института им. П.Н.Лебедева АН СССР. Использовался диод простейшей геометрии - коаксиальный диод с магнитной изоляцией с замкнутым дрейфом электронов, что позволило добиться более стабильной работы диода. Центральное место в экспериментальных исследованиях занимает две проблемы: создание плазмы с необходимыми параметрами и диагностика ионного пучка. Простые оценки показывают, что для получения плотности тока 15 А/см^2 в импульсе длительностью 100 нс необходима плотность прикатодной плазмы 10^{15} см^{-3} , а плотность нейтрального газа - $10^{16} \pm 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Этим условиям удовлетворяет плазма, получаемая при пробое диэлектрика. Поэтому в диоде (диаметр катода 30-40 мм, анода - 60 мм) для получения плазмы применялся поверхностный пробой диэлектрика. Магнитная изоляция электронов осуществлялась аксиальным магнитным полем с напряженностью 10 - 19 кЗ.

Полный ток коаксиального диода с магнитной изоляцией состоял из тока отрицательных ионов, движущихся почти радиально, торцевого электронного тока с катода и токов утечки электронов с катода поперек магнитного поля из-за неидеальности магнитной изоляции. Поэтому для выделения тока отрицательных ионов была выбрана геометрия с дрейфовым пространством между анодом и камерой и обводом аксиального электронного тока мимо шунта, измеряющего поперечный ток

(рис.1). В аноде сделаны прорезы, заткнутые сеткой (прозрачность системы 35%). Электрические измерения дублировались измерением активности графита по реакции $^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma) ^{13}\text{C}$ с пороговой энергией 457 кэВ и периодом полураспада ^{13}C , равным 9,96 мин. Чтобы исключить активацию графита протонами, ускоренными на положительной волне напряжения, амплитуда импульса напряжения на диоде снижалась до 500 - 700 кВ, при этом амплитуда положительной части импульса была заведомо ниже порога реакции и составляла 150 - 300 кВ. Для контроля знака ионов по их отклонению в магнитном поле применялась секционированная графитовая мишень (рис. 2). Результаты этих экспериментов приведены в табл. 1.

Т а б л и ц а 1

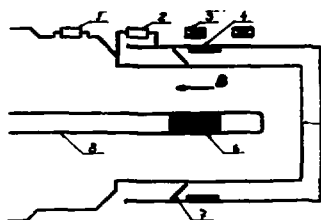
Токи, измеренные ядерной диагностикой в секциях мишени в разных выстрелах

I(A), четные секции	668	384	273	540	2564
I(A), нечетные секции	153	240	66	5	40

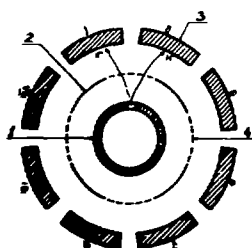
Для определения типа ионов в дрейфовом пространстве помещалась пленка из алюминизированного лавсана, а на аноде - диафрагма, вырезающая 4 щели шириной по 1 мм. На рис. 3 показаны следы H^- и H^+ , C^+ с меньшей энергией, соответствующей положительной части импульса напряжения.

Электрическая диагностика ионного тока затруднилась наличием токов утечки электронов и перезарядкой ионов. Оказалось, что утечки электронного тока через дрейфовое пространство отсутствуют в случае чисто металлического катода. При использовании диэлектрического катода электронный ток утечки явно регистрируется, если щели в аноде не заткнуты сеткой, а иногда и при наличии сетки. При очень интенсивном и неравномерном пробое диэлектрика ток утечки возрастает, поскольку плазма частично перекрывает анод-катодный промежуток. В связи с этим была разработана конструкция ионного пунта с фильтром, практически полностью устраняющим попадание на коллектор пунта электронов и протонов (рис. 4). Фильтр состоит из набора металлических пластин, расположенных под определенным углом к радиусу. Эти пластины образуют каналы, пропускающие H^+ , но задерживающие H^- и электроны, поскольку расстояние между пластинами, равное 4 мм, меньше ларморовского диаметра для электронов. Угол наклона пластин набирался из экспериментов по регистрации треков ионов на лавсановой пленке. Пластины фильтра выполняют также функции анода и сетки. Использование графитового коллектора позволяло дублировать электрические измерения ядерными по реакции с углеродом. В проведенных экспериментах показания ядерной и электрической диагностики совпадали с точностью до 1,5. Такой фильтр позволяет практически ликвидировать недостатки электрической диагностики, связанные с наличием утечек электронов и присутствием в плазме других типов ионов. Изменив угол наклона пластин, можно настраивать систему на получение ионов определенного сорта и знака, в частности, на отрицательные ионы фтора, поскольку в плазме, образованной на фторопластовом катоде, кроме ионов F^+ содержится значительное количество ионов H^+ , что было зарегистрировано ядерной диагностикой. На рис. 5 показан импульс напряжения на диоде и ионного тока.

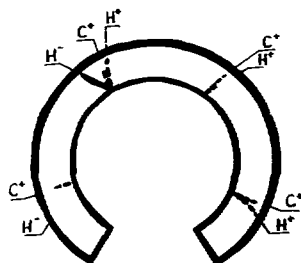
В наших экспериментах большое значение имело создание плазмы с необходимыми параметрами. Поэтому была проведена серия экспериментов для исследования качества пробоя диэлектрика. Были испытаны различные типы катодов. По конструкции и характеру пробоя их можно разделить на две группы: металлический катод, покрытый диэлектрической пленкой (с различной перфорацией поверхности, различной толщиной и из различного материала) и диэлектрический катод - вставка в разрыв металлического катодного потока. Исследования качества пробоя диэлектри-



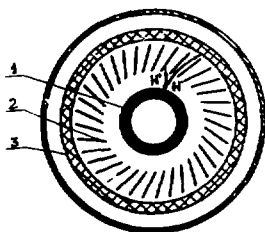
Р и с . 1. Схема эксперимента
1-шунт для измерения полного тока диода,
2-шунт для измерения ионного тока, 3-со-
леноид, 4-графитовая мишень, 5-анод, 6-ка-
тод, 7-пленка из алюминизированного лав-
сана



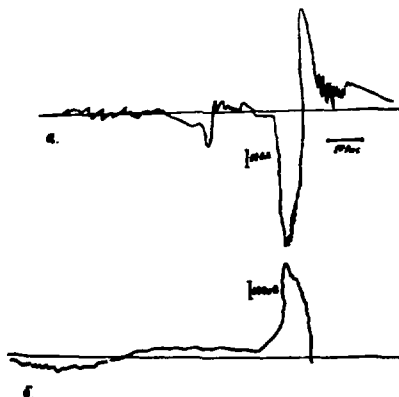
Р и с . 2. Схема эксперимента по
определению знака заряда ионов
1-катод, 2-анод, 3-сегментирован-
ная графитовая мишень.



Р и с . 3. Три иона на пленке из
алюминизированного лавсана.



Р и с . 4. Схема ионного шунта
1-катод, 2-фильтр, 3-графитовый
коллектор.



Р и с . 5. Осциллограммы ионного тока (а) и
импульса напряжения с предимпульсом (б).

ка и образовавшейся плазмы проводились на ускорителе "Импульс". Для оценки качества пробоя диод фотографировался в торцевой плоскости и измерялось изменение вакуума после выстрела. Оно дает значение $10^{16} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для случая, когда наблюдалась генерация Н⁻. Наличие в плазме отрицательных ионов контролировалось ядерной диагностикой и по следам на алюминизированном майларе.

Пробой металлического катода, покрытого слоем полиэтилена, с перфорацией происходил, как правило, пятнами, занимавшими лишь небольшую часть поверхности катода. Газоотделение при этом было небольшое, следы на лавсановой пленке и активации графита отсутствовали. Такой же фторопластовый катод пробивался более равномерно и на большей части поверхности. При использовании катода - диэлектрической вставки наблюдалось сильное свечение, занимающее от 2/3 до всей поверхности вставки, причем пробой полиэтиленовой вставки всегда сопровождался большим газоотделением, а фторопластовой - малым.

Эксперименты показали, что сильное свечение плазмы, связанное с большим газоотделением и появлением отрицательных ионов, возможно только при наличии предвыпуска. На ускорителе "Импульс" предвыпуск составлял 35 - 37 кВ при длительности ~ 1 мкс. При устранении предвыпуска активации и следов на майларе не наблюдалось, вакуум не портился, и свечения плазмы практически не было. Отметим, что один предвыпуск, при срезании основного импульса, вакуума не портил. По-видимому, его роль сводится к образованию редкой плазмы, остающейся за время ~ 1 мкс при расширении и служащей "затравкой" для более мощного пробоя с большим выделением газа на основном импульсе. Эксперименты по пробоям различных диэлектрических катодов были повторены при увеличенном на 30% предвыпуске (50 кВ). С ростом предвыпуска пробой как диэлектрической вставки, так и катодов, покрытых слоем диэлектрика, происходит интенсивнее, но более стабильно. Однако даже в этом случае диэлектрическая пленка пробивается пятнами. Все эксперименты на ускорителе ЗФТ выполнены с катодом, покрытым слоем диэлектрика (значительно больший предвыпуск 100 - 150 кВ обеспечивал хороший пробой). На ускорителе "Импульс" обычно использовалась диэлектрическая вставка в разрыв катодного потока, так как предвыпуски здесь меньше.

В проведенных экспериментах получены токи Н⁻ от 1 до 5 мА, при плотности тока $10 - 40 \text{ А/см}^2$. Точное значение трудно указать из-за неоднородности поверхностного пробоя диэлектрика. В дальнейшем предполагается создать пучку Н⁻ с фокусировкой пучка, перезарядкой Н⁻ в Н⁰ для получения острой баллистической фокусировки нейтронов на мишень.

Л и т е р а т у р а

1. Humphries S.Jr. Nucl. Fusion, 1980, Vol. 20, No. 12, p. 1549.
2. Van Devender J.P. et al. Appl.Phys.Lett., 1981, Vol. 38, p. 229.
3. Regan W. et al. J.Appl.Phys., 1982, Vol. 53, p. 3819.
4. Агафонов А.В., Лебедев А.Н., Орлов Д.Б. Письма в ЖТФ, 1981, том 7, стр. 1258.
5. Агафонов А.В. и др. ЖТФ, 1983, том 84, стр. 2040.
6. Агафонов А.В. и др. Тезисы докладов 5 Всесоюзного симпозиума по сильноточной электронике (Новосибирск, 21-24 мая 1984 г.), том II, стр. 54-56, Томск, 1984.
7. Агафонов А.В., Лебедев А.Н., Орлов Д.Б. Труды Совещания по проблемам коллективного метода ускорения. СИЯ, Д9-82-664, Дубна, 1982, с.218.
8. Kolesensky A.A. et al. Proc. 5th Intern. Conference on High-Power Beams (September 12-14, 1983, San Francisco), p. 533, San Francisco, USA, 1983.



О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ МЕДЕННОЙ ДЕНДРИТОВОЙ ВОЛНОЙ В РЕЛЯТИВИСТСКОМ ЭЛЕКТРОННОМ ПУЧКЕ

А.Г.Бонч-Осмоловский, К.А.Реметанкова

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Известно, что наибольшие трудности в решении проблемы ускорения многозарядных ионов связаны с начальным этапом ускорения, когда скорости ионов очень малы и непосредственное использование обычных резонансных структур сильно затруднено. Кроме того, в существующих системах практически невозможно достижение высокого темпа ускорения ионов. Для решения этой проблемы представляется интерес предложение по использованию мощных коллективных полей, возникающих в сильноточных релятивистских пучках, например, при взаимодействии с замедленными структурами [1], [2].

В предыдущих работах [3] было показано, что при определенных условиях релятивистский электронный пучок резонансно взаимодействует с замедленной электромагнитной волной, возбужденной в структуре внешним в.ч. генератором. При этом в пучке возникает сильная модуляция плотности, перемещающаяся вдоль оси пучка со скоростью, близкой к фазовой скорости волны, и генерируется ленгмювская волна, амплитуда которой при умеренных параметрах пучка достигает (20-30) МВ/м.

На начальном этапе рост поля происходит линейно с "инкрементом" $G = \frac{1}{E_0} \frac{dE}{dt}$ $= \frac{\pi}{a} q$, где $q = \frac{J_0}{\pi a^2} \frac{\lambda^2 r^2}{c^2 \beta^2 \gamma^3}$, λ - длина волны в структуре, a - радиус пучка, $r = \frac{c}{v}$ - релятивистский фактор пучка в системе покоя волны, $\beta = \frac{v}{c}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ - фазовая скорость волны, $r = (1-\beta^2)^{-1/2}$, $v_0 = \beta_0 c$ - скорость пучка, $J_0 = \frac{e n_0 c}{4\pi} = 17$ кА.

В данной работе исследуется предельная возможность использования этого механизма для захвата волной многозарядных ионов и ускорения их до энергий, достаточной для инжекции в тандемный синхротрон ($W \geq 10$ МэВ/нуклон).

При этом не ставится цель дать результаты полного расчета конкретного варианта ускорителя, а лишь проиллюстрировать на примере с ускоренными параметрами перспективность соответствующих разработок.

Используются следующие исходные данные:

Таблица I.

W_0 (МэВ)	J_0 (кА)	a (см)	W_{i0} (МэВ/нуклон)	β_{i0}	Z/β	f (МГц)	E_{ext} (МВ/м)	β
0,65	3	1	0,25	0,022	0,25	60	1,5	0,04

Здесь W_0 , J_0 - энергия и ток электронов пучка, a - радиус пучка, W_{i0} , β_{i0} , $\beta_{i0} c$ - энергия и скорость инжектируемых ионов, eZ , A - заряд и масса иона, f - частота в.ч. генератора, $\beta_{ph} c$ - фазовая скорость волны в начальной части структуры, E_{ext} - напряженность внешнего (начального) поля.

На рис.1 показана зависимость амплитуды напряженности поля от длины участка возбуждения, полученная в результате численного решения волнового уравне-

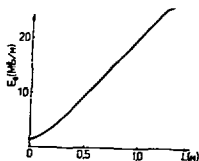


Рис.1

Как показано в [3], на линейной стадии

$$\phi = \phi_0 \frac{\gamma}{2} \psi \cos \psi, \quad (2)$$

где $\psi = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} l$, l - расстояние вдоль оси, $\phi_0 = \frac{\gamma e E_0 \lambda}{25 A \cdot 10^6}$ - потенциал внешнего поля, $\lambda = \beta \lambda_0$ - длина волны в структуре, E_0 - амплитуда напряженности внешнего поля.

Увеличение амплитуды поля приводит при соответствующей фазе к росту скорости частиц, что облегчает захват ионов волной. Для захвата необходимо, чтобы на конечной стадии $\beta_s = \beta$. Тогда при $C = \kappa_s \gamma (1 - \beta_s \beta) / \kappa_s'$, где $\beta_s > \beta$, из (1) следует

$$\phi_0 = \kappa_s' - 1. \quad (3)$$

Величина ϕ_0 связана с напряженностью поля соотношением

$$\phi_0 = \frac{\gamma e E_0 \lambda \gamma}{25 A \cdot 10^6}. \quad (4)$$

С учетом (3) и (4) для величины поля захвата получим:

$$e E_0 = \frac{A}{2} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \frac{10^6}{\gamma} (\kappa_s' - 1). \quad (5)$$

Для указанных выше параметров, когда $\kappa_s' = \kappa_s''$, $e E_0 = 16$ МВ/м.

В резонансном механизме, как видно из рис.1, поле может достигать величины ~ 20 МВ/м на расстоянии ~ 1 м. Следовательно, на длине $L \leq 1$ м обеспечивается захват волной $\sim 75\%$ ионов с $\frac{\gamma}{A} = 0,25$ при атомарной энергии ионизации.

Бегущая волна с малой фазовой скоростью распространения ($\beta = 0,02 \pm 0,05$) и большой амплитудой может быть, в принципе, создана при взаимодействии релятивистского электронного пучка с замедленной структурой типа спиральной волны, окруженной металлическим кожухом. Перейдем к обсуждению схемы ускорителя (рис.2).

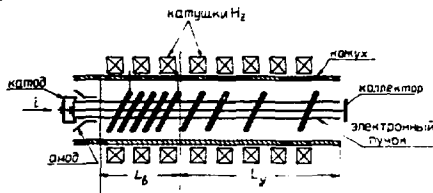


Рис.2.

Начальная часть ускорителя длиной L_e представляет собой участок возбуждения ленгмювской волны в пучке. На этом участке пучок проходит через спираль, в которой внешним В.Ч. генератором возбуждается волна с амплитудой ~ 1 кВ/м, фазовая скорость волны в холодной системе равна $\beta_e = 0,04 = \text{const}$, $\lambda = 20$ см., радиус спирали $r_m = 2$ см, радиус коаксиала $r_c = 2,5$ см, угол замотки спирали $\psi = 2,65^\circ$. Здесь должно выполняться резонансное условие:

$$\frac{k_z^2}{k_{\perp}^2} = 1 - q, \quad (6)$$

где k_z - радиальное волновое число в присутствии пучка, $k_{\perp} = \frac{2\pi}{\lambda_e}$, $\lambda = \lambda_0 \beta$, $\lambda_0 = \frac{c}{f}$, $\beta = \beta_e$. При указанных выше параметрах $q = 8$, $k_{\perp} = 0,313$, $k_z = 0,136$, $\lambda = 20,08$ см. В принципе возможен вариант, когда $q > 1$. Тогда радиальное распределение поля при наличии пучка заметно меняется, и поле усиливается по радиусу, например при $\alpha = r_m$ и $\beta' = 1$. Можно показать, что спад продольного электрического поля по радиусу спирали существенно усиливается, если релятивистский электронный пучок пропускается через остаточный газ (компенсированный пучок) или через плотную плазму.

Излучения ионов может производиться по-разному, например, через отверстие в катоде электронной пучки с временным разделением импульсов электронов и ионов или с помощью поворотного магнита. При $A_e = \beta/2$ захват ионов в режим ускорения происходит в конце участка L_e . Возможен также вариант, когда скорость излучения ионов совпадает с фазовой скоростью волны ($A_e = \beta$). В этом случае эффективность захвата ионов может быть увеличена. Далее следует участок ускорения ионов (L_y). Здесь амплитуда ускоряющего поля постоянна и равна величине в конце участка возбуждения, а фазовая скорость в результате изменения геометрии системы (угол намотки спирали) возрастает (при $\beta_e = 0,15$, $\psi = 7,6^\circ$), и ионы увеличивают энергию с темпом, который может достигать ~ 5 МэВ/м.пучка.

Расчеты показывают, что общая длина ускорителя на энергию 20 МэВ/пучка составит $L = L_e + L_y = 5$ м.

Таким образом, предварительное рассмотрение процесса захвата и ускорения многозарядных ионов медленной ленгмювской волной в релятивистском электронном пучке показывает, что в принципе возможно при умеренных параметрах электронного пучка, замедляющей структуры и В.Ч. генератора создать компактный ускоритель-инжектор ионов на энергию ~ 10 МэВ/пучка со значительным средним током ионов.

Л и т е р а т у р а

1. Nation Jet et al. In: Proc. IV Int. Top. Conf on High - Power Electron and Beam. Palaiseau, 1981, v2. p. 667.
2. Галамович В.Г., Коломенский А.А. Изв. вузов. Физика, 1979, 22, с.59.
3. Bosh-Osmolovsky A.G., Reshetnikova K.A. In: Proceed. of the 12th Intern. Confer on High - Energy Acceler. 1983, p.812; Дубна, 1984.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ПУЧКОВ Н⁺ В ОТРАЖАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМАХ

В.М.Быстрицкий, И.Е.Краски

ИИИ ЯЭ при Томском политехническом институте

Введение

Крупные успехи сильноточной импульсной технологии за последние десять лет привели к формированию и развитию нового направления ускорительной физики — генерации мощных ионных пучков (ИМП) в нано- и микросекундном диапазонах длительностей на уровнях мощности до 10^{12} Вт. Источником таких ионных пучков, как правило, является плазма, образуемая тем либо иным методом на аноде или в анод-катодном пространстве. В любом случае речь идет о пучках положительных ионов. И то же время в работах [1-3] было показано, что при достаточно высоких содержаниях ионов Н⁺ в поверхностной катодной плазме ($n_{H^+}/n_e \approx 0,05 \div 0,1$) в магнитно-ионизированных диодах (ИИД) при больших значениях $B/B_{кр} \approx 5 \div 10$ (здесь $B_{кр}$ — значение критического магнитного поля) можно получать пучки ионов Н⁺ с плотностью порядка чайлд-ленгмювской, т.е. десятки ампер с квадратного сантиметра. Возможность расширения импульсной технологии на пучки отрицательных ионов водорода чрезвычайно привлекательна, т.к. ее реализация открывает путь к получению сильноточных пучков нейтралов.

В связи с тем, что выход Н⁺ в ИИД находится в сложной зависимости от целого ряда параметров (концентрация n_{H^+}/n_e , значений $B/B_{кр}$ и потенциалов анода) для оценки величины n_{H^+}/n_e , нами были выполнены первые эксперименты по генерации пучков Н⁺ в отражательном тетроде. В этой геометрии концентрация ионов Н⁺ в катодной плазме может быть определена из простого соотношения $K = (J_i / J_e) (m_i / m_e)^{1/2}$ где J_i и J_e — ионный и электронный компоненты тока соответственно. В диагностических целях был использован режим тандем-ускорителя с перезарядкой.

Экспериментальная часть. Схема ионного диода приведена на рис. 1 а, б. В первой части экспериментов диод был отделен от формирующего элемента предимпульсным разрядником, малая емкость которого обеспечивала подавление зарядного предимпульса. Ионный диод представлял из себя тетрод с пленочно-сеточным волюм анодом диаметром 100 мм. Тонкая извоянная пленка толщиной от $0,33 \mu\text{m}/\text{cm}^2$ до $2,6 \mu\text{m}/\text{cm}^2$ устанавливалась со стороны реального катода диаметром 50 мм (рис. 1а), либо в магнитной плоскости анода вплотную к сетке (рис. 1б). Тетрод являлся нагрузкой ускорителя "ИЕРА" [4] с рабочими параметрами: $\Psi_A = (500 \div 700) \text{ кВ}$, $T_H = 60 \text{ нс}$, $p = 7,8 \text{ Гн}$. Внешнее аксиальное магнитное поле с индукцией 0,3 Т, что составляло около $2 B_{кр}$, создавалось двумя катушками. Длительность магнитного поля (четверть периода) — 25 нс. Рабочий вакуум в диоде был не хуже $(2-3) \cdot 10^{-6} \text{ мм рт.ст.}$

На катоде диода укреплялась полиэтиленовая пластина толщиной 2 мм с сеткой отверстий диаметром 1,6 мм, являвшаяся источником протонов. Последовательность работ устройства была следующей. При поступлении на анод высоковольтного импульса положительной полярности и генерации на поверхности катода взрывомоссионной плазмы в области катод-анод-виртуальный катод формировались ос-

циркулирующие потоки электронов. Отрицательные ионы водорода, пройдя ускоряющую разность потенциалов в первом ускоряющем зазоре, перезаряжались в анодной пленке, теряя при этом часть энергии. Толщина пленки $\sim 0,33 \text{ мкг/см}^2$ соответствует полному пробегу протона с энергией $E_p \approx 160 \text{ кэВ}$. Образовавшиеся в результате перезарядки H^+ повторно ускорялись во второй положительной тетроде, приобретая суммарную энергию в диапазоне $(0,6 \div 1,2) \text{ МэВ}$, что выше порога реакции $^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{13}\text{N}$, используемой в качестве диагностики. Измерение выхода этой реакции из полиэтиленовой или графитовой пленки позволяет оценить поток H^+ и их относительную концентрацию в прикатодной плазме.

В рассматриваемом диоде основным источником сторонней активности ионизирующей излучения, не связанной с потоком H^+ , могли быть протоны, ускоренные из анодной плазмы, (в том числе и коллективного происхождения) в сторону виртуального катода. Концентрация и температура анодной плазмы зависели от способа ее формирования (пробой по поверхности, разогрев электронами), уровня электронного тока. Для подавления этой активности до уровня фона измерительной аппаратуры на аноде устанавливались сетки с прозрачностью 0,85 мкдаль, размещенные так, как показано на рис. 1 а, б. Сетки уменьшали провисание потенциала в электронном потоке до единиц киловольт, и тем самым уменьшали скорость движения плазмы к диодному зазору и эффективность прямых и коллективных процессов ускорения. Основное ускорение отсутствия протонов, ускоренных из анодной плазмы, $I_A > U_H^+ I_H^+$ для $U_H^+ < 10^8 \text{ см/с}$, удовлетворялось при $I_A \geq 6 \text{ см}$, где I_A — полная длина анода.

Выход ^{13}N измерялся стандартным спектрометром $\gamma\text{-}\gamma$ совпадений со средним порогом чувствительности (превышение над уровнем фона на диодную среднеквадратичную ошибку) $1,2 \cdot 10^3$ ядер ^{13}N , что в пересчете на протоны с энергией в диапазоне $(0,5 \div 1,5) \text{ МэВ}$ соответствует $1,6 \cdot 10^{12}$ протонов.

В первой группе экспериментов были выполнены контрольные измерения фонового активационного выхода в тетроде без полиэтиленового покрытия катода (алюминий, нержавеющей сталь), с различным числом сеток на аноде, а также без них. Эксперименты показали, что при общем фоне спектрометра на уровне $(7 \div 3) \text{ мп/100 с}$ средний выход ^{13}N за счет ускоренных из анодной плазмы протонов в геометрии 1а с одной сеткой на аноде составлял $620 \pm 250 / 100 \text{ с}$, что соответствует среднему потоку протонов на уровне $(2 \div 3,5) \cdot 10^{14}$. Выход этих протонов не зависел от типа катодного покрытия и слабо зависел от толщины анодной пленки вплоть до толщин, заведомо превышающих пробег протонов с энергией $(0,5 \div 1) \text{ МэВ}$, что исключало возможный вклад H^+ в измеренную таким образом активность за счет протонов из анодной плазмы. При установке дополнительных сеток на аноде со стороны виртуального катода выход ^{13}N в этой геометрии уменьшился, и для $N \approx 3$ он достигал уровня $(10 \div 14) / 100 \text{ с}$, что свидетельствовало о подавлении коллективных процессов ускорения и выхода плазмы в диодный зазор благодаря значительному уменьшению провисания потенциала в электронном потоке внутри анодной полости. Здесь необходимо отметить, что при использовании в этом случае тонкой пленки $\sim 0,33 \text{ мкг/см}^2$, вклад в активацию мог быть связан и с адгезированным парами масла на поверхности катода.

Вторая группа экспериментов была выполнена с анодом, состоящим из пленки толщиной $0,33 \text{ мкг/см}^2$, 3 сеток и катодом, покрытым слоем полиэтилена в геометрии рис. 1а. При уровне полного тока в диапазоне $(10 \div 20) \text{ кА}$ средний выход H^+ в этих условиях составил $(14 \pm 6) / 100 \text{ с}$. Больной статистический разброс результатов и незначительное превышение над фоном позволяет оценить лишь верхнюю границу потока ионов H^+ (с учетом полной прозрачности трех сеток $0,5$) на уровне $(1 \div 3) \cdot 10^{12}$, что в пересчете на полный ток H^+ и плотность тока не превышает $(2 \div 6) \text{ и } (0,1 \div 0,4) \text{ нА/см}^2$ соответственно.

Третья группа экспериментов была выполнена с анодом, представленным на рис. 1б и закороченным: предвзвешиванием, так что перед основным импульсом в течение 250 нс к аноду был приложен предимпульс с амплитудой порядка 50 кВ. Средний уровень фона в этой геометрии анода (6 ± 3) /100 с определялся с катодом: без положительного покрытия при установке пленки толщиной 1.4 мкг/см^2 в медленной плоскости анода шло к сетке. Средний активационный выход при установке положительного покрытия на катод и тонкой пленки толщиной 0.33 мкг/см^2 на аноде вместе толстой ($d_{\text{A-K}} = 23 \text{ нм}$, $J_e = (10 \pm 16) \text{ кА}$ составил $(13 \pm 6) \text{ ким/100 с}$.

Эти результаты эквивалентны приведенным выше для конфигурации анода 1а.

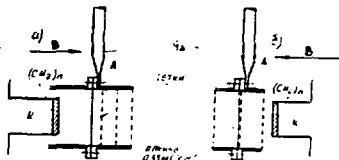
Для сравнения укажем, что значения плотности ионного тока Чапмид-Чендлера в наших экспериментальных условиях составили $(16 \pm 25) \text{ А/см}^2$ для различных значений анод-катодного зазора. Используя вышеприведенное выражение для n_{H}/n_e и значение электронного тока, можно оценить содержание H^+ в плазменной области на уровне $(0.5\pm 2) \%$.

Выводы. Полученное значение согласуется с данными других авторов [5], однако оказывается значительно меньше, чем $1/2 (n_{\text{H}}/n_e \approx 10 \%)$. Столь большая разница не может быть объяснена процессами перезарядки H^+ , поскольку сечение порядка 10^{-15} см^2 , т.е. в условиях нашего рабочего вакуума (не хуже 10^{-13} см^3) возможное уменьшение потока H^+ по этой причине не превышает один-десять процентов. Обращает на себя внимание то, что использование предимпульса также не повлияло на выход H^+ . Не было установлено явной зависимости относительного выхода H^+ от амплитудного значения тока ускорителя в диапазоне $(10 - 20) \text{ кА}$. Это может свидетельствовать о существенно различных условиях образования H^+ в отрицательных и магнитно-изолированных плазменных диодах и необходимости дальнейших исследований в этом направлении. Описанный метод диагностики H^+ перспективен и для использования в магнитно-изолированных системах. Существенное увеличение его точности (на один - два порядка) может быть получено при переходе к дейтерий - содержащему катодному покрытию (CD_2)_n, так как соответствующая диагностическая реакция $^{12}\text{C}(d, n)^{13}\text{C}$ имеет сечение, на два-три порядка больше в используемом диапазоне энергий, чем на протонах.

Л и т е р а т у р а

1. Van Devender J.P., Stinnett R.W., Anderson R.J. Appl. Phys. Lett., 1981, vol.36, No.4, p.229-231.
2. Агафонов А.В. и др. Тезисы докладов V Всесоюзного симпозиума по сильноточной электронике, ИСЭ, СО АН СССР, Томск, 1984, с. 54-56.
3. Агафонов А.В., Меледев А.Н., Орлов Д.Б. Исследования в АТЭ, 1981, т.7, в.20, с. 1256-1262.
4. Арбузов А.И. и др. Труды ИИИ им. М., Атомиздат, 1979, с.3-8.
5. Stinnett R.W. et al. IEEE Trans. on Plasma Sci., vol.13-11, No.3, 1983, p.216-219.

Рис.1а,б. Схема эксперимента.



□

О ВОЗМОЖНОСТИ МНОГОКРАТНОГО ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЬЦЕВ ДЛЯ УСКОРЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Е.И.Александрин, В.П.Саранцев

Объединённый институт ядерных исследований, Убона

Коллективный метод ускорения электронными кольцами [1] по-прежнему остается одним из наиболее обещанных способов ускорения ионов. Интенсивность ионного пучка, равная, например, в ускорителе КТИ-20 [2] $2 \cdot 10^{12}$ ионов урана в секунду, может быть значительно увеличена, если каждое электронное кольцо используется многократно. Такая возможность повышения ионного тока уже обсуждалась ранее [3,4]. В настоящей работе предлагается вариант коллективного ускорителя тяжелых ионов, позволяющий обойти трудности, присущие рассмотренным в [3,4] схемам. Предлагаемое устройство схематически изображено на рис.1. Его действие происходит следующим образом. Электронное кольцо, сформированное в адгезаторе 1 (динамического или статического типа) загружается ионами и выдерживается в "зале ожидания" 2 в течение времени, необходимого для достижения требуемой зарядности ионов. Затем срабатывают встречно-выключенные стартовые вилки 3, сдвигающие магнитный потенциальный барьер и выталкивающие электрон-ионное кольцо в область спадающего магнитного поля B_z , создаваемого (сверхпроводящим) соленоидом 4. Градиент магнитного поля выбирается с учетом требования удержания ионов в кольце:

$$B_z \approx - \frac{Z_e}{2} \frac{\partial B_z}{\partial z} \leq k \frac{Z+1}{Z} f \frac{2\pi c N_e}{\pi \beta_z v_z (a_{z,e} + a_z)}, \quad (1)$$

где Z_e - радиус кольца, $a_{z,e}$ - полуось его поперечного сечения,

$$f = \frac{Z N_i}{N_e}, \quad \frac{Z}{Z+1} = \frac{m_e A N_i}{m_e f N_e} \quad (2)$$

- факторы зарядовой нейтрализации и загрузки, β_z и f - азимутальная скорость (в единицах скорости света c) и релятивистский фактор электронов, $m_e N_i$ - массы электронов и нуклонов, N_e - число электронов в кольце и N_i - число ионов с массовым числом A и средней зарядностью Z , $k = 0,25 \pm 0,33$ - коэффициент запаса.

Пройдя участок ускорения, электрон-ионное кольцо попадает в область быстро нарастающего магнитного поля, создаваемого вилками 7, где ускорение (I) нарушается. Ионы "вытравливаются" из электронного кольца, которое, отдав значительную долю энергии ионам, будет совершать колебания с малой (по сравнению с длиной ускорения) амплитудой на дне магнитной потенциальной ямы. Для его воззареснения в "зал ожидания" служит искусственная замедляющая линия, вилки 5 и смещенности 6 которой помещены внутри соленоида 4. Распространяющийся по линии импульс тока создает движущийся магнитный "поршень", заталкивающий кольцо на горку магнитного поля. Связанная с импульсом тока вахревая э.д.с. увеличивает энергия электронов, полностью компенсируя затраты на ускорение ионов - в этом несложно убедиться, исходя из закона сохранения обобщенного момента количества движения. Ввиду малости скорости волны в линии ($v_d/c \leq 10^{-3}$) обес-

посчете адиабатичности перехвата кольца витками 3 не представляется проблемой.

Ниже сформулированы основные требования к геометрии статического магнитного поля, параметрам импульсной лампы, дана оценка возможных параметров конного луча на выходе ускорителя.

1. Геометрия статического магнитного поля должна обеспечивать уменьшение величин ускорения кольца в соответствии с падением ($\omega \tau_0^{-2}$) удерживающей лонной силы. В работе [5] найдено, что радиус электрон-ионного кольца изменяется при ускорении в спалающем поле как

$$r_e(z) = r_{in} \sqrt{B_{zin}/B_e(z)}, \quad (3)$$

а скорость продольного движения при загрузках $\dot{z}_{in} \gg 1$ - согласно соотношению

$$\beta_e^2 = \frac{z}{\dot{z}_{in}} (1 - \sqrt{B_e(z)/B_{zin}}), \quad (4)$$

где индексом "in" помечены значения величин перед началом ускорения. Из

(1) и (3) следует [6]:

$$B_e(z) = B_{zin} (1 - \alpha z)^2, \quad \alpha = k f \frac{2\nu}{\beta_{ef}^2 a_{in}}, \quad (5)$$

где $\nu = e^2 N_e / (2\pi r_e m_e c^2)$ параметр Будкера, $a_{in} = (a_{in1} + a_{in2})/2$ длина ускорения, необходимая для достижения заданной скорости β_{ef} , согласно (4,5) равна

$$l_{acc} = \frac{\dot{z}_{in} \beta_{ef}^2}{2\alpha} (1 - \frac{\dot{z}_{in} \beta_{ef}^2}{2\alpha})^{-1}. \quad (6)$$

При типичных параметрах электрон-ионного кольца $N_e = 10^{13}$, $r_e = 4$ см, $a_{in} = 0,2$ см, $Z/A = 0,08$ и $k = 0,25$, допуская удвоение радиуса кольца при ускорении, из соотношений (3-6) получим, что для достижения энергии ионов 10 МэВ/нуклон ($\beta_{ef} \approx 0,15$) требуется $\dot{z}_{in} = \beta_{ef} = 50$ и $l_{acc} \approx 15$ м. Число ионов урана в кольце $f, j_{in} = 23$ равно $N_i = 3 \cdot 10^{10}$, соответствующий фактор нейтрализации $f = 0,06$.

Геометрия магнитного поля в области сепарации конов выбирается исходя из требования минимальности увеличения поперечного фазового объема электронного кольца, происходящего вследствие резкого изменения жесткости фокусировки при сборе ионов.

Скачок частот аксиальных бетатронных колебаний электронов можно уменьшить, используя фокусирующие свойства разрезанных экранов "большое колесо" (рис.1, п.8). При наличии одного экрана радиуса $r_{se} \approx r_0$ относительные частоты бетатронных колебаний после сепарации приблизительно равны

$$\gamma_{s2}^2 \approx \gamma_w^2 \approx \frac{2\nu}{\beta_{ef}^2 g^2}, \quad \gamma_{s2}^2 \approx 1 - \gamma_w^2; \quad g = \frac{2/r_{se} - r_0}{r_0}. \quad (7)$$

Частоты колебаний электронов до сепарации в случае кольца с круговым поперечным сечением радиуса a_0 имеют вид

$$\gamma_1^2 = \gamma_2^2 + Q_{s1}^2; \quad Q_{s1}^2 = f \frac{2\nu}{\beta_{ef}^2 g^2} \alpha^2, \quad \alpha = \frac{a_0}{r_0}. \quad (8)$$

Расстояние до экрана следует выбрать настолько малым, насколько это позволяет требование когерентной радиальной устойчивости $2\gamma_{s2}^2 < 1$.

Оптимальные условия отражения искались для специальной конфигурации магнитного "зеркала":

$$B_1 = B_0 (1 + n \dot{z}^2 / (6 - n \dot{z}^2 \chi)), \quad B_2 = -B_0 n \dot{z}^2 / 2, \quad (9)$$

где

$$B_0 = m_e c^2 \beta_{ef} / e r_0, \quad \dot{z} = (z - z_{min}) / r_0, \quad \chi = (r - r_0) / r_0,$$

z_{\min} - точка минимума магнитного поля. Найденные при $\beta_{ef} = 0,15$ значения индекса поля n , соответствующие минимальному росту аксиального омнитанса, хорошо аппроксимируются формулой [6]

$$n_{opt} = \gamma_{ef}^{1/2} / 3/\omega. \quad (10)$$

Необратимое увеличение среднеквадратичного размера при $n = n_{opt}$ определяется значением отношения $\rho = q_{ef}^2 / \gamma_{ef}^2 = f g^2 / \omega^2$ и слабо зависит от других параметров. Результаты расчета, представленные на рис.2, показывают, что при $n = n_{opt}$ рост аксиального размера при отражении кольца в магнитном поле рассматриваемой геометрии в 2-3 раза ниже, чем при мгновенном изменении частоты (сплошная кривая), а для $\rho = 1$ составляет $\approx 1\%$. При $f = 0,06$ значению $\rho = 1$ соответствует $g \approx 4\omega$, то есть расстояние до экрана должно быть порядка диаметра сечения кольца.

Анализ показывает, что быстрое (хотя и малое по величине) изменение действующего на электроны магнитного поля возбуждает когерентные колебания среднего радиуса кольца, энергия которых в конечном счете перекачивается в некогерентное движение, вызывая рост среднеквадратичного радиального размера сечения кольца на величину

$$\frac{\Delta z}{z_0} = \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta z}{z_0}\right)^2} - 1, \quad (11)$$

где Δz - начальная амплитуда колебаний. Для компенсации изменения B_z необходимо введение дополнительных витков (как это показано на рис.1), или высокочастотных электродов.

Аксиальные когерентные колебания кольца гасятся вследствие омических потерь в линиях и экранах. Перекачки энергии в некогерентные колебания не происходит, так как соответствующие частоты сильно разнесены.

2. Импульсная линия представляет собой цепочку лестничного типа, эквивалентная схеме и возможное исполнение одного звена которой показаны на рис.3. Выбор основных параметров должен обеспечивать требуемую напряженность импульсного радиального магнитного поля (B_k) в конце линии (начале участка ускорения, где градиент статического поля максимален), для чего нужна эффективная связь витков линии с кольцом и малость омических потерь и фазовых искажений импульса. В случае гармонического сигнала

$$\tilde{B}_2 = -i\phi \frac{2\pi e_2 I_0}{c h^2} \left(1 - \frac{e_2^2}{\phi^2}\right) \exp(i\phi \frac{z - z_0}{h}), \quad (12)$$

где h - шаг линии, e_2 и ϕ - радиусы витков и кольца, ϕ - фазовый сдвиг токов в соседних витках, I_0 - амплитудное значение тока, v_ϕ - фазовая скорость волны [7]:

$$\frac{v_\phi}{c} = \frac{h}{\sqrt{L C_0}}; \quad L = \frac{4\pi^2 e_2^2}{h} \left(1 - \frac{e_2^2}{\phi^2}\right). \quad (13)$$

Искажения импульса связаны, в основном, с частотной дисперсией вследствие индуктивной связи между витками. Степень искажений удлиненного импульса длительностью τ характеризуется параметром [7]

$$\eta = D (4\phi / \pi)^2 \cos \phi_0 / h, \quad (14)$$

где ϕ_0 - фазовый сдвиг на основной частоте $\omega_0 = \pi/\tau$. Коэффициент дисперсии D , величина которого зависит от геометрии линии, может быть уменьшен емкостной пунктировкой витков [7]

$$D = \left(\frac{e_2}{2h}\right)^2 \left\{ 2 \left[1 - \left(\frac{e_2}{\phi}\right)^2\right]^{-1} \cdot \ln \frac{\phi}{e_2} - 1 \right\} - \frac{C_1}{C_0}. \quad (15)$$

Падение максимального значения \tilde{E}_k для импульса гауссовой формы при $\eta = 2$ составляет $\approx 17\%$.

Для увеличения \tilde{E}_k при фиксированном токе следует, согласно (12), увеличивать ϕ и уменьшать k , однако это приводит, как показывают соотношения (14,15), к усилению фазовых искажений. Тормозящее действие токов, возбуждаемых в линии движущимся кольцом, еще более усложняет ситуацию — оно тем больше, чем сильнее связь кольца с ватками и чем ниже омические потери и дисперсия фазовой скорости [6].

Возможность выбора параметров линии с учетом всех перечисленных требований продемонстрируем на конкретном примере. Пусть в конце линии $h = 4$ см, $\ell_c = 10$ см, $\ell = 14$ см, $C_0 = 0,14$ мкФ. Соответствующие значения фазовой скорости $\mathcal{U}_\phi/c = 5 \cdot 10^{-4}$ и волнового сопротивления $Z_w = 2$ Ом. На рис.4 показана дисперсия фазовой скорости при значениях $C_1/C_0 = 0,4(k-1)Q_0$, где k — номер кривой, $Q_0 = 0,55$ — коэффициент дисперсии в отсутствие пунтировки. Зависимость магнитного поля наведенных токов B_k^{ext} от скорости движения кольца с $\ell_0 = 4$ см и током 1,9 кА при тех же значениях C_1/C_0 показана на рис.5. Треугольниками на рисунке отмечены точки, соответствующие равенству скорости кольца фазовой скорости волны с $\phi = 0,2$, кружками — скорости кольца на 1% меньшей (точная синхронность движения кольца и токового импульса необязательна ввиду конечного времени взаимодействия). При $\frac{\ell_0}{\ell} = 0,22$ имеем $B_k^{ext} = 15$ Гс, в то время как статическое поле $B_k^{st} = 30$ Гс. Импульсное поле, действующее на кольцо, в конце линии соответственно должно быть $|B_k| = 45$ Гс. Полагая это значение равным 0,71 от максимального, для синусоидального сигнала получим $I_{sf} = 3,5$ кА, $\mathcal{U}_{sf} = 7$ кВ. Частота сигнала 120 кГц, период 4 мкс. В случае удлиненного импульса для получения того же максимального значения требуется амплитуда тока, примерно вдвое большая: $I_{sf} \approx 7$ кА, $\mathcal{U}_{sf} \approx 14$ кВ.

При определении соответствующих значений на входе линии нужно учесть снижение \tilde{E}_k вследствие омических потерь ($\approx 15\%$) и дисперсии ($\approx 17\%$), а также изменение волнового сопротивления. Полагая на входе линии $h = 4$ см, $\ell_c = 15$ см, $\ell = 19$ см, $C_0 = 0,09$ мкФ ($Z_w = 3$ Ом), получим $I_{sf} = 8$ кА, $\mathcal{U}_{sf} = 24$ кВ, энергия, запасенная в импульсе $W_0 = 0,5$ кДж.

3. Отклонения на параметрах ускорителя обусловлены требованиями устойчивости электрон-ионного кольца и эффектами, снижающими его удерживающую силу — увеличением поперечного фазового объема при сепарации и вследствие многократного рассеяния электронов на ионах.

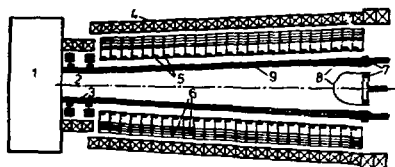
Устойчивость относительно самобанчирования можно обеспечить, экранируя кольцо двойным "белым колесом" (рис.1 п.9) — структурой, образованной двумя коаксиальными цилиндрами, разрезанными вдоль полос одного цилиндра производит емкостную пунтировку разрезов другого [8]. Двойная неустойчивость электрон-ионных колебаний (змеяка) при рассматриваемых параметрах кольца не развивается, если показатель спада магнитного поля в "зале ожидания" близок к 0,5.

Время, необходимое для достижения зарядности ионов урана $Z = 19$ не превосходит 1 мс, так что при частоте срабатывания генератора электронных колец 50 Гц каждое кольцо может использоваться 20-кратно. Оценки показывают, что увеличение среднеквадратичных размеров кольца за это время является допустимым ($\approx 30\%$). Кроме того, оно частично компенсируется затуханием вследствие синхротронного излучения. Таким образом, частоту повторения циклов ускорения можно принять равной 1 кГц, что дает интенсивность пучка ионов урана $3 \cdot 10^{13}$

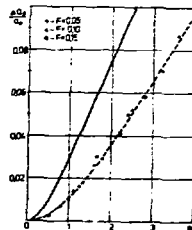
ионов в секунду. В случае ионов легких элементов интенсивность пучка может быть на 1-2 порядка выше вследствие меньшего времени, требуемого для их ионизации.

Л и т е р а т у р а

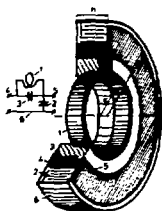
1. Veksler V.I. et al. Proc. IV Int. Conf. on High Energy Acceler. Cambridge, USA, 1967, p.289.
2. Саранцев В.П. Тр. УИ Всесоюз. сов. по ускор. зар. частиц. Протвино, 1982. ОИЯИ, Дубна, 1983, т. II, с.363.
3. Новович И.Л. и др. ОИЯИ, Р9-11686, Дубна, 1976.
4. Капчинский И.И. Препринт ИТЭ-63, Москва, 1973.
5. Lewis W.B. in Symposium on ERL, LBL, Berkeley, California, 1968, p.195.
6. Алексашин Е.И., Саранцев В.П., ОИЯИ, Р9-63-603, Дубна, 1963.
7. Алексашин Е.И., ОИЯИ, Р9-82-843, Дубна, 1982.
8. Алексашин Е.И., ОИЯИ, Р9-63-813, Дубна, 1983.



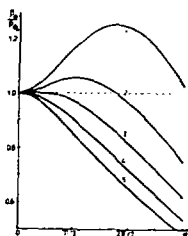
Р и с . 1 .



Р и с . 2 .



Р и с . 3 .



Р и с . 4 .



Р и с . 5 .

□

МЕТОД РАСЧЕТА ИСТОЧНИКОВ СИНХРОТРОННЫХ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

И.И.Александров, В.О.Нефедьев, Б.Г.Цинов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Бриллиановские пучки электронов, характеризующиеся нулевыми фазовыми отклонениями и минимальным радиусом в магнитном поле заданной напряженности, находят широкое применение в приборах СВЧ и ускорительной технике. Классический способ формирования таких пучков [1] предполагает отсутствие магнитного поля в излучающем пространстве и его скачкообразное нарастание в кроссовере пучка - нарастание магнитного поля на конечной длине приводит к неточному согласованию пучка и возбуждаемых пульсаций его отбрасывающей. Однако стремление уменьшить длину нарастания продиктовано лишь спецификой данного способа формирования, а не более глубокими физическими соображениями. Напротив, плавное растущее (от нулевого значения на катоде) аксиальное магнитное поле частично компенсирует дефокусирующее действие анодного отверстия, позволяет уменьшить его апертуру и, в конечном счете, повысить первичные характеристики источника.

Расчет источников магнитофокусируемых релятивистских пучков производится в настоящее время методом анализа. Заметательно жаль, однако, эффективный способ синтеза, "подсмысливающий" оптимальные геометрические соотношения и дающий начальное приближение для программы анализа. В настоящей работе предложен метод синтеза, применяемый, при весьма незначительных ограничениях на геометрию магнитного поля, в простейшем случае сплошного осесимметричного пучка, излучающего плоским катодом.

I. Внутренняя задача синтеза [2] состоит в определении характеристик потока - в случае параксимального пучка это релятивистский фактор осевого электромагнитного поля γ , радиус пучка R и напряженность магнитного поля на оси B_z - связанных известными уравнениями отбрасывающей [3], являющимися дифференциальными уравнениями второго порядка как для R , так и для γ . Обычный подход [2] состоит в задании зависимостей $\gamma(z)$, $B_z(z)$ и нахождении функции $R(z)$ из уравнений катодной оболочки, при этом подбор зависимостей $\gamma(z)$ и $B_z(z)$, обеспечивающих конечный радиус пучка на конечном согласованном значении без осцилляций, является трудоемким и плохо алгоритмизуемым процессом.

Решение внутренней задачи можно значительно упростить, если перейти к приведенному радиусу пучка [3] $\theta = (\gamma^2 - 1)^{1/4} R/R_c$, где R_c - радиус катода, после чего уравнение параксимального пучка принимает вид [3]:

$$\gamma^{1/2} = \frac{\gamma^2 - 1}{\gamma^2 + 2} \left(\frac{1}{\theta^2} - \theta^2 - 4(\gamma^2 - 1) \frac{\theta''}{\theta} \right). \quad (1)$$

Здесь введены безразмерные величины

$$\xi = \rho_c \frac{z}{R_c}, \quad \rho = \rho_c \frac{R}{R_c}, \quad \theta = \frac{e B_z R_c}{m c \rho_c}, \quad \rho_c = 2 \sqrt{\frac{2 I}{I_0}}. \quad (2)$$

где I - ток в пучке, $I_0 = 17$ кА, штрих в уравнении (1) означает дифференцирование по ξ . В первом порядке параксимальной теории распределение потен-

поля внутри пучка дается формулой:

$$\frac{e\Phi}{mc^2} = f - 1 + \frac{R^2}{4} \left(\frac{f}{2\theta} - f'' \right). \quad (3)$$

В случае плоского катода, работающего в режиме ограничения тока эмиссии пространственным зарядом, на его поверхности должны выполняться условия

$$\Phi|_{z=0} = \Phi'|_{z=0} = 0. \quad (4)$$

Будем считать заданным магнитное поле $\theta(z)$, причем $\theta(0) = 0$. Тогда решение внутренней задачи сводится к заданию производящей функции $\theta(z)$, принимая на плато конечное значение $\theta_f = 1/b_f$ и обеспечивающей выполнение условий (4) на катоде, и к отысканию $f(z)$ из уравнения (1). Если это уравнение имеет решение (для чего его правая часть должна быть неотрицательна при всех z), то требование равенства нулю производных f' и R' на выходе источника удовлетворится автоматически.

Вблизи катода все характеристики потока являются аналитическими функциями агрегата

$$v = \left(\frac{z}{2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (5)$$

Уравнение (1) и условия (4) позволяют найти связь между коэффициентами разложений функций f и θ :

$$\begin{aligned} \theta_c &= v \left(1 - \frac{v^4}{126} - tv^6 - \dots \right) \\ f &= 1 + \frac{v^4}{2} \left(1 + \frac{13}{252} v^4 + \frac{16}{5} tv^6 + \dots \right), \end{aligned} \quad (6)$$

где t — произвольная постоянная (определяющая зависимость плотности тока эмиссии от радиуса).

Саметим, что при $t = 0$ и слабом релятивизме из (6) следует соотношение, описывающее питание пучка в собственном магнитном поле

$$\frac{R_c}{R_0} = 1 - \frac{1}{6} \frac{e\Phi}{mc^2} - \dots \quad (7)$$

После входа в полый анод энергии электронов быстро достигает конечного значения θ_f , и ее производная θ'_f обращается в ноль. Соответственно производящая функция должна удовлетворять в этой области уравнению

$$4(\theta_f^2 - 1)\theta''_a + \theta'_f(z)\theta'_a - \frac{1}{\theta_a} = 0 \quad (8)$$

совместно с условиями $\theta_a|_{z=0} = \theta_f = 1/b_f$, $\theta'_a|_{z=0} = 0$, обеспечивающими согласование пучка на выходе из источника.

При заданном магнитном поле (и, соответственно, $\theta_a(z)$) подбором константы t можно добиться главного сопряжения функций θ_c и θ_a .

2. Характеристики источника брэмстреновских потоков исследовались для упрощенной геометрии магнитного поля

$$\theta(z) = b_f \frac{z}{z_0}. \quad (9)$$

На рис. 1 показана форма огибающей пучка и электродов, полученная при $\theta_f = 2$, $I = 350$ А, $z_0 = 1.5$, и значений $B_{0f}R_0$ (Гс·м): 1 — 9,3; 2 — 9,8; 3 — 10,9. Форма электродов, в целом, типична для высокотермических источников [2].

Как видно из рис. 1, при данной величине тока пучка существует интервал допустимых значений напряженности магнитного поля, нижняя граница которого определяется касанием огибающей пучка анодом, верхняя — фокусирующим электродом. При некотором максимальном значении тока I_{max} граничные значения напряженности совпадают. Данные расчетов для значений параметров в интервалах $\theta_f = 2 \pm 6$, $z_0/z_0 = 0.1 \pm 0.5$ с погрешностью в пределах $\pm 5\%$ аппроксимируются полуэмпирической формулой

$$I_{max} = \frac{\beta_f^3}{18} \exp\left(\frac{6\beta_f}{5S_A}\right) \text{ (кА)}. \quad (10)$$

Следующая из (10) зависимость тока от напряжения $U = mc^2(\beta_f^2 - 1)/e$ в диапазоне $U = 0,34 \div 0,7$ МВ мало отличается от закона Чайлда-Лэнгмюра и соответствует первому $\approx 2 \text{ мкА/В}^{3/2}$. При больших напряжениях предельный ток пропорционален кубу напряжения.

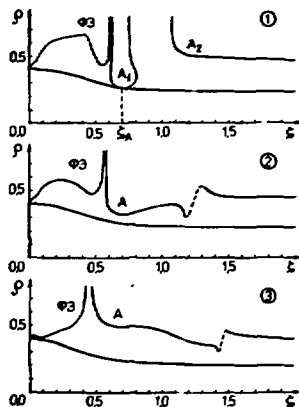
Значения напряженности магнитного поля, при которых достигается максимальный ток (10), показаны на рис. 2. Расстояние между катодом и ближайшей к пучку точкой анода в указанном интервале энергий интерполируется формулой

$$S_A \approx 0,4 \sqrt{\beta_f^2 - 1} \quad (11)$$

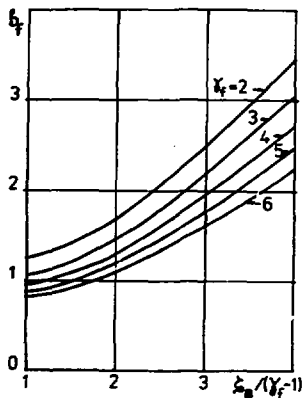
и существенно меньше расстояния, предсказываемого формулой для нерелятивистского пучка постоянного радиуса $S_A = 2/3(\beta_f^2 - 1)^{3/4}$, что является следствием как релятивистских эффектов, так и компрессии пучка внешним магнитным полем.

Л и т е р а т у р а

1. Пирс Дж. Р. Теория и расчет электронных пучков. "Советское радио", М., 1956.
2. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. "Энергия", Л., 1972.
3. Лоусон Дж. Физика пучков заряженных частиц. "Мир", М., 1960.



Р и с. 1.



Р и с. 2.

□

КОЛЛЕКТИВНОЕ УСКОРЕНИЕ ИОНОВ МЕТАЛЛОВ В ПРЯМЫХ ЧАСТИЧНО НЕЙТРАЛИЗОВАННЫХ СВЯЗНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ

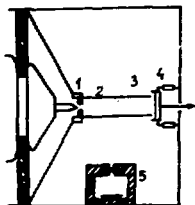
А.В.Абрамцов, А.А.Коломенский, В.А.Кострыкин, Д.Б.Орлов, Б.Б.Яблоков

Физический институт им. П.Н.Лавожева АН СССР, Москва

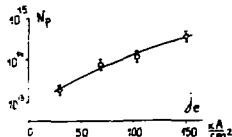
В фазе в течение ряда лет проводятся экспериментальные исследования коллективного ускорения ионов в прямых связноочных электронных пучках (СЭП), распространяющихся в вакуумном дрейфовом пространстве [1,2,3]. Распространение СЭП с энергией 400-600 кэВ и токами 5-100 кА в вакууме обеспечивается его частичной нейтрализацией ионами, вытягиваемыми пространственным зарядом пучка из плазмы, образующейся на стенках вакуумных каналов с диэлектрическими стенками (ВКДС) различной формы, на выходе диода ДДС или в анодном отверстии конического диода с магнитной самоизоляции. Эти эксперименты показали, что 1) в самом ВКДС и диоде ДДС ионы ускоряются слабее, чем в дрейфовом пространстве; 2) ускорение происходит на длине пространства дрейфа до 40 см; 3) темп ускорения превышает 100 кэВ/см; 4) спектр энергий ускоренных ионов является плавным; 5) число ускоренных ионов и темп ускорения не зависят от величины тока СЭП в диапазоне 8-40 кА.

Для определения влияния плотности тока СЭП на ускорение ионов была исследована транспортировка электронного пучка в металлической трубке в отсутствие внешних полей в диапазоне энергий СЭП 400-500 кэВ, токов 50-100 кА и импульсах длительностью 40 нс. Из диода ДДС, образованного полимерными анодом ϕ 45 мм, толстостенной 5 мм, с отверстием ϕ 6 мм и конусным стальным катодом ϕ 2 мм, расположенным соосно с отверстием в аноде, пучок инжектировался в каналы разного диаметра от 16 до 120 мм длиной 100 мм. Доупреж каналы устанавливались в гофрированные кровохотки ϕ 50 мм, и рентгеновское излучение от них регистрировалось камерой-обскурой (рис.1). Таким способом можно было за один выстрел получить профиль плотности СЭП на разных расстояниях от анода. Для канала ϕ 60 мм стационарный диаметр СЭП устанавливается на длине порядка диаметра канала (рис.2) и в дальнейшем сохраняется постоянным, а на данной длине примерно линейно растет с диаметром канала. Соответственно меняется и плотность тока. Для всех диаметров канала величина транспортируемого тока оставалась постоянной ≈ 60 кА за исключением канала ϕ 16 мм, когда величина тока упала вдвое. Это объясняется, очевидно, тем, что мощной эмиссии с площади анода, ограниченной этим каналом, недостаточно для транспортировки инжектируемого тока. Для проверки этого предположения пучок был проведен по конусному каналу длиной 100 мм при $\phi_{\text{ан}}=45$ мм и $\phi_{\text{кат}}=2$ мм. В этом канале инжектируемый ток транспортировался практически без потерь, и на выходе канала плотность тока равнялась входной ~ 300 кА/см². Препятствием к получению ещё больших плотностей СЭП в такой геометрии является ускорение значительной части ионов коллективными полями СЭП, что приводит к выбросу ионов на стенку канала и нарушению условий ускорения электронов пучка. Измерения зависимости числа ускоренных протонов от плотности тока показали, что число ускоренных протонов на выходе канала растет с плотностью тока (рис.3).

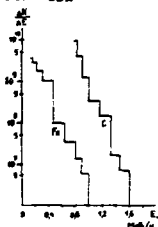
Полученные результаты можно объяснить тем, что ионы, нейтронизирующие пучок, имеют как радиальную, так и аксиальную составляющие скорости. Т.е. максимальное число ионов в объеме канала в квазистационарном случае равно числу электронов, а для распространения СЭП достаточно выполнения условия $n_i = n_e / \beta^2$.



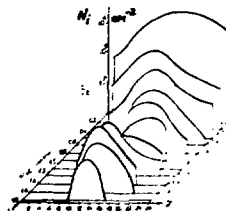
Р и с. 1. Схема эксперимента по измерению профиля плотности СЭП: 1 - диод, 2 - трубка дрейфа, 3 - вольфрамовая проволока, 4 - коллектор СЭП с измерительным мундом.



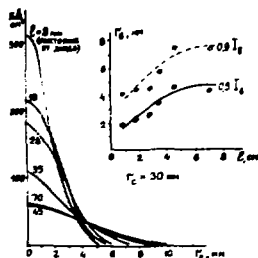
Р и с. 3. Зависимость числа ускоренных протонов ($E_p \approx 500$ кэВ) на выходе трубки дрейфа от плотности тока СЭП.



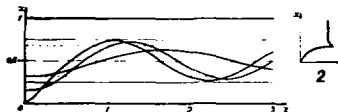
Р и с. 6. Энергетические спектры тяжелых ионов.



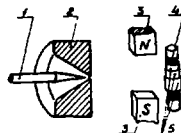
Р и с. 7. Распределение тяжелых ионов по кратности ионизации.



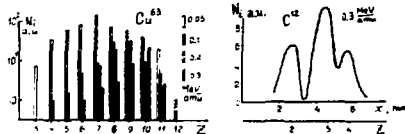
Р и с. 2. Измеренные профили СЭП в зависимости размера пучка от расстояния от диода.



Р и с. 4. Расчетные траектории ионов в канале транспортировки СЭП. 1 - эмиссия ионов с боковых стенок и с торца, 2 - эмиссия только с торца. Пунктир - граница СЭП.



Р и с. 5. Схема экспериментов по коллективному ускорению тяжелых ионов: 1 - катод, 2 - анод, 3 - постоянный магнит, 4 - трековый детектор, 5 - фильтры.



где n_{ie} - плотности электронов в монов в объеме пучка, δ - релятивистский фактор электронов, очевидно, что значительная часть монов в каждый момент времени может находиться вне объема пучка, совершая радиальные колебания с амплитудой, превышающей радиус СЭП. Существование такой тонкой оболочки исследовалось на простой модели точечного СЭП, распространяющегося между двумя параллельными (в общем случае эмиттирующими моны) заземленными электродами.

Вначале рассчитывалось равновесное состояние СЭП с моноами в бесконечно длинной камере. Функции распределения электронов и монов задавались в виде $f_e = f_e^0 \delta(H - H_0) \delta(P_z - P_{z0}) \delta(P_y)$ и $f_i = f_i^0 \delta(H_i) \delta(P_{yi}) F(P_{zi})$, где H - гамильтониан, P_z и P_y - обобщенные импульсы, ось Z совпадает с направлением движения электронов СЭП, ось Y параллельна боковым стенкам $F(P_{zi})$ - функция, моделирующая условия инжекции монов. Торцевая стенка моделировалась заданием в зависимости от поперечного электрического поля $E = E_0 \exp(-Z/d)$, где E_0 - напряженность поля у входа от торца, d - расстояние между стенками канала. Функции распределения монов по продольному импульсу $F(P_{zi})$ выбирались следующими: 1) $const$, $0 \leq P_{zi} \leq P_{zmax}$ - моны эмиттируются с боковых, а с торцевой стенок; 2) $const$, $P_{zmin} \leq P_{zi} \leq P_{zmax}$ - эмиссия только с торца и приторцевой области боковых стенок. Расчет показал, что в первом случае поведение СЭП определяется моноами, инжекцированными с боковых стенок и движущимися поперек пучка, а моны из приторцевой области "втягиваются" внутрь СЭП. Во втором случае моныный слой вокруг СЭП формируется моноами, имеющими значительную величину продольной составляющей скорости, размер СЭП получается при этом меньше, чем в первом случае, а электрическое поле на стенке канала не равно нулю (рис.4). Сравнение с экспериментом показывает, что стандартный диаметр СЭП устанавливается на длине, равной примерно половине продольного периода колебаний монов. Увеличение в центре пучка плотности монов, связанное с их радиальным движением, приводит к соответствующему росту и оси электронной плотности, измеренной экспониментально. Величина максимальной плотности монов на оси пучка может определяться такими факторами, как температура монов, неоднородность эмиттирующей плазмы, асимметрия пучка и канала, процессы рассеяния в пучке.

В экспериментах по получению и ускорению многотзарядных монов металлов точечным СЭП и ускоренным монов случайный диод с комбинированными металлическими электродами [4], обеспечивающий плотность тока СЭП в анодном отверстии до 3 А/см^2 и показанный на рис.5. За анодным отверстием диода устанавливались металлические дрейфовые трубки диаметром от 16 до 60 мм и длиной 120 мм. Для анализа монового пучка использовались два метода: поглощение в фольгах и магнитный анализ, в которых для регистрации монов применялись твердотельные трековые детекторы (лазсан и слайд). В первом методе детекторы и покрывавшие их лазсановые фильтры укреплялись на медной трубке $\varnothing 18 \text{ мм}$, расположенной на расстоянии 38 см от анода за восточным магнитом, в поперечном поле которого величиной $0,07 \text{ Т}$ электронный пучок отклонялся на стеклу измеры. Во втором методе на расстоянии 25 см от анода устанавливался лавевой коллиматор длиной 10 см (не показан на схеме) с шириной щелей $0,3 \text{ мм}$, за которыми помещался постоянный магнит, создававший поле $0,2 \text{ Т}$. Спектры монов C (лазсановый детектор) и Fe (слайд), полученные методом фильтров в одном излучателе для случая стального анода и дрейфовой трубки $\varnothing 60 \text{ мм}$, показаны на рис.6. Максимальные энергии достигают для монов углерода и железа 19 и 56 МэВ , соответственно. Число монов, имеющих одинаковую энергию на пучке, отличается более, чем на два порядка, т.е. до больших скоростей ускоряется в основном моны углерода, появившиеся на адсорбированных на аноде диодах загрязнений (углеводородов). Протоны, появившиеся из этих же углеводородов, обеспечивают транспортировку СЭП в вакууме, поскольку зарегистриро-

важного количества тяжелых ионов недостаточно для частичной нейтрализации СЭП. Ускоренные за конусным анодом протоны (до 10^{14} /импульс) были зарегистрированы методом ядерной активации углеродной мишени. Анализ ионного пучка в магнитном поле и по длине пробега показывает, что одновременно ускоряются ионы с различной зарядностью. На рис. 7 показано распределение ускоренных ионов титана, меди и углерода по кратностям ионизации в зависимости от энергии на пучков для дрейфовой трубки Φ 16 мм. По сравнению со случаем трубки Φ 60 мм максимальная энергия ионов титана возросла примерно вдвое, что свидетельствует об увеличении ускоряющих полей за счет роста плотности тока СЭП. Полученные распределения по кратностям ионизации обусловлены ионизацией в вакуумном дрейфовом пространстве, поскольку анодная плазма с температурой несколько эВ не может обеспечить наблюдаемого количества многозарядных ионов. Появление кратности ионизации может происходить за счет столкновений однократно заряженных частиц с 1) электронами пучка, 2) протонами, 3) тяжелыми ионами, 4) вторичными электронами. Наиболее вероятной в условиях эксперимента является взаимная ионизация ионов, т.е. при относительных скоростях 10^8 – 10^9 см/с, которые ионы приобретают в электрическом поле СЭП, величина сечения такого процесса может достигать 10^{-16} – 10^{-15} см²/[5]. Заметный вклад могут давать также вторичные электроны, выбитые при ионизации. Оценка числа актов ионизации за импульс дает величину от 10^{12} до 10^{15} , поэтому высокозарядные ионы могут появляться как в одном столкновении, так и за счет ступенчатой ионизации в нескольких столкновениях. Отметим, что максимальная кратность ионизации должна наблюдаться у низкоэнергетических ионов, которые дольше всего находятся в области ионизации. С другой стороны, низкозарядные ионы не могут быть ускорены до большой энергии, поэтому среди низкоэнергетических ионов должна быть доля ионов с малой зарядностью. Этим объясняется, что низкоэнергетические ионы имеют широкий спектр по кратностям ионизации, а ионы с максимальной энергией имеют среднее значение кратности ионизации (рис. 7). Форма энергетических спектров тяжелых ионов аналогична форме спектра протонов [2], что указывает на общий механизм их ускорения, который, вероятно, носит стохастический характер и основан на развивающейся в системе многомодовой двух-поточковой электрон-ионной неустойчивости [6].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А.В.Агафонов и др. Краткие сообщения по физике, МЭ, 1981, стр.14
2. А.В.Айрапетов и др. Труды совещания по проблемам коллективного метода ускорения, ОИЯИ, ДР-82-664, Дубна, 1982, с.111.
3. А.В.Айрапетов и др. Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, ОИЯИ, 1983, стр.380
4. Е.Г.Крестов и др. Тезисы III Всесоюзного симпозиума по сверхточной импульсной электронике, Томск, МЭО СО АН СССР, стр.223
5. M.B.Rudd et al. Abstracts of Contr. Papers Thirteenth Intern. Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions, Berlin, 1983, p.413.
6. D.J. Sullivan, R.J.Paehl. Proc. of Fifth Intern. Conf. on High Power Particle Beams, San Francisco, California, 1983, p.501.



О ФОРМИРОВАНИИ МГНОВЕННОЙ ОРБИТЫ В СИНХРОТРОНЕ

В.А.Башмаков, В.А.Карпов

Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

В процессе инжекции в синхротрон амплитуды бетатронных колебаний частиц бывают сравнимы с размерами рабочей области синхротрона, что заставляет обращать особое внимание на формирование с помощью корректирующих элементов оптимальной мгновенной орбиты. Кроме того, часто возникает необходимость рассчитывать такую орбиту и в конце цикла ускорения, когда происходит сброс частиц на внутренние мишени или вывод их из синхротрона.

В настоящей работе описывается методика расчета траекторий частиц в синхротроне. По этой методике нами была создана программа численного расчета как траекторий отдельных частиц, так и замкнутой мгновенной орбиты. Предлагаемая методика основывается на том, что всю магнитную структуру ускорителя можно представить как последовательный набор дискретных элементов. Все эти элементы можно разделить на следующие основные группы: а) свободные прямолинейные промежутки, б) прямолинейные промежутки с рассеянным магнитным полем, в) магнитные секторы, г) прямолинейные промежутки с ускоряющим электрическим полем. Каждый элемент в соответствии с его азимутальным расположением имеет свое обозначение, что позволяет легко вводить или получать данные, относящиеся к определенному элементу. Используя указанные обозначения, в память ЭВМ заносится характеристика каждого элемента, необходимые для расчета. Такое разбиение магнитной структуры на однородные элементы дает возможность проводить расчеты в матричной форме $1/1$, что в свою очередь делает достаточно удобным составление программы и её дальнейшее использование. Это также позволяет легко модернизировать уже созданную программу.

При расчетах в матричной форме в результате прохождения через элемент периодичности начальный вектор \vec{X}_0 линейно преобразуется в вектор \vec{X} . Это преобразование описывается соответствующей матрицей перехода. В наших расчетах используется ряд подпрограмм, каждая из которых позволяет вычислить компоненты матрицы перехода для определенной группы элементов. Вычисления компонентов матриц проводятся с учетом кода заданного элемента и временной зависимости параметров. Векторную матрицу перехода можно представить в следующем виде:

$$M = \begin{pmatrix} M(4,4) & : & M(4,2) \\ M(2,4) & : & M(2,2) \end{pmatrix},$$

где матрица $M(4,4)$ представляет собой известную матрицу перехода для поперечного движения. Матрицы $M(2,4)$ и $M(4,2)$ — нулевые матрицы. Матрица $M(2,2)$ описывает линейное преобразование длины траектории частиц и её энергии при прохождении элемента. Введение матрицы $M(2,2)$ объясняется следующим: представляет определенный интерес исследовать влияние бетатронных колебаний на процесс фазовых колебаний $/2/$, которое обуславливается разностью длин траекторий частиц с различной амплитудой бетатронных колебаний. Введение элемента матрицы $M(2,2)$, описывающего преобразование энергии, необходимо для учета изменения энергии, например, вследствие индукционного ускорения, при прохождении каждого элемента, что требуется для расчета равновесной орбиты в каждом элементе с достаточной точностью. Элементы матрицы $M(2,2)$ для прямолинейного промежутка имеют вид:

$$M_{11} = 1 + \frac{e E_{acc} \sqrt{1 - \beta^2}}{E_0 \beta^2}, \quad M_{12} = M_{21} = 0, \quad M_{22} = 1,$$

где L_{np} — длина прямолинейного промежутка, а X'_0, Z'_0, L_0 — компоненты вектора \vec{X}_0 . Для магнитного блока элементы матрицы имеют более сложный вид и определялись следующим образом. Дифференциал дуги траектории частицы равен:

$$d\ell = \sqrt{R^2 + \left(\frac{R}{\chi_i}\right)^2} d\psi, \quad (1)$$

где радиус R можно представить в виде

$$R = \sqrt{R_0^2 + X_i^2 + Z_i^2}, \quad (2)$$

R_0 — радиус идеальной орбиты в i -ом блоке, X_i, Z_i — отклонение от идеальной орбиты. Зная значения X_0, Z_0, X'_0, Z'_0 на входе в блок, можно определить X_i, Z_i, X'_i, Z'_i на любом азимуте в блоке из выражений:

$$\begin{aligned} X &= X_0 \cos \chi_i \psi + \frac{R_0 X'_0}{\chi_i} \sin \chi_i \psi, & X' &= -\frac{X_0}{R_0} \sin \chi_i \psi + X'_0 \cos \chi_i \psi \\ Z &= Z_0 \cos \chi_i \psi + \frac{R_0 Z'_0}{\chi_i} \sin \chi_i \psi, & Z' &= -\frac{Z_0}{R_0} \sin \chi_i \psi + Z'_0 \cos \chi_i \psi, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\chi_i = \sqrt{1 - n_i}$, $\chi_{zi} = \sqrt{n_i}$, $n_i \leq 1$ — показатель спада магнитного поля в i -ом блоке. Используя уравнения (3) и (2), проведем интегрирование уравнения (1), сохраняя при этом члены до второго порядка малости пройденного частицей пути при пересечении ею магнитного блока с азимутальным размером ψ_M

$$\begin{aligned} S_i &= R_0 \left\{ \psi_M + \frac{L_0}{\chi_i R_0} \sin \chi_i \psi_M + \frac{X_0}{\chi_i^2} \left(1 - \cos \chi_i \psi_M \right) + \right. \\ &+ \frac{1}{2\chi_i^2} \left[\left(1 + \frac{X_0^2}{R_0^2} \right) \psi_M + \left(\frac{Z_0}{\chi_i} - \frac{X_0}{R_0} \right) \sin 2\chi_i \psi_M \right] + \\ &+ \frac{X_0^2}{2\chi_i^2} \left[\left(\frac{1}{2} + \frac{X_0^2}{R_0^2} \right) \psi_M + \frac{1}{\chi_i^2} \left(\frac{1}{2} - \frac{1}{\chi_i^2} \right) \sin 2\chi_i \psi_M \right] + \frac{X_0 X'_0}{R_0} \left(\frac{1}{\chi_i^2} - \frac{1}{2} \right) \sin^2 \chi_i \psi_M + \\ &+ \frac{Z_0^2}{2\chi_i^2} \left(\psi_M + \frac{1}{\chi_i^2} \sin 2\chi_i \psi_M \right) + \frac{Z_0}{\chi_i^2} \left[\psi_M - \frac{1}{2\chi_i} \sin 2\chi_i \psi_M \right] + \frac{Z_0 X'_0}{2\chi_i^2} \sin^2 \chi_i \psi_M. \end{aligned} \quad (4)$$

Элемент матрицы M_{11} можно записать в виде: $M_{11} = 1 + \frac{S_i}{L_0}$, где L_0 — длина пути, пройденная до входа в i -ый элемент магнитной структуры, а S_i определяется из выражения (4).

При прохождении через магнитный блок энергия частицы изменяется под действием вихревой э.д.с., обусловленной явной зависимостью величин ведущего магнитного поля от времени. Этот прирост энергии составляет:

$$\begin{aligned} \Delta E_i &= \frac{e}{c} \frac{\partial B_z}{\partial t} \left[\left(R_{\text{eff}}^2 - R_0^2 \right) \psi_M - \frac{2R_0 X_0}{\chi_i} \sin \chi_i \psi_M + \frac{2R_0^2 X_0}{\chi_i^2} \left(\cos \chi_i \psi_M - 1 \right) - \right. \\ &- \frac{X_0^2}{2} \left(\psi_M + \frac{\sin 2\chi_i \psi_M}{2\chi_i} \right) + \frac{X_0 X'_0 R_0}{2\chi_i} \left(\cos 2\chi_i \psi_M - 1 \right) - \left. \frac{X_0^2 X_0^2}{2\chi_i^2} \left(\psi_M - \frac{\sin 2\chi_i \psi_M}{2\chi_i} \right) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где R_{eff} — эффективный радиус внешней границы магнитного поля.

Матричный элемент M_{22} можно представить в виде $M_{22} = 1 + \frac{\Delta E_i}{E_0}$.

E_0 — энергия частицы на входе в i -ый элемент. При вычислениях учитывалось смещение равновесной орбиты, обусловленное разбросом величин магнитных полей в блоках и откликом энергии частицы от энергии равновесной частицы.

Компонента вектора X_0 определялась относительно этого радиуса R_0 , а компонента вектора Z_0 показывала отклонение частицы от medianной плоскости в i -ом блоке. При вычислениях на печать выводились значения X и Z , которые отсчитывались относительно некоторого среднего радиуса R_0 и некоторой средней medianной плоскости Z_0 . Таким образом, созданная программа численного расчета позволяет определять координаты частицы, длину пройденного пути и её энергию на входе и выходе каждого блока. Результаты вычислений, представленные в графическом виде, дают возможность наглядного анализа движения отдельных частиц в ускорителе.

Способность программ рассчитывать траекторию частицы на протяжении произвольного числа оборотов позволяет находить с её помощью мгновенную равновесную орбиту. В принципе, нахождение мгновенной равновесной орбиты сводится к определению соответствующего некоторому заданному азимуту собственного вектора полной

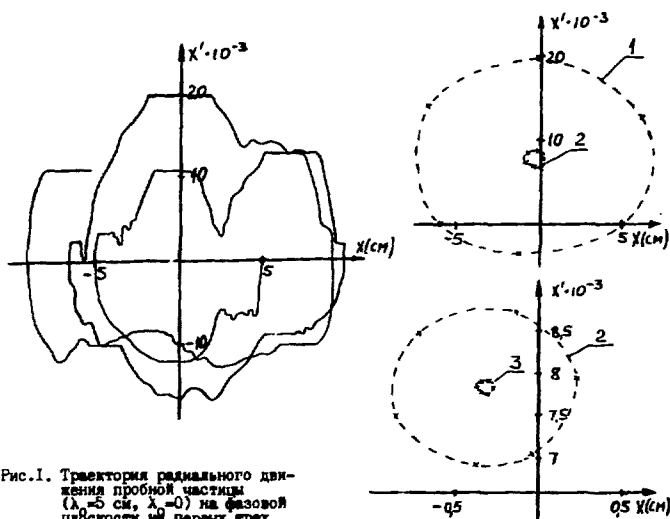


Рис.1. Траектория радиального движения пробной частицы ($\lambda = 5$ см, $\lambda_0 = 0$) на фазовой плоскости на первых трех оборотах.

Рис.2. Графическое представление итерационного процесса поиска мгновенной орбиты: 1 - фазовый эллипс, соответствующий исходной точке, 2 и 3 - результаты последовательных итераций.

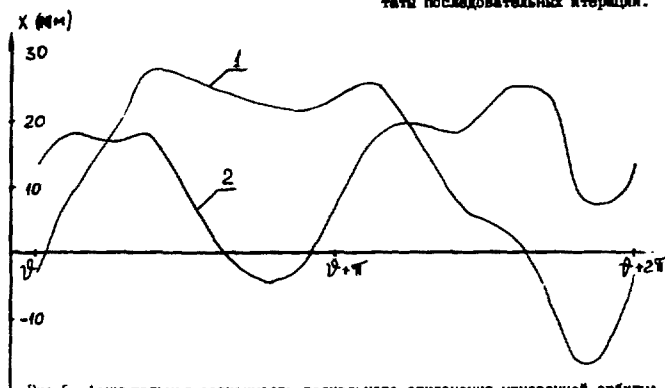


Рис.3. Азимутальная зависимость радиального отклонения мгновенной орбиты: 1 - без коррекции, 2 - после введения коррекции.

матрицы перехода и построению по нему искомой орбиты. Анализ проводится на фазовой плоскости, соответствующей заданному виду движения (радиальное или вертикальное). Собственный вектор находится в результате следующей итерационной процедуры. Сначала произвольным образом задается исходное положение пробной частицы на фиксированном азимуте ускорителя, затем прослеживается её движение на этом азимуте при прохождении определённого числа оборотов. Количество таких оборотов вычислит от значения частоты бетатронных колебаний и подбирается так, чтобы точки на фазовой плоскости, отображающие движение пробной частицы на выбранном азимуте, заполнили почти весь контур фазового эллипса. Так, для синхротрона "Пахра", например, выражение для определения числа оборотов имеет следующий вид: $N_{ос} = \left\lfloor \frac{1}{4 - 1.15 \sqrt{1 - v_{cr}^2}} \right\rfloor$

\bar{v}_{cr} — усреднённое по всем магнитным блокам значение показателя спада поля. В результате вычислений получаем набор из $N_{ос}$ векторов \vec{X}_k , соответствующих прохождению выбранного азимута на каждом отдельном обороте. После этого находят компоненты вектора $\vec{X}_{кр}$, которые представляют собой среднее арифметическое значение соответствующих компонентов

$$\bar{X}_{кр} = \frac{1}{N_{ос}} \sum_{k=1}^{N_{ос}} X_k, \quad \bar{Z}_{кр} = \frac{1}{N_{ос}} \sum_{k=1}^{N_{ос}} Z_k, \\ \bar{X}'_{кр} = \frac{1}{N_{ос}} \sum_{k=1}^{N_{ос}} X'_k, \quad \bar{Z}'_{кр} = \frac{1}{N_{ос}} \sum_{k=1}^{N_{ос}} Z'_k,$$

$N_{ос}$ — целая часть числа $N_{ос}$. Компоненты полученного вектора $\vec{X}_{кр}$ поочередно сравниваются с компонентами векторов \vec{X}_k . Если отличие хотя бы одной из компонент вектора $\vec{X}_{кр}$ от соответствующих компонент векторов \vec{X}_k превышает заданную в расчетах точность, то процесс вычислений повторяется, но теперь уже в качестве исходного принимается вектор $\vec{X}_{кр}$. Вычисления продолжаются до тех пор, пока собственный вектор не будет найден с заданной точностью. Таким образом определяется собственный вектор полной матрицы перехода на данном азимуте. Нахождение мгновенной равновесной орбиты сводится к определению траектории частицы, начальное состояние которой описывается собственным вектором полной матрицы перехода. Первые же расчеты, проведенные по описанной методике, показали её высокую эффективность.

Созданная нами программа используется для моделирования процесса инжекции в синхротрон "Пахра". Сначала по данным магнитных измерений было рассчитано движение пробной частицы на нескольких первых оборотах. На рис.1 представлено движение частицы на радиальной фазовой плоскости, прослеженное вдоль её траектории. Итерационная процедура изображена на рис.2. Для нахождения мгновенной орбиты с точностью 10^{-2} см оказалось достаточно двух-трех шагов. Полученная в результате мгновенная орбита показана на рис.3. Здесь же представлена орбита, полученная после введения коррекций. Сравнение полученных данных с экспериментальными показывает их удовлетворительное согласие.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. М: Атомиздат, 1970, с. 312.
2. Garay D.C., Serfaty R.V., Brown K.L. Second-order path length terms for a general bending magnet. Particle Accelerators, 1963, v.13, n3-4, p.199-207.



К ТЕОРИИ УСКОРЕНИЯ ИОНОВ МЕДЕННОЙ ЧЕРЕНКОВСКОЙ ВОЛНОЙ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ЗАМЕДЛИТЕЛЬНОЙ СТРУКТУРЕ

В.К.Гришкин

Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

К.А.Решетникова

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

В настоящее время для целей коллективных методов ускорения ионов рассматриваются различные схемы, где с помощью релятивистского электронного пучка могут возбуждаться медленные электромагнитные волны [1], [2], [3].

Одним из перспективных направлений в этом плане является черенковский механизм генерации волны релятивистским электронным пучком в замедленной структуре. При этом возбуждаются волны с $k = \omega/v_0$, т.е. с фазовой скоростью, близкой к скорости электронов пучка ($v \sim v_0 \sim c$), в то время как для ускорения ионов требуется $v \ll c$.

Представляется перспективным, оставаясь в рамках черенковского механизма, трансформировать эти быстрые волны в медленные с помощью той или иной структуры.

Одна из таких схем обсуждалась в работе авторов [4], где использовалась структура с переменными параметрами вдоль длины генерации поля, при этом достигалось совпадение фазовой скорости волны с одновременным усилением передачи энергии пучка в поле.

В настоящей работе проводится более детальный анализ подобного механизма на примере волноводной системы со спиралью переменного шага. Показано, что возможно возбуждение волны с таким соотношением параметров, что становится возможным захват ионов, с весьма малыми начальными скоростями:

$$\Phi = \frac{e E_0 A (\beta - \beta_1)^2}{\gamma \beta_1 c^2} \gg 1.$$

Здесь величина Φ характеризует набор энергии ионом на длине волны, $\beta = v/c$, v — фазовая скорость, $\beta_1 = v_1/c$, v_1 — начальная скорость иона.

Предполагается, что замедленный электронный пучок инжектируется со скоростью $v = \beta c$ в спиральный волновод, окруженный цилиндрическим кожухом, параметр которого на входе настроен на черенковский резонанс с этими релятивистскими частицами. Далее параметры спирали меняются таким образом, что электроны, несмотря на потерю энергии на возбуждаемое поле, остаются в резонансе с волной. Этого можно достичь, например, за счет увеличения крутизны намотки спирали, когда соответствующим образом снижается фазовая скорость волны в холодной системе. Тем самым генерация поля "затягивается", и величина энергии, отданной пучком в систему, увеличивается. Конечное состояние, при котором генерация прекращается, определяется захватом электронов пучка волной и синхронизацией их скоростей.

В работе на основе кинетического уравнения и законов сохранения энергии и импульса приводятся оценки параметров пучка и системы, необходимые для захвата ионов.

Рассматривается заматниженный моноэнергетический пучок электронов с током J и энергией $W/m_0 c^2 (x_0 - 1)$, $x_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$, к гармонической волне с продольной составляющей $E = E_0(r) \sin(\omega t - k z)$, где ω - частота, $k = \omega/v$. Состояние пучка в системе координат, связанной с волной, характеризуется функцией распределения вида $f = f_0 \sqrt{H}$, где H - гамильтониан движения [5]. Совместно с уравнениями Максвелла и граничными условиями в спиральной волновод можно вычислить потоки энергии и импульса в системе волна-пучок

$$P_z = P_0 E_0^2, \quad (1)$$

где $P_0/c = \frac{\beta x^4}{4 k^2} S$, $S = \int_0^d [E_r H_\varphi - E_\varphi H_r] r dr$.

d - радиус внешнего цилиндра, $x = (1 - \beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v/c$, v - фазовая скорость волны

$$G_z = G_0 E_0^2, \quad (2)$$

где $G_0 = \frac{x^2}{8 k^2} \int_0^d (E_r^2 + E_\varphi^2 + H_r^2 + H_\varphi^2 - E_z^2 - H_z^2) r dr$.

Если не учитывать диссипации, то поток энергии и импульса начального моноэнергетического пучка при усилении волны перераспределяется между электронами пучка и волной в конечном состоянии [5]. В результате приходим к следующей системе уравнений:

$$-\frac{P_0}{c} E_0^2 + \frac{\beta_0^2}{\beta^2} \frac{J E N^2}{r^2 (y^2 - x^2)} = \tilde{N} m_0 c^2 \frac{\beta_0}{\beta x} (x_0' - 1) - \Delta \Pi_\ell, \quad (3)$$

$$G E_0^2 = \tilde{N} m_0 c^2 x_0 \beta_0 \frac{(\beta_0 - \beta)}{\beta} - \Delta G_\ell,$$

где $x_0' = x \beta_0 (1 - \beta \beta_0)$, $\tilde{N} = 2 I \int n_\ell(r) r dr$, $N^2 = 2 \tilde{N} / n_0^2(r) r dr$, $x = k a / \gamma$, $k = \omega / v$

$y = k_\perp a$, k_\perp - радиальное волновое число при наличии пучка радиуса a . $\Delta \Pi_\ell$, ΔG_ℓ учитывают потери энергии и импульса электронов из-за "протискивания" потенциала собственного поля.

Отсюда найдём связь тока с амплитудой поля волны:

$$E_0 = \left\{ \frac{j (\beta_0 - \beta) x_0}{4 (G - \beta \frac{P_0}{c})} \right\}^{1/2},$$

где $j = J / \gamma k$, $\gamma k = \frac{m_0 c^2}{e} = 17$ кВ.

Из (1) получим также соотношение, связывающее ток с параметрами системы:

$$j = \frac{x_0 \beta_0 \Delta}{x (G_0 - \beta \frac{P_0}{c})} \left\{ (G_0 - \beta_0 \frac{P_0}{c}) - \frac{\beta^3 x^4 \Delta (\beta_0 - \beta)}{16 k^2 \beta_0^2} \right\} \frac{1}{[1 + \Delta (e n \frac{R}{a} + \frac{1}{2})]}, \quad (4)$$

где $k = \omega / v$, $\Delta = y^2 - x^2$, R - радиус кожуха.

Рассматривая вариант с цилиндрическим пучком и переменными параметрами волновода, при которых фазовая скорость волны уменьшалась от $\beta_0 = \beta_0$ до $\beta_2 = 0,02$. Величина y определялась из соотношения (радиус пучка не совпадает с радиусом спирали).

$$\frac{y I_0(y)}{I_0(y)} = \frac{(f - f_2' / f_2)}{f_1' / f_1 - f}, \quad (5)$$

где I_0, I_1, K_0, K_1 - модифицированные функции Бесселя.

$$F = \frac{ig^2\psi}{\beta^2\beta_0^2} [f_0/f_0' - f_4/f_4'] + f_3/f_3,$$

φ - угол намотки спирали.

$$f_1 = I_0(x_1) + C_1 k_0(x_2) \\ C_0 = 0, \quad C_1 = -\frac{I_0(x_1)}{K_0(x_1)}, \quad C_2 = \frac{I_0(x_1)}{K_1(x_1)}, \quad C_3 = -\frac{I_0(x_2)}{K_0(x_2)}, \\ C_4 = \frac{I_0(x_2)}{K_1(x_2)}, \quad x_1 = k\gamma a, \quad x_2 = k\gamma b, \quad x_3 = k\gamma d,$$

a - радиус пучка, b - радиус спирали, d - радиус коаксиала.

Величина ψ определяется из (5) при $y = x_1 = x_2$. Заметим, что значение фазовой скорости в "горячей" системе меньше, чем в "холодной" и, соответственно, $y > x$. Кроме того, происходит дополнительное снижение скорости из-за торможения на собственном потенциале пучка. Результаты расчета показывают, что удастся обеспечить выполнение условий захвата ионов при весьма умеренных значениях параметров пучка и волны.

Так, например, положим: $\ell = 1,5$ см, $d = 2,5$ см, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0 \beta_0} = 3 \cdot 10^{-3}$. Тогда для "холодной" системы при $\beta = \beta_0 = 0,87$ - $\varphi = 53^\circ$, при $\beta = 0,02$ - $\varphi \approx 1^\circ$. При наличии пучка радиуса $Q = 1$ см, с начальной скоростью $\beta_0 = 0,87$ ($\gamma_0 = 2$), током $I_0 = 34$ А, получим в конечном состоянии $K = 0,25$, $y = 0,41$ ($x_1 = 0,25$) $E_0 = 103$ кВ/см. При $k_0 = 1,5 \cdot 10^{-3}$ и $I_0 = 170$ А имеем $K = 0,27$, $y = 0,52$ ($x_1 = 0,27$) - $E_0 \approx 50$ кВ/см.

Проведенный анализ определяет лишь предельные возможности системы. Более детальная информация может быть получена при анализе переходных процессов.

Л и т е р а т у р а

1. Селенберг Я.Б. Физика плазмы, 1977, т.3, с.442.
2. Sloan M., Drummond W. Phys. Rev. Lett., 1976, v 31, p.1234.
3. Бонч-Осмоловский А.Г., Доля С.Н., Решетникова К.А. ЕТФ, 1983, 53, с.1055.
4. Гринин В.К., Каневский М.Ф., Решетникова К.А. В кн.: Коллективные методы ускорения, ОИЯИ, Дубна, 1982, с.156.
5. Grishin V.K., Ivanov S.T., Kanevsky M.P. Plasma Physics, 1983, 25, p.855.

□

ИССЛЕДОВАНИЕ САМОЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ В КОЛЬЦЕВОЙ СГУСТКЕ В АДГЕЗАТОРЕ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ

В.А.Мабийский

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

На модели коллективного ускорителя ОМЯ в течение нескольких лет проводились исследования режимов работы различных инжекционных систем, обеспечивающих в адгезаторе захват электронов в кольцевой сгусток [1-3]. В использованных системах электроны через инжекционное сопло инжектируются в мягкофокусирующее магнитное поле адгезатора, быстрое изменение которого обеспечивает отвод электронов от сопла. В то же время в экспериментах наблюдался захват электронов в кольцевой сгусток при инжекции пучка в постоянное магнитное поле [4]. Данное явление аналогично эффекту захвата частиц в бетатронах, который, как показано в ряде работ, обусловлен влиянием собственного электромагнитного поля пучка на движение частиц в течение инжекции [5-7]. Несмотря на то, что этот эффект многократно исследовался в бетатронах в различных условиях инжекции, количественные оценки величин захваченного тока применить для случая инжекции релятивистского пучка не представляется возможным. В данной работе предлагается метод расчета величины захваченного тока для случая инжекции релятивистского электронного пучка в мягкофокусирующее постоянное магнитное поле.

Пусть в мягкофокусирующее постоянное магнитное поле инжектируется в момент времени t_0 релятивистский электронный пучок с длительностью импульса тока τ и амплитудой I_{in} , причем изменение инжектируемого тока в пределах τ характеризуется функцией $I_{in}(t)$ ($t_0 \leq t \leq t_0 + \tau$). В процессе инжекции электроны совершают бетатронные колебания около равновесной орбиты с радиусом $R_s(t)$, часть частиц высвобождается на инжекционное сопло в моменты времени $t_i + mT_0$, где T_0 - время оборота частицы в магнитном поле, m - число оборотов. При этом образуется кольцевой сгусток, который, вообще говоря, не является азимутально однородным. Однако, если азимутальный момент собственных сил, связанных с нарушением аксиальной симметрии сгустка, мал по сравнению с азимутальным моментом аксиально-симметричных сил, обусловленных суммарным (собственным плюс внешнее) электромагнитным полем, то имеем [8]:

$$R_s^2 B_s - R_s^2 A_s + R_s^2 (B_s^2 + \frac{1}{2} E_s^2) - R_s A_s^2 = - \frac{mc^2}{2} R_{in} (t/t_{in}) - R_{in} A(R_{in}, t) - R_{in} A^2(R_{in}, t), (1)$$

где B_s , A_s - аксиальный компонент вектора индукции и азимутальная составляющая вектора-потенциала внешнего мягкофокусирующего магнитного поля; B^2 , E^2 , A^2 - соответствующие компоненты для собственного аксиально-симметричного поля сгустка; R_{in} - азимутальная составляющая скорости частицы, отнесенная к скорости света; γ - релятивистский фактор; индексом "s" отмечены величины при $R=R_s$; R_{in} - радиус инжекции частиц при $t=t_i$. В общем случае компоненты B^2 , E^2 , A^2 пропорциональны числу частиц $N(t)$ в кольце, зависит от равновесного радиуса кольца R_c , от формы поперечного сечения кольца, свойств окружающей его среды и других параметров, которые могут меняться в процессе инжекции, в том числе при инжекции новой порции частиц. Будем считать, что явно от времени зависит только число частиц в кольцевом сгустке, а все остальные параметры

находятся в соответствии с изменением $R_s(t)$. Последнее, в частности, справедливо при адиабатическом изменении квазистационарного магнитного поля [6]. В соответствии с этим предположением из (1) находим полную производную $\dot{R}_s(t)$ по времени:

$$\dot{R}_s(t) = - \frac{R_s \left(B_s^c + \frac{1}{R_s^2} E_s^c \right) - A_s^c}{(1 - n_s - \delta n_s) B_s} \cdot \frac{1}{N(t)} \frac{\partial N(t)}{\partial t}, \quad (2)$$

где $n_s = \frac{R_s}{R_0} \frac{\partial R_0}{\partial R_s}$ - показатель спада внешнего магнитного поля;
 δn_s - дробная, обусловленная собственным полем кольца;

$$\delta n_s = - \frac{1}{R_s B_s} \frac{\partial}{\partial R_s} \left[R_s^2 \left(B_s^c + \frac{1}{R_s^2} E_s^c \right) - R_s A_s^c \right], \quad (3)$$

причем здесь берется полная производная по R_s в соответствии со сделанным выше предположением. Из (2) следует, что в постоянном магнитном поле положение равновесной орбиты меняется при изменении числа частиц в кольцевом сгустке. Более того, в соответствии с (2) и (1) получаем, что при инжекции каждой новой порции частиц на орбиту смещается равновесная орбита инжектированных в предшествующий момент времени частиц, но и вновь инжектируемые частицы соответствуют другой радиусу равновесной орбиты. Равновесный радиус $R_{si}^0 = R_{si}(t_i)$ инжектированной в момент времени t_i частицы находится из правой части (1) с константой, определенной в левой части (1). Необходимо только помнить, что в (1) величину $(\gamma \beta_0)_i$ следует подставлять с учетом потерь энергии частиц, обусловленных влетом пучка из сопла в поле кольцевого сгустка, образованного инжектированными в предшествующие моменты времени частицами. Если азимутальный импульс частиц инжектируемого пучка внутри сопла постоянен в течение τ , то изменение амплитуды радиальных колебаний центральной в сечении пучка частицы с радиусом траектории R_0 при $t = t_i$, обусловленное потерями энергии частиц при влете и изменением собственного поля кольцевого сгустка, определяется производной:

$$\dot{a}_{si}^0 = \frac{d}{dt} (R_0 - R_{si}^0) = \frac{R_0^2 \left[B_s^c(R_{si}^0, t_i) + \frac{1}{R_{si}^2} E_s^c(R_{si}^0, t_i) \right] - A_s^c(R_{si}^0, t_i) + \frac{R_0}{R_{si}^2} \left[A(R_0, R_{si}^0, t_i) - \frac{1}{R_{si}^2} \Psi(R_0, R_{si}^0, t_i) \right]}{(1 - n_s - \delta n_s) B_s(R_{si}^0, t_i) N(t_i)} \frac{\partial N(t_i)}{\partial t_i}, \quad (4)$$

где

$$\delta n_s = \delta n_s - \frac{R_0}{R_{si}^0 B_s(R_{si}^0, t_i)} \left[\frac{\partial A^c(R_0, R_{si}^0, t_i)}{\partial R_{si}^0} - \frac{1}{R_s} \frac{\partial \Psi^c(R_0, R_{si}^0, t_i)}{\partial R_{si}^0} \right]. \quad (5)$$

Подставляя в (2) и (5) известные выражения для компонентов поля кольца в собственном пространстве [6], получим в линейном приближении по малому параметру $\gamma = N z_{\text{ан}} / 2\pi R_c$

$$\dot{R}_s(t) = \frac{R_c}{1 - n_c} \frac{\partial}{\partial R_c} \left(2 + \frac{L}{\gamma^2 R_c^2} \right) \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial t}, \quad (6)$$

$$\dot{a}_{si}^0 = - \frac{R_c}{1 - n_c} \frac{\partial}{\partial R_c} \frac{R_s}{R_c} \left[2 + \frac{L+1}{\gamma^2 R_c^2} - \frac{2\Phi}{\delta R_c} - \frac{R_s(R - R_c)^2}{R_c} \left(1 + \frac{L}{2\gamma^2 R_c^2} \right) \right] \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial t}, \quad (7)$$

где $L = b_0(16 R_c / (a_1 + a_2))$; a_1 и a_2 - полуразмеры осей эллипса в поперечном сечении кольца радиуса R_c ; индексом "с" отмечены величины при $R = R_c$; функция Φ описывает потенциал бесконечно длинного заряженного цилиндра эллиптического сечения с постоянной плотностью заряда и равна внутри него [6]

$$\Phi(R, z) = \frac{(R - R_c)^2}{a_1(a_1 + a_2)} + \frac{z^2}{a_2(a_1 + a_2)}. \quad (8)$$

Из (6) следует, что изменение радиуса магнетронных орбит электронов обусловлено изменением собственного поля кольца, что аналогично эффекту Керста [7]. Одна-

ко, в отличие от работы [7], в (6) учтены влияние E^C и связанная с кривизной кольца разница вкладов электрического и магнитного полей в азимутальную составляющую обобщенного момента. Из (16) следует, что при внешней инжекции ($R_0 \gg R_{so}$) процесс изменения числа частиц в кольцевом сгустке будет следующим. В течение инжекции пучка Σ число частиц будет расти и достигнет некоторого максимального значения, после чего наступит насыщение циркулирующего тока, обусловленного балансом между вновь инжектируемыми и гибнущими на сопле частицами. По окончании инжекции происходит уменьшение циркулирующего тока, в результате чего радиусы орбит электронов уменьшаются. Это приводит к захвату части электронов в кольцевой сгусток. Приведем численные оценки для (6) и (7). Если число частиц в кольце $N \leq 10^{13}$, размеры поперечного сечения $a_z \approx a_r \approx 1$ см, радиус кольца $R_c \leq 40$ см и $\gamma_c \approx 4$, то при инжекции в равновесное магнитное поле, когда $R_{so}(t_i) = R_c = R_0$,

$$R_s \approx \dot{a}_{so} \approx \frac{q_1 z_{so}}{1 - n_c} \frac{\partial N}{\partial t} \quad (9)$$

из (9) следует, что при изменении числа частиц в кольцевом сгустке за оборот $\Delta N \approx 3 \cdot 10^{12}$ смещение орбиты составляет $\Delta R_s \approx 0,1$ см и может быть достаточным для захвата части пучка в постоянное магнитное поле в кольцевой сгустке.

Определим количество самозахваченных частиц при инжекции пучка в постоянное магнитное поле. Зависимость тока циркулирующих в магнитном поле частиц от времени в процессе инжекции можно представить в следующем виде:

$$j(t) = \frac{j_0}{t_0} \int_0^t \left[1 - \sum_{m=1}^{\infty} U(t-t_m - mT_0) K_m^*(t_i) \right] f_z(t_i) dt_i, \quad (10)$$

где $K_m^*(t_i)$ - доля высидевшихся на сопло в момент времени $t_i + mT_0$ частиц, инжектированных при $t = t_i$; K_0 - максимальное число оборотов, которое может совершить частица; $U(x)$ - ступенчатая единичная функция ($U(x) = 0$ при $x < 0$; $U(x) = 1$ при $x \geq 0$). Для определения $K_m^*(t_i)$ будем использовать предложенный в работах [9-11] метод. Пусть в момент инжекции t_i все частицы согласованного пучка на фазовой плоскости занимают область, ограниченную эллипсом

$$(x_{ci}(t_i) - R_0)^2 + (z_{ci}(t_i)/\omega_{ci})^2 = \varrho_z^2, \quad (11)$$

где ω_{ci} - мгновенная циклическая частота радиальных бетатронных колебаний около равновесной орбиты $R_{si}(t_i)$. Совершая колебания, часть частиц в момент времени $t_i + mT_0$ высидывается на инжекционное сопло. Это те частицы, радиус которых больше радиуса нижней кромки сопла R_{sn} . Данное условие в соответствии с [11] можно представить как

$$R_{si}(t_i + mT_0) + \mu_m(t_i) \left[(x_{ci}(t_i) - R_{si}(t_i)) \cos 2\pi m Q_{ri} + (z_{ci}(t_i)/\omega_{ci}) \sin 2\pi m Q_{ri} \right] \geq R_{sn}, \quad (12)$$

где Q_{ri} - число радиальных бетатронных колебаний за оборот; $\mu_m(t_i)$ описывает изменение этих колебаний за промежуток времени mT_0 . Решая совместно (11) и (12), можем определить, какая часть фазового портрета пучка отсекается прямой (12). Если считать, что частицы инжектируемого пучка распределены равномерно в пределах части фазовой плоскости, ограниченной эллипсом (11), то, используя результаты работы [11], можем записать, что

$$K_m^*(t_i) = \frac{1}{2} - \frac{1}{\pi} \arcsin \left(\frac{x_m}{\mu_m \varrho_z} \right) - \frac{1}{\pi} \left(\frac{x_m}{\mu_m \varrho_z} \right) \sqrt{1 - \left(\frac{x_m}{\mu_m \varrho_z} \right)^2} \quad (13)$$

при $|x_m| < \mu_m \varrho_z$; $K_m^*(t_i) = 0$ при $x_m > \mu_m \varrho_z$; $K_m^*(t_i) = 1$ при $x_m < -\mu_m \varrho_z$.

$$x_m(t_i) = (1 - \mu_m(t_i) \cos 2\pi m Q_{ri}) a(t_i) \cdot \varrho_z - \Delta R_{si} + R_{si}(t_i) - R_{si}(t_i + mT_0), \quad (14)$$

Здесь $a(t_i) = R_0 - R_{si}(t_i)$ - амплитуда колебаний центральной частицы при $t = t_i$;

$\Delta R_{2n} = R_n - R_2 - R_{1n}$ - расстояние между нижними краями инжектируемого пучка и сопла. В (13) предполагается, что прямые (12) не пересекаются в пределах эллипса (11). В более общем случае $K_m^*(t)$ нетрудно вычислить на ЭВМ, решая совместно (11) и (12).

Если пренебречь изменением собственного поля сгустка, то $R_{2n}(t_i) = R_m(t_i) = \text{const}$, $K_m^*(t_i) = K_m^*(t_0) = \text{const}$. В этом случае, проводя в (10) интегрирование при $f_c(t_i) = 1$, получаем

$$J(t) = \frac{1}{T_0} \left\{ (t-t_0)U(t-t_0) - (t-t_0)U(t-t_0) - \sum_{m=1}^{\infty} \left[(t-t_0-mT_0)U(t-t_0-mT_0) - (t-t_0-mT_0)U(t-t_0-mT_0) \right] K_m^*(t_i) \right\}.$$

Данная зависимость представляет собой импульс тока с временами спада $\tau_c = M_c T_0$ и фронта $\tau_p = \min(\tau_c, \tau_c)$ и с длительностью $\tau + \tau_c$. При этом $J_{\max} = J(t_0 + \tau_p) = J_{in} \left[\tau_p/T_0 - \sum_{m=1}^{\infty} (\tau_p/T_0 - m) K_m^* \right]$, где $M_p = [\tau_p/T_0]$. Из (13) и (14) получаем неравенство для определения M_c :

$$2a(t_0) \sin^2 M_c Q_{20} < \Delta R_{2n}, \quad (15)$$

где M_c - минимальное положительное число, при котором (15) выполняется. На рис.1 приведен график функции $J(t)$ при $\tau > \tau_c$ (пунктирная линия).

Рассмотрим теперь случай слабых инжектируемых токов, когда в нулевой приближении можно использовать для определения смещения равновесной орбиты полученные выше величины $J(t)$, τ_c и τ_p . Ясно, что при слабых токах инжекции захватываются лишь те частицы, для которых в момент времени $t_i + M_c T_0$ имеем $x_{mc}(t_i) > \mu_{mc}(t_i) \theta_2$. Величина захваченного тока согласно (10) и (13) есть

$$J_c \approx \frac{J_{in}}{T_0} \int_{t_0}^{t_0 + \tau_p} \left[1 - K_m^* \left(\frac{x_{mc}(t_i)}{\mu_{mc}(t_i) \theta_2} \right) \right] f_c(t_i) dt_i, \quad (16)$$

где

$$x_{mc}(t_i) = (1 - \mu_{mc}(t_i)) a(t_i) + R_{2i}(t_i) - R_{2i}(t_i + M_c T_0) - \theta_2 - \Delta R_{2n}, \quad (17)$$

а K_m^* вычисляется по формуле (13). Из рис.1 видно, что ток $J(t)$ нарастает практически линейно до максимального значения за время τ_p , а затем уменьшается до нуля за время τ_c . Поэтому приближенно для (17) можем записать

$$\frac{x_{mc}(t_i)}{\mu_{mc}(t_i) \theta_2} \approx -1 - \frac{\Delta R_{2n}}{\theta_2} + \frac{J(t_i) - J(t_i + M_c T_0)}{J_{\max}} \Delta x_m, \quad (18)$$

где

$$\Delta x_m = \frac{\Delta R_m}{\theta_2} + \left(\frac{a}{\theta_2} - \frac{\Delta R_{2n}}{\theta_2} - 1 \right) \Delta \mu_m; \quad a = a(t_i);$$

$$\Delta R_m = \frac{J_{in}}{T_0} \cdot \frac{R_c}{1 - K_c} \left(2 + \frac{1}{K_c} \right); \quad J_{in} = \frac{J_{\max}}{2} \left(\frac{J_{\max} T_0}{\theta_2} \right). \quad (19)$$

Величина $\Delta \mu_m$ характеризует изменение амплитуды бетатронных колебаний за время $M_c T_0$. Если считать, что оно происходит вследствие изменения поля и частоты радиальных колебаний, то

$$\Delta \mu_m \approx \frac{1}{2} \left(n - \frac{R_c}{Q_c} \right) \frac{\Delta Q_c}{\Delta R_c} + \frac{1}{4 R_c Q_c} \left[(1 + Q_c^2) \left(\frac{1}{R_c} + 1 \right) (1 - \frac{1}{K_c}) + \frac{4 R_c^2}{R_c^2 (1 + Q_c^2) (1 + Q_c^2)} + \frac{1}{K_c^2} \right].$$

Проводя интегрирование в (16) при $f_c(t_i) = 1$ с учетом (18) и (13), получим

$$J_c = \frac{J_{in} \tau_c}{T_0 \Delta x_m} \begin{cases} \gamma(-1 - \frac{\Delta R_{2n}}{\theta_2} + \Delta x_m) - \frac{1}{2} \gamma(-1 - \frac{\Delta R_{2n}}{\theta_2} + \frac{\tau_c - \tau_p}{\tau_c} \Delta x_m) & \text{при } \tau > \tau_c; \\ \frac{\tau}{\tau + \tau_c} \gamma(-1 - \frac{\Delta R_{2n}}{\theta_2} + \Delta x_m) & \text{при } \tau < \tau_c; \end{cases} \quad (20)$$

где

$$\gamma(y) = \frac{1}{2} y + \frac{1}{\pi} \left[y \arcsin y + \frac{1}{2} (1 - \frac{1}{2} y^2) \sqrt{1 - y^2} \right] \quad \text{при } |y| \leq 1; \quad (21)$$

$\gamma(y) = 0$ при $y \leq -1$; $\gamma(y) = y$ при $y \geq 1$. Из (20) и (16) следует, что захват части инжектируемого пучка происходит вследствие гибели других частиц

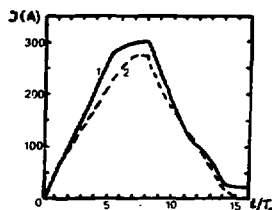


Рис.1. Зависимость $J(t)$ с учетом (1) и без учета (2) влияния изменения собственного поля катоды. $\tau/T_0 = 8$; $\alpha = 4$ см; $Q_{\text{св}} = 0,8563$; $J_{\text{ин}} = 60$ А.

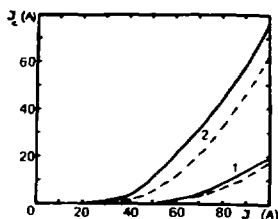


Рис.2. Зависимость $J_c(J_{\text{ин}})$. 1 - $\tau/T_0 = 4$; 2 - $\tau/T_0 = 8$; $\alpha = 4$ см; $Q_{\text{св}} = 0,8563$.

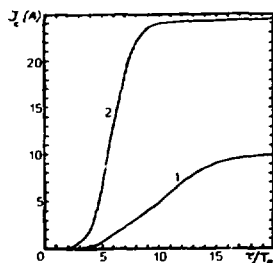


Рис.3. Зависимость $J_c(\tau/T_0)$. 1 - $J_{\text{ин}} = 40$ А; 2 - $J_{\text{ин}} = 60$ А; $\alpha = 4$ см; $Q_{\text{св}} = 0,8563$.

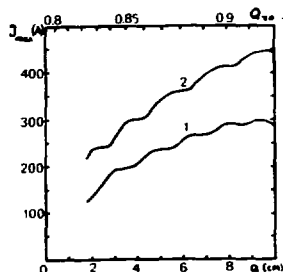


Рис.4. Зависимость $J_{\text{max}}(\alpha, Q_{\text{св}})$. 1 - $J_{\text{ин}} = 40$ А; 2 - $J_{\text{ин}} = 60$ А; $\tau = 63$ нс.

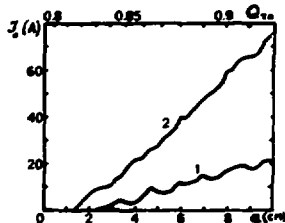


Рис.5. Зависимость $J_c(\alpha, Q_{\text{св}})$. 1 - $J_{\text{ин}} = 40$ А; 2 - $J_{\text{ин}} = 60$ А; $\tau = 63$ нс.

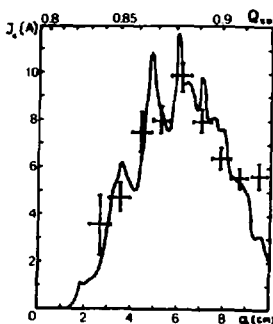


Рис.6. Зависимость $J_c(\alpha, Q_{\text{св}}, J_{\text{ин}})$. J_c - экспериментальные данные; $\tau = 63$ нс.

при $I(t_i) > I(t_i + M_e T_0)$. В (20) величина I_c вычислена в приближении линейной аппроксимации скоростей нарастания и спада импульса тока $I(t)$, причем $I_c \ll I_{max}$. От этих предположений можно отказаться, если решать численно интегральное уравнение (10) для $I(t)$. На рис.1 сплошной линией представлен результат численного решения интегрального уравнения (10). На рис.2 и 3 приведены зависимости $I_c(I_{in})$ и $I_c(\gamma/T_0)$, а на рис.4 и 5 - зависимости $I_{max}(a, Q_{res})$ и $I_c(a, Q_{res})$ при различных токах I_{in} (сплошная линия - результат численного интегрирования, пунктирная - вычисления по формуле (20); распределение внешнего магнитного поля по радиусу соответствует данным работы [4]; заданы параметры: $y_0 = 4$; $R_0 = 40$ см; $b_2 = 1$ см; $\Delta R_{em} = 0,3$ см). На рис.6 представлена зависимость $I_c(a, Q_{res})$ при токах I_{in} , для которых имеются экспериментальные данные (см. работу [4]). Поскольку в [4] приведены величины, пропорциональные I_c , то на рис.6 экспериментальные значения нормированы на максимальное значение расчетного тока I_c . Из рис.6 видно, что при $a < 8$ см наблюдается хорошее соответствие зависимости расчетных и экспериментальных величин I_c от a и Q_{res} . При $a > 8$ см совпадение хуже, что связано, по-видимому, с ненулевым углом влета частиц в поле адгезатора при $a > 8$ см (это не учтено выше). Кроме этого, необходимо отметить, что все результаты в данной работе приведены в линейном приближении по малому параметру (a/R_c) , а при $a > 8$ см имеем $(a/R_c) \approx 0,25$.

В заключение автор выражает свою признательность Ю.И.Алексахину и И.Н.Иванову за полезные обсуждения и замечания.

Литература

1. Габанец И. и др. В кн.: Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1975, т.7, с.275.
2. Габанец И. и др. В кн.: II Симпозиум по коллективным методам ускорения. МИИ, ДЭ-10000, Дубна, 1977, с.47.
3. Partushny V.P. et al. Czech.J.Phys., 1976, B26, p.1200.
4. Мабиикий В.А. и др. Физж, P9-8354, Дубна, 1974.
5. Воробьев А.А., Кунинев Б.А., Евстигнеев В.В. Электрические пучки бетатронов. Атомиздат, М., 1974.
6. Коврижных Л.А., Лебедев А.Н. ЖЭ, 1959, 29, с.732.
7. Kerst D.W. Phys.Rev., 1948, 74, p.503.
8. Черельштейн Э.А., Саранцев В.И. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
9. Рубин Н.Б., Яркович О.И. МИИ, P-649, Дубна, 1961.
10. Van der Stock P.D.V. IEEE Trans.Nucl.Sci., 1977, NS-24, No.3, p. 1417.
11. Мабиикий В.А. МИИ, P9-83-54, Дубна, 1963.

□

К РАСЧЕТУ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ ЛИНЕЙНОГО КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ ИОНОВ

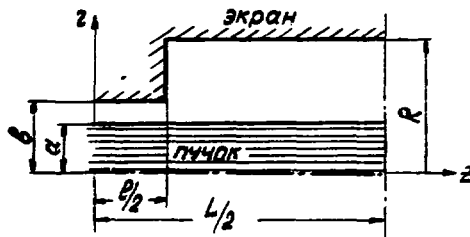
Г.Г.Асеев, А.Н.Коростелев, Г.Г.Кузнецова, А.Г.Давыд, П.А.Мартиненко,
Н.А.Хвнико

Иарьковский физико-технический институт АН УССР

Рассматриваемая схема коллективного ускорения предложена в работе [1].

Ускоряющее поле создается продольным градиентом потенциала объемного заряда электронного потока (ЭП), распространяющегося в гофрированном экране и модулируемого во времени. Величина поля определяется первичным потоком и геометрией экрана. Фокусировка ионов обеспечивается радиальным градиентом потенциала ЭП. Для фокусировки ЭП используется внешнее магнитное поле. При современном состоянии техники высокоперевольных ЭП рассматриваемая модель ускорителя является перспективной как по темпу ускорения, так и по интенсивности.

Пространственное распределение потенциала ЭП в экране, геометрия ячейки которого показана на рис.1, было рассчитано для наборов величин параметров L, L и B_0 , где $B_0 = R/\sqrt{\epsilon_0} \sqrt{I_0/U_0}$, $R = I_0/U_0$, I_0 - ток, U_0 - ускоряющее напряжение ЭП, ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума, e и m - заряд и масса электрона. Рассматривался стационарный, нерелятивистский ЭП постоянного радиуса и плотности тока. Предполагалось отсутствие радиального движения электронов в потоке (сильное продольное поле). Уравнение Пуассона решалось численно (см [2,3]) при фиксированных значениях радиусов пучка и экрана и для набора значений L, L и B_0 ($L/a = 10 + 20, B_0 = 0,03 + 0,32$). Таким образом, было получено стационарное распределение $U(r, z, B_0)$.



Р и с.1

Рассматривалось движение ионов, непрерывно инжектируемых вдоль оси ЭП, движущихся в гофрированном экране заданной геометрии. Предполагалась жесткая фокусировка ионов вблизи оси радиальным полем ЭП. Далее считалось, что скорость ионов намного меньше скорости электронов, а период модуляции достаточно велик, чтобы мгновенное распределение ускоряющего потенциала соответствовало стационарному.

В этих условиях уравнение движения имеет вид:

$$M\ddot{x} = -q \cdot q_{\text{эп}} U(x, t) = q E(x, t), \quad (1)$$

где M - масса иона, q - его заряд, E - напряженность поля в ЭП.

Зависимость первенка (тока) от времени представлялась в виде:

$$B = B_m \frac{1 + \alpha \cdot \sin(\omega t + \varphi_0)}{1 + \alpha}, \quad (2)$$

где $B_m = 0,32$, что соответствует максимальному микроперевансу, равному 5;
 α - коэффициент, определяющий глубину модуляции (в расчетах $\alpha = 0,8$);
 ω - частота модуляции, φ_0 - фаза инжекции иона на входе в УС.

Зависимость $E(t)$ на координате z определяется нелинейной функцией $E(B)$, а мгновенное распределение $E(z)$ - рассчитанным распределением стационарного потенциала $U(z, B_0)$. Таким образом, уравнение (1) приводится к виду:

$$M\ddot{z} = q E_0(z, B_0) \cdot E(B). \quad (3)$$

Расчет УС сводится к решению уравнения движения (3) для различных условий инжекции и длин гофра с последующим выбором оптимальных значений ω , φ_0 и L_z таким образом, чтобы получить максимально возможные величины темпа ускорения и захвата ионов одновременно.

Поскольку прямой способ численного решения уравнения (3) по стандартной программе неэкономичен, нами был использован комбинированный метод, сочетающий большую скорость расчетов и достаточную их точность. В этом случае вместо расчетной сетки потенциала $U(z, B_0)$ использовалось эквивалентное ему трапецидальное распределение (Т - распределение).

Зависимость $E(B)$ на интервале $0,03 \leq B \leq 0,32$ достаточно хорошо аппроксимировалась степенным рядом:

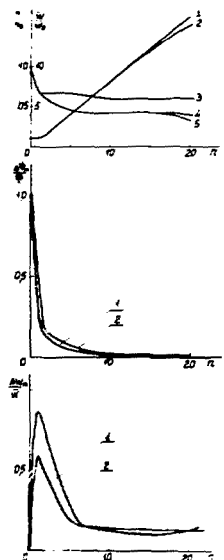
$$E(z, B) = \alpha_0 + \alpha_1 B + \alpha_2 B^2, \quad (4)$$

где коэффициенты α_i определялись по расчетным, стационарным зависимостям $E(B_0)$. В этом случае решение уравнения (3) представлял собой трансцендентное уравнение, которое решалось численным способом. Инжектируемый ионный пучок разбивался по фазам на интервале 2π на 50 равных частей, и каждой части сопоставлялась одна частица (ион). Выходные параметры ионов вычислялись для различных условий инжекции и длин ячеек. Из полученного множества ансамблей ускоренных ионов программа отбирала такие длины ячеек, которым соответствовало наибольшее число частиц, получивших добавку энергии $> k \cdot \Delta U_{\text{яч}}$ на данной ячейке ($k = 0,5$ для трех первых ячеек, $k = 0,7$ - для всех последующих, $\Delta U_{\text{яч}}$ - максимальное провисание потенциала в i -ой ячейке).

Эта программа считает УС в несколько десятков раз быстрее, чем стандартная по расчетной сетке значений $U(z, B_0)$. Степень соответствия между результатами расчетов УС в двух этих случаях определялась вспомогательной программой, которая вычисляла энергию и фазу ионов по расчетным значениям $U(z, B_0)$, но с длинами ячеек, определенными по Т-распределению. Сопоставление результатов счета обеими программами показало их расхождение уже на первых ячейках УС, поскольку именно здесь происходит наиболее сильное относительное изменение скорости ионов. По этой причине окончательный расчет УС был проведен попеременно обеими программами: сначала определялись длины ячеек по модели трапеции, затем вычислялся фазовый объем ионов, ускоренных этой ячейкой, но с расчетным полем, после чего эти частицы инжектировались в следующую ячейку с Т-распределением и т.д. Продолжительности расчетов по комбинированной (К) и Т-программам практически одинаковы.

На верхнем графике рис.2 приведены зависимости средней энергии (кривые 1-2) и числа ускоренных ионов (кривые 3-5) от числа ячеек. Кривые 1 и 3 соответствуют Т-распределению, кривые 2 и 4 получены с помощью К-программы. Кривая 5 соответствует вспомогательной программе. Из сопоставления этих результатов следует вывод, что расхождение по энергиям не превышает 7%, а по числу ускоренных ионов - 35%. Средний график рис.2 дает представление о мак-

сильным разбросе фаз ускоренных частиц в зависимости от числа ячеек. Кривая 1 - Т-программа, 2 - К-программа. Этот график демонстрирует наличие эффекта продольной группировки (относительный разброс фаз уменьшается в сто раз при потере лишь половинном инжектируемых ионов). Нижний график рис.2 показывает зависимость максимального энергетического разброса ионов по энергиям, отнесенного к их средней энергии, от числа ячеек. Кривая 1 - Т-программа, 2 - К-программа. Этот график иллюстрирует большой (90%) разброс после первого периода, который к 5 - 6 периоду стабилизируется на уровне 14%.



Р и с.2

На практике пучок инжектируемых ионов имеет конечный радиус, а также определенный разброс по углам влета в УС. Для оценки роли этих эффектов был проведен численный анализ динамики ионов в рассчитанной выше УС с учетом радиальных сил объемного заряда ЭП и фокусирующего магнитного поля. Методом Рунге-Кутты решались уравнения движения:

$$\ddot{r} = -\frac{q}{m} \frac{\partial U}{\partial r} - \frac{1}{4} \omega_n^2 r \left(1 - \frac{r^2}{r_n^2}\right), \quad (5)$$

$$\ddot{z} = -\frac{q}{m} \frac{\partial U}{\partial z},$$

где ω_n - циклотронная частота иона, r_n - радиус инжекции, U - потенциал ЭП. Основные результаты этих расчетов состоят в том, что на выходе 20-й ячейки: 1. При $r_n = \frac{a}{2}$ средняя энергия ионов на 15% меньше их средней энергии в случае осевой инжекции, а разброс по энергиям увеличивается на 10%. 2. Средние фазы ионов и их разбросы в обоих случаях практически совпадают, а захват ионов увеличивается на 10-20%. 3. При $r_n \leq \frac{a}{2}$ угол инжекции от -15° (к оси) до $+10^\circ$ (от оси) не приводит к существенным потерям частиц и их средней энергии.

Таким образом, результаты численного анализа свидетельствуют о достаточно высокой устойчивости как процесса ускорения в рассматриваемой схеме, так и метода расчета УС. Этот вывод подтверждается также экспериментами, где на модели из 10 ячеек были получены ускоренные ионы, энергия которых находится в разумном согласии с расчетом.

Л и т е р а т у р а

- [1] Лаварь А.Г., Хижик Н.А., Великов В.В. ВАНТ., серия "Физика высоких энергий и атомного ядра", вып.3(5), стр.78, ХИТИ АН УССР, 1973 г.
- [2] Лаварь А.Г. и др. ВАНТ., серия "Техника физического эксперимента", вып.2(4), стр.72, ХИТИ АН УССР, 1979 г.
- [3] Асеев Г.Г. и др. ВАНТ., серия "Техника физического эксперимента", вып.2(4), стр.106, ХИТИ АН УССР, 1983 г.

НАГРЕВ ПУЧКА БЛИЗИ ПОРОГА СЛАБОДИССИПАТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

Н.С.Диканский, Д.В.Пестриков

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В докладе [1] показано, что в отсутствие когерентных неустойчивостей при-
чинной кулоновской релаксации энергетического распределения холодного пучка в
накопителе может быть теплообмен частиц и когерентными флуктуациями. Достижение
равновесия в холодном пучке было обусловлено конкуренцией возбуждения продоль-
ных колебаний тепловым движением частиц и поглощением этих колебаний частица-
ми пучка за счет затухания Ландау. Такой теплообмен наиболее эффективен для
волн с декрементами

$$\lambda_n \tilde{\tau}_p \approx 1, \quad (1)$$

где $\tilde{\tau}_p$ — время релаксации частиц. Переизлучения волн частицами приводило
к появлению равновесия, в котором температуры мод фона когерентных флуктуа-
ций были равны температуре частиц. В настоящем докладе рассмотрен случай, ко-
гда выполнение условия (1) обеспечивается близостью параметров пучка к порогам
продольных когерентных неустойчивостей:

$$\lambda_n \sim 1 - N/N_{cn},$$

где N — число частиц в пучке, N_{cn} — пороговое число частиц. В околупороговой
области ($\Delta N = N_{cn} - N \ll N_{cn}$) уровень когерентного шума пучка может суще-
ственно превышать тепловой [2]. В этих условиях теплообмен частиц и когерент-
ных флуктуаций может приводить к заметному увеличению продольной температуры
пучка T даже при сравнительно небольшом количестве неустойчивых мод.

Мы ограничимся рассмотрением одного специального случая, когда неустойчи-
вость однородного пучка вызывается слабой диссипативностью окружающих пучок
электродов. Для определенности считаем, что энергия частиц γmc^2 пучка превы-
шает критическую энергию накопителя ($\gamma > \gamma_{ic}$).

Кинетической стадии развития энергетического распределения отвечает область
параметров под порогом неустойчивости ($N < N_{cn}$) [3]. При дополнительных
предположениях:

а) взаимодействие с наведенным пучком полями мало искажает движение час-
тиц за времена порядка периодов обращения ($\omega/\omega_c \ll 1$);

б) наведенные пучком поля не возбуждают поперечных колебаний частиц;
удается построить систему релаксационных уравнений для T и температур флук-
туаций

$$T_n = \frac{R_0^2}{n^2 \omega_c^2} \operatorname{Re} \left(\frac{n}{i Z_n} \right) \int d\omega (SE_n)_{\omega}^2. \quad (2)$$

В отсутствие охлаждения пучка эта система имеет вид:

$$\frac{dT_n}{dt} = -\lambda_n (T_n - \phi_n(T)), \quad (3)$$

$$\frac{dS}{dt} = W. \quad (4)$$

Здесь R_0 — радиус орбиты, $(SE_n)_{\omega}^2$ — спектральная плотность флуктуа-
ций наведенного пучком продольного электрического поля; $Z_n = Z_n - iZ_n'$ — импеданс

электродов, с которыми взаимодействует пучок; \mathcal{E} - полная энергия теплового движения

$$\mathcal{E} = \frac{N T}{2} - \sum_n \frac{T_n}{2}; \quad (5)$$

W - мощность потерь (на одну частицу) энергии флуктуирующей поля во внешней системе:

$$W = \langle (e \delta E \delta j) \rangle = \sum_n \frac{\Delta \omega_n}{n} \cdot \frac{\omega_n'}{|\omega_n|} \left(\frac{n \bar{Z}_n'}{\bar{Z}_n''} \right) T_n, \quad (6)$$

$\Delta \omega_n$ - величина когерентного сдвига частоты на пороге неустойчивости; функция ϕ_n связана с равновесным уровнем шума пучка

$$\phi_n = T_{th} / (1 - T_{th}/T), \quad (7)$$

$$T_{th} = \frac{N e^2 \omega_n}{2 n''} \left(\frac{\bar{Z}_n''}{n} \right) \quad (8)$$

- температура, отвечающая порогу неустойчивости. Для нерезонансных элементов

$$\left(\frac{\bar{Z}_n''}{n} \right) = \begin{cases} const, & |n| < n_0 \\ \sim n^{-2}, & |n| > n_0, \end{cases} \quad (9)$$

где $n_0 \sim R_0 / \ell_c$, ℓ_c - характерный поперечный размер. Поэтому для наиболее опасных длинноволновых неустойчивостей $|n| < n_0$, пороговые температуры (8) одинаковы.

Безpośredственно система (3,4) не имеет стационарных решений. Для энергетически распределений, близких к гауссову на пороге неустойчивости, имеет место соотношение

$$\frac{\omega_n'}{|\omega_n|} \cdot \frac{\bar{Z}_n' n}{\Delta \omega_n} = \frac{N e^2 \omega_n}{2 n''} \frac{|\bar{Z}_n|^2}{T} \int d\rho \delta(\Delta \omega_n - n \omega_n' \rho) f_0(\rho) > 0. \quad (10)$$

Потому $W > 0$ и, соответственно, релаксация сопровождается ростом \mathcal{E} . Взаимодействие частиц с когерентными флуктуациями приводит к нагреву пучка и выводу его из околупороговой области ($\Delta N \ll N_{th}$).

Одним из путей предотвращения такого нагрева могло бы быть использование охлаждения частиц. В этом случае уравнение (4) должно быть заменено на

$$\frac{dT}{dt} = \sum_n \frac{1}{N} \frac{dT_n}{dt} + \frac{W}{N} - \lambda_0 (T - T_0), \quad (II)$$

где λ_0 - декремент охлаждения, T_0 - равновесная продольная температура при нулевом токе пучка ($N \rightarrow 0$). В отличие от (3,4), система уравнений (3,II) имеет равновесные решения. Однако при достаточно сильном трении ($T_0 \ll T_{th}$) значения равновесной температуры всегда превышает T_{th} и тем ближе к T_{th} , чем больше λ_0 .

Действительно, в равновесии $T_n = \phi_n(T)$, поэтому уравнение для равновесной продольной температуры T имеет вид ($dT/dt = 0$):

$$T - T_0 = \frac{1}{\lambda_0} \sum_n \frac{\Delta \omega_n}{N n} \left(\frac{n \bar{Z}_n'}{\bar{Z}_n''} \right) \cdot \frac{T_{th}}{1 - T_{th}/T},$$

$$\text{или} \quad T - T_0 = q \frac{T_{th}}{1 - T_{th}/T}, \quad (12)$$

$$\text{где } q = \frac{1}{\lambda_0} \sum_n \frac{\Delta \omega_n}{N n} \left(\frac{n \bar{Z}_n'}{\bar{Z}_n''} \right) > 0$$

малая величина ($q \ll 1$), если

$$\lambda_0 \gg \frac{n_0 \Delta \omega}{N} \left(\frac{n \bar{Z}_n'}{\bar{Z}_n''} \right)^{4/3},$$

$\Delta\omega$ - разброс частот обращения в пучке. Решение (12) имеет особенно простой вид в двух случаях:

$$T = \begin{cases} T_e, & T_e \gg T_{th} \\ T_{th}(1+q) \approx \bar{T}_{th}, & T_e \ll T_{th}. \end{cases} \quad (13)$$

Таким образом, при стабилизации когерентных неустойчивостей затуханием Ландау пучок не может быть охлажден до температур, меньших T_{th} . Это связано с нарастанием мощности когерентного шума пучка при приближении к порогу неустойчивости и является общим свойством для всех когерентных неустойчивостей пучка.

Равновесный уровень когерентного шума в пучке

$$\langle |s_{p_n}|^2 \rangle = N/q$$

заметьно превышает уровень дробового шума ($\langle |s_{p_n}|^2 \rangle = N$), если q мало. Для справедливости же используемого здесь квазиклассического приближения $\langle |s_{p_n}|^2 \rangle$ не должно приближаться к N^2 . Поэтому q должно быть ограничено снизу

$$q \gg \frac{1}{N},$$

что выполняется тем лучше, чем больше число неустойчивых мод ($2n$).

Нагрев в околопороговой области может быть причиной увеличения длины пучка, сгруппированного в сгусток В.Ч. пазов накопителя. Оценка равновесной длины для "микроволновых неустойчивостей" [4] дает [3]:

$$\ell_e^2 \approx \frac{N e^2 \omega_p^2 / R_0^2}{\ell_e \Omega_p^2} \left(\frac{Z''}{n} \right), \quad n \theta_e \gg 1, \quad n_0 \theta_e \gg 1, \quad \ell_e \gg \ell_c. \quad (14)$$

Здесь Ω_p - частота синхротронных колебаний, $\ell_e = 2R_0 \theta_e$ - длина пучка, ℓ_c - длина пучка при нулевом токе. При радиационном охлаждении зависимость отношения $\alpha = \ell_e / \ell_c$ от N и энергии частиц γmc^2 определяется формулой

$$\alpha = C \frac{N^{1/3}}{\gamma^{5/6}} \left(\frac{Z''}{n} \right)^{1/3}. \quad (15)$$

C - геометрический фактор, зависящий от параметров орбиты. Видно, что зависимость α от γ , помимо прочего, определяется зависимостью от энергии сил, переносящих взаимодействие частиц. Например, при $(Z''/n) \sim 1/\gamma^2$ (15) приво-

дит к зависимости $\alpha \sim \frac{N^{1/3}}{\gamma^{5/6}}$, близкой к наблюдавшейся на установке ADONE [5]:

$$\alpha \sim \frac{N^{1/3}}{\gamma^{5/3}}.$$

Авторы благодарят А.В.Вурову за обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Динамский Н.С., Пестриков Л.В. Особенности кулоновской релаксации холодного негруппированного пучка в накопителе. Сб.настольный сборник, т.П, с.246.
2. Парномчук В.В., Пестриков Л.В. ИФЭ, 1980, 50, № 7, с.1411.
3. Динамский Н.С., Пестриков Л.В. Нагрев негруппированного пучка вблизи порога продольной неустойчивости. Препринт 84-122 ИФЭ СО АН СССР, Новосибирск, 1984.
4. Hübner K., Zotter B. CERN/ISR-TH/78-3, 1978.
5. Auman F. IEEE Trans. on Nucl. Science, 1969, NS-16, p.1073.

□

ОБ УДАРНОМ УСКОРЕНИИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Е.Г.Бессонов, А.В.Серов

Физический институт им. П.Н.Лесёва АН СССР, Москва

1. В работах [1,2] были предложены различные схемы ударного метода ускорения частиц, найдена кинематическая связь характеристик пучка до и после их ускорения в режиме отражения от движущегося потенциального барьера. В настоящей работе рассмотрена динамика ускорения частиц этим методом. Найдена степень компрессии пучка частиц в процессе его ускорения. Предложен новый режим ударного ускорения с выходом частиц на плато потенциального барьера, позволяющий производить компрессию не только релятивистских, но и нерелятивистских пучков.

2. В ударном методе ускорения частицы пучка инжектируются в возбужденную ускоряющую структуру линейного ускорителя (ЛУ). После окончания инжекции в структуре возбуждается движущаяся без дисперсии волна ускоряющего электромагнитного поля, которая догонит частицы пучка и ускоряет их. Продольная компонента электрического поля волны $E_z(z)$, где $z = z - V_b t$ - фаза волны, V_b - скорость волны, z - координата, ограничена в пространстве фазами $z_1, z_2 < z_2$, так что $E_z(z) = 0$ при $z < z_1$ и $z > z_2$. Воздействие частиц с волной описывается потенциальной функцией $U(z) = -(e/mc^2) \int_{z_1}^{z_2} E_z(z) dz$, где e, m - заряд и масса частицы, c - скорость света. Уравнение продольного движения частицы пучка при ударном ускорении их в ЛУ с фокусирующим однородным продольным магнитным полем, согласно соотношениям $E_z = -(\frac{mc^2}{e}) \frac{dV}{dz}$, $\frac{dF_z}{dz} = (V_z - V_b) \frac{dP_z}{dz}$, $F_z = P_z / \sqrt{1 + P_z^2 + P_y^2}$ может быть представлено в виде

$$\left(\frac{P_z}{\sqrt{1 + P_z^2 + P_y^2}} - P_b \right) \frac{dP_z}{dz} = - \frac{dU}{dz}, \quad P_1 = const, \quad (1)$$

где $P_z^2 = P_x^2 + P_y^2$, $P_i = \beta_i \gamma$ - компоненты относительного импульса частицы $\beta_b = V_b/c$, $\beta_i = v_i/c$, v_i - компоненты скорости частицы, $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ - относительная энергия частицы. Первый интеграл этого уравнения имеет вид

$$\gamma(z) [1 - \beta_b \beta_z(z)] = I - U(z), \quad (2)$$

где $I = \gamma_n (1 - \beta_b \beta_{zn})$, индекс "n" относится к начальным значениям соответствующих величин. Из (2) и соотношения $\gamma^2 = 1 + P_z^2 + P_y^2$, $\beta_z = P_z/\gamma$ следует

$$\gamma(z) = [I - U(z)] \gamma_b^2 \pm \beta_b \gamma_b^2 \sqrt{[U_c - U(z)][2I - U_c - U(z)]}, \quad (3)$$

$$P_z(z) = \beta_b \gamma_b^2 [I - U(z)] \pm \gamma_b^2 \sqrt{[U_c - U(z)][2I - U_c - U(z)]}, \quad (4)$$

где $\gamma_b = 1/\sqrt{1 - \beta_b^2}$, $U_c = I - \gamma_n/\gamma_{zn} \gamma_b$ - максимальный потенциал, до которого может подняться частица. Частица, настигнутая волной, сначала ускоряется в области фаз $z < z_1$, чему соответствует знак (-) в (3), (4). Компонента ее продольной скорости может достигнуть скорости волны, если $\beta_b < 1$ и высота потенциального барьера $U_m > U_c$, где $U_m = \max U(z)$.

На фазовой плоскости z, γ при фазе $z = z_1$, определенной из условия $U(z) = U_c$, происходит поворот траектории частицы. Далее частица начинает двигаться быстрее волны, чему соответствует знак (+) в (3), (4). Если частица на длине ускорителя успеет выйти из волны (режим отражения от барьера), то она получит энергию $\gamma_s = \gamma_b \gamma_b^2 (1 - \beta_b \beta_{zn} + \beta_b^2)$, не зависящую от U_m . Величина $z_1 - z_2$

определяет минимальное расстояние, на которое частица может войти в волну. При $\beta_0 = 1$ и $U_n > U_c$ частица движется так, что ее фаза в предельном стремится к фазе Z_c . При $\beta_0 > 1$ частица все время движется со скоростью $V < V_n$ так, что ее фаза монотонно уменьшается. Если $\beta_0 \geq 1$, то в (3), (4) следует брать знак (-).

3. Продольная координата частицы при ударном ускорении изменится по закону

$$z(t, t_n) = z_0 + v_{zn} (t_g - t_n) + \int_0^t v_z(\tau) d\tau, \quad (5)$$

где $t_g = (z_0 - v_{zn} t_n) / (v_n - v_{zn})$ — время, через которое волна догонит частицу, инжектированную в точку z_0 в момент времени t_n , $\tau = t - t_g$. Пусть волна возбуждается в момент $t = 0$ в точке $z = 0$. Частицы могут инжектироваться в этой точке или с противоположного конца ускорителя соответственно по ($v_{zn} > 0$), или против ($v_{zn} < 0$) направления распространения волны. Плотность пучка, на обдаваемого начальным разбросом частот по импульсам, в области, определяемой фазой Z , будет изменяться обратно пропорционально расстоянию между двумя бесконечно близкими частицами, находящимися в этой области, т.е. по закону $\rho(Z) = \rho_n (dz_n/dz) = \rho_n v_{zn} / [dz/dt_n]$ или, согласно (5),

$$\rho(Z) = \rho_n \frac{\beta_n - \beta_{zn}}{\beta_0 - \beta_z(t_g)}. \quad (6)$$

Величина $\rho(Z)$ является расходящейся интегрируемой функцией вида $1/\sqrt{Z - Z_c}$. Наличие в инжектируемом пучке разброса частот по импульсам снимает эту расходимость, т.е. различные β_{zn} соответствуют различным фазам Z_c .

Потенциальная функция $U(Z)$ при $Z < Z_c$ выходит на плато, высота которого $U(Z < Z_c) = U_n$. Если $0 < U_n < U_m < U_c$, то в этом случае возможен режим ускорения, в котором все частицы пучка выскочат из ЛУ в фазах $Z_n < Z_c$. Пучок с нулевым разбросом частот по импульсам, ускоренный как в режиме выхода на плато, так и в режиме отражения от барьера ($Z_n > Z_c$), остается моноэнергетическим и претерпевает равномерное по длине компрессию. Длина ускоренного пучка $L_c = = L_n \rho_n / \rho_n$, где индекс "н" относится к конечным значениям соответствующих величин. Из (6) следует, что пучок частиц, ускоренных в режиме отражения от барьера, сокращается по правилам сокращения длины упругого тела в релятивистской кинематике ($L_n \gamma_n = L_c \gamma_c$). При этом порядок движения частиц меняется на противоположный. В режиме выхода на плато возможна компрессия и нерелятивистских пучков частиц. Заметим, что рост тока пучка, вследствие его компрессии в продольном направлении, происходит одновременно с увеличением энергии ускоренных частиц, т.е. одновременно с ростом предельного тока.

4. Ускорение частиц пучка как в режиме отражения от барьера, так и в режиме выхода на плато, возможно только в том случае, когда длина ускорителя

$$L \geq \frac{L_n}{\beta_0 - \beta_{zn}} + \frac{mc^2(\gamma_n - \gamma_c)}{eE}, \quad (7)$$

где \bar{E} — усредненное по z значение ускоряющего поля волны в точке нахождения частиц, знак (+) соответствует инжекции частиц навстречу волне.

5. Наиболее эффективными и менее чувствительными к нагрузке током пучка ЛУ являются индукционные ЛУ (ИЛУ) [3, 5]. Меняя временную задержку между моментами включения каждого последующего индуктора относительно предыдущего в ИЛУ можно создать волну, бегущую с любой скоростью ($V_n \geq c$) [16]. Т.е. время нарастания напряженности магнитного электрического поля индуктора ИЛУ до максимального значения $E_{zm} \sim 10^6$ В/м составляет $\tau \approx 10^{-8}$ с, а частицы основную часть времени должны ускоряться при полях, близких к максимальным, то в этом случае они должны подниматься до потенциалов $U(Z) = c\tau E_{zm}/2 \approx 1,5 \cdot 10^8$ В. В режиме отраже-

ния от барьера это возможно только при инжекции частиц навстречу волне с энергией $\approx 1,5 \cdot 10^6$ эВ. Инжекция частиц навстречу волне ($\beta_{en} < 0$) предпочтительна и в тех случаях, когда требуется ускорять пучки со сравнительно большой начальной длиной, т.к. в этом случае длина ускорителя, согласно (7), уменьшается. При работе ИДУ в режиме выхода частиц на плато их индукторы следует запитывать однопольными модульсами напряжения. После ускорения частиц полярность этого напряжения может изменяться, для того, чтобы обесточить систему и переманить ферритовые сердечники индукторов.

Этим методом можно производить компрессию электронных и ионных пучков, существенно позволяя их ток и сокращая период модуляции плотности. Осуществление ударного ускорения частиц в сверхпоточных линейных ускорителях позволит получить пучки высокой энергии с током более 10^4 А, которые могут использоваться в исследованиях по полному термоядерному синтезу [3,4], в мощных лазерах на свободных электронах [6,7] и при решении ряда других научно-технических проблем.

Авторы выражают благодарность К.А.Белошечеву и П.А.Черенкову за обсуждение настоящей работы.

Л и т е р а т у р а

1. Бессонов Е.Г., Куракин В.Г., Серов А.В. а) Краткие сообщения по физике. ФИАН, М., 1974, №3, с.31-36; ЖТФ, 1976, т.46, с.1984-1987; б) ОИИИ, ДЭ-1050. II Симпозиум по коллективным методам ускорения, Дубна, 1975, с.169-171; в) Препринт ФИАН № 53, 1976, Москва, с.1-9.
2. Бессонов Е.Г., Серов А.В. - Письма в ЖТФ, 1978, т.4, вып.8, с.467-470.
3. Faltenz A., Keef D. Proc.Linear Accel. Conf., Santa Fe, N.M., Oct. 19-23, 1981. Los.Alamos, N.M., 1982, p.205-213.
4. Keef D. Particle Accelerators, 1981, vol.II, p.187-199.
5. Чарниш В.П., Анашкин А.И. Линейные индукционные ускорители. М., Атомиздат, 1978, с.245.
6. Frommelt D., Szoke A., Neil V.K. Phys. Rev., 1981, vol. 21A, p.1436-1451; D.Frommelt. VSL-50021-79.
7. Бессонов Е.Г. а) К теории источников ондуляторного излучения. Препринт ФИАН № 35, 1983, Москва, с.1-21; Труды 6 Всесоюзной конференции по физике вакуумного ультрафиолетового излучения и взаимодействия излучения с веществом. Москва, МГУ, 22-24 июня 1982 г., Издат. МГУ, 1983. б) Лазеры на свободных электронах. Препринт ФИАН № 229, Москва, 1983, с.1-35; Труды школы молодых ученых "Излучение релятивистских электронов". Москва, МГУ, 20-22 июня 1983. Издат. МГУ, 1983 г.

ЭЛЕКТРОННАЯ ПУШКА - ИНJEKТОР ЛИНЕЙНОГО ИНДУКЦИОННОГО
УСКОРИТЕЛЯ ДЛУ-5/5000

С.В.Мартынов, В.И.Першин, В.К.Плотников, Н.Н.Полова

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

А.П.Вахрушин, Н.И.Колесов, В.Н.Иванкин, А.Н.Попов

ВНИИЭА им. Д.В.Федорова, Ленинград

Инжектором электронного пучка для созданной в ИТЭФ установки по исследованию коллективного ускорения ионов в электронных кольцах [1] является линейный индукционный ускоритель ДЛУ-5/5000 [2]. Эффективность работы установки зависит от интенсивности инжектируемого в нее электронного пучка, которая в значительной мере определяется качеством и параметрами пучка, сформированного в электронной пушке (ЭП). Для получения на выходе ДЛУ пучка с током $I = 2$ кА энергии электронов на выходе ЭП должна быть $0,7 + 1,0$ МэВ, т.к. в противном случае падение энергии электронов непосредственно за анодом ЭП из-за собственного заряда пучка препятствует качественной проводке пучка через ДЛУ [3]. Прямая ЭП ДЛУ-5/5000 не позволяла получить ни требуемый ток, ни требуемую энергию электронов. Поэтому возникла необходимость создания новой ЭП ДЛУ-5/5000. Требования к новой ЭП были сформулированы следующим образом: повышение рабочего напряжения пучки до $0,8$ МВ, что позволяет при токе 2 кА получить перепад пучка на входе в ускорительные секции $2-3 \cdot 10^{-6}$ А/В^{3/2}, при котором пучок может быть проведен через ДЛУ без существенных потерь; модернизация эмиттера электронов для получения стабильной эмиссии с током до 3 кА при длительности импульса 100 нс на полуциклоте; а также усовершенствование контрольной и измерительной аппаратуры.

При определении конструкции ЭП была выбрана схема питания ее от двух импульсных трансформаторов (ИТ), включенных разополярно относительно заземленного промежуточного электрода (I-го анода) (рис.1). Преимущества такой схемы состоят в том, что можно было использовать готовые импульсные трансформаторы ДЛУ, а к изолированным конструкциям и вакуумным камерам прилагается лишь часть полного напряжения, определяемая отдельно каждым трансформатором. ЭП состоит из трех основных узлов: двух ИТ, катодного - 1 (ИТ₁), и анодного - 2 (ИТ₂), а также катодного блока - 3. ИТ₁ установлен вертикально и состоит из 16 индукторов, внутри которых проходит вакуумная металлокерамическая секционированная трубка. Суммирование напряжения производится металлической штангой, идущей от верхнего индуктора к катодному блоку 3, прикрепленной через керамический изолятор к основанию ИТ₁. Напряжение к индукторам подводится от модуляторов радиочастотным кабелем РК-50-11-13 (по 6 на индуктор). Ферромагнитные сердечники индукторов выполнены из ленты сплава 50 НН толщиной 10 мм и шириной 25 мм. Сердечники имеют внутренний диаметр 200 мм и внешний - 430 мм. ИТ₁ обеспечивает отрицательный относительно I-го анода 4-импульс напряжения амплитудой до 500 кВ длительностью 200 нс на полуциклоте.

В ИТ₂ внутренний диаметр индукторов увеличен до 315 мм, что необходимо для размещения в отверстиях индукторов вакуумной секционированной металлокерамической трубки и коаксиального с ней полового цилиндра второго анода 5. Изменен-

ция уменьшения сечения ферромагнитного сердечника осуществляется попарным объединением индукторов, что позволило сохранить длительность импульса. Однако из-за ограниченности места для размещения $ИГ_2$ число индукторов в нем получилось при этом равным двенадцати. Суммарное напряжение второго трансформатора достигает 300 кВ. Конструктивно цилиндр второго анода выполнен из 2 тонкостенных труб из немагнитной стали, между которыми расположены девять фокусирующих катушек, создающих на оси канала продольное импульсное магнитное поле с частотой до 2000 Гс. Охлаждение катушек осуществляется воздухом, подаваемым в зазоры между катушками и стенками труб. С целью уменьшения локального нагрева второго анода излучением при работе с термокатодом на торце анода надето насадку, выполняющую одновременно роль теплового экрана и анодного электроды. Конструкция предусматривает взаимное изменение расстояний катод - 1-й анод, 1-й анод - 2-й анод (с нарушением вакуума). Цилиндр второго анода имеет регуляторы, позволяющие сместить и наклонить его относительно оси ускорителя. Все три узла ЭИ имеют относительно друг друга механическую развязку через сильфоны, что облегчает исторические операции при сборке.

Катодный блок имеет подогреватель и охранный прикатодный электрод. На катодный блок можно устанавливать как термоэлектронные, так и неактивные эммитеры с диаметром до 120 мм.

Вакуумный корпус ЭИ охлаждается водой, имеет два патрубка для подсоединения насосов типа НОРД, а также торцевой и три боковых люка для монтажа и обслуживания внутренних элементов ЭИ. Магнитноиндукционные датчики 6 и 7 для измерения тока пучка соответственно в зазорах катод - 1-й анод и 1-й анод - 2-й анод закреплены на держателе 1-го анода. Для измерения катодного и анодного напряжений предусмотрена установка в камере емкостных датчиков.

При проектировании элементов конструкции ЭИ, находящихся в сильных электрических полях, были проведены численные расчеты напряженностей полей. На основании анализа и оптимизации этих данных были выбраны конфигурации насадки второго анода и прикатодного охранного электрода. Расчеты велись по программам "Торпиз" и "Г-1", разработанной под руководством Молоковского С.И. По этим программам был также проведен расчет траекторий частиц пучка, при котором варьировались мекаэлектронные расстояния, величина и распределение магнитного поля во втором аноде.

После сборки ЭИ и обезгаживания вакуумного объема интенсивным прогревом до 350°C велись работы по накачке и получению номинальных параметров пучка. Первоначально работы велись с оксидно-никелевым термокатодом [4]. При зазоре 47 мм оттрекированный катод обеспечивал импульсный ток 1700 А при 400 кВ напряжении в первом зазоре пучка. Однако эмиссионные характеристики не соответствовали зависимости "стенки 3/2". Обработка экспериментальных данных показала, что при плотности тока эмиссии, превышающей 5 А/см², характер эмиссии развивается согласно эффекту Шоттки. В этом случае при нулевом поле на катоде и в отсутствие экранирующего электронного облака резко увеличивается неоднородность плотности тока в пучке за счет неравномерности нагрева и неоднородности активной массы катода. Получение требуемых токов (~3 кА) за счет эффекта Шоттки потребовало бы также значительного увеличения напряжения в первом зазоре.

В связи с этим было решено использовать в пучке десорбционно-налевой катод, работа которого была детально исследована ранее [5]. По технологическим причинам было удобно изготовить такой катод Ø 100 мм. Испытания этого катода показали, что при зазоре в 35 мм он обеспечивает стабильный ток в 3 кА при напряжении в 400 кВ. На рис. 2 представлены осциллограммы импульсов тока и напряжения. С помощью размещенного за анодной сеткой датчика был измерен эммитанс

луча при напряжениях 300-400 кВ. При работе с анодными сетками двух разных конструкций величина эмиттаса снижалась на уровне 0,2 см.рад для 80% луча. Катод был вставлен в решето, тогда интервалы между импульсами составляли 1,5 мс, и при этом не ухудшилась временная способность. Катод стабильно работал в течение квартала и суммарная наработка составила $2 \cdot 10^5$ импульсов. Таким образом, разработанный электронный пучок с десорбционно-челюстным катодом удовлетворяет требованиям, необходимым для инжекторов ЛУ, и может быть использован для решения других прикладных и фундаментальных задач физики электронных лучей.

Р и с.1.

Конструктивная схема двухзазорной электронной пушки.

1 и 2 - импульсные трансформаторы первого и второго ускоряющих зазоров, 3 - катодный блок, 4 - промежуточная электрод-сетка, 5 - второй анод, 6 и 7 - индукционные датчики тока первого и второго зазоров.



Р и с.2. Осциллограммы импульсов напряжения и тока в первом зазоре пушки.



Л и т е р а т у р а

1. Плотников В.К. О магнетостатическом коллекционном ускорителе с электронными коллекторами. Материалы II Симпозиума по коллекционным методам ускорения, ОИЯИ, Д9-10500, Дубна 1977, с.41
2. Богданов О.С., Вахрушин В.П., Волков А.А., Гаген-Торн В.К., Глухих В.А., Гусев О.А., Казанкин В.А., Павлов В.А., Востров Р.М., Куралки В.В., Плотников В.К., Чулкин М.В. Замыкающий индукционный ускоритель-инжектор установки для исследования коллективных методов ускорения. Вопросы атомной науки и техники. Вып. I (7), ИФП 81-8, 1981, с.54
3. Вахрушин В.П., Волков А.А., Гаген-Торн В.К., Демский М.Н., Колесов Н.И., Краснова Т.А., Кузнецов В.С., Попов А.Н., Зинковский В.В., Мартынов С.В., Плотников В.К., Перник В.И., Полова Н.Я. "Источники электронов линейного индукционного ускорителя". Труды УИ Воеводского общества по ускорителям заряженных частиц. Т. II, ОИЯИ, Дубна, 1983, с.34.
4. Рыбас К.П. Электронная пушка и термоэлектронные катоды, используемые в ускорителях электронов. Препринт НИИ384, В-0313, Ленинград, 1977.
5. Демский В.Н., Перник В.И. Импульсный десорбционно-челюстной метод. ПТЭ, 1979, в 4, с.36.

□

ПРОДОЛЬНОЕ КЛИНОВЕКОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ ТОКА ПРИ ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ СИНХРОННОЙ ФАЗЕ

В.А. Буламов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В работе исследуется зависимость предельного тока по продольному движению от продольного сжатия пучка. Рассмотрено приложение полученных результатов к проблеме выбора параметров ускорителя с изменяющейся синхронной фазой.

По исходным предположениям, движение стационарно, а продольные компоненты как внешнего, так и собственного поля сгустка слабо зависят от поперечных координат, и их значения берутся для осевого движения. Если плотность пространственного заряда $\rho(z, z) = \varphi(z)\psi(z)$, z - продольная, а z - поперечная координата в цилиндрической системе, то для потенциала объемного заряда на оси можно получить следующее приближенное выражение [1]:

$$\mu(z) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \varphi(z), \quad q = 4\pi \int_0^a \int_0^z \psi(z') z' dz' z. \quad (1)$$

В (1) $\varphi(z)$ - продольная плотность заряда, a - радиус апертуры. Для применения (1) необходимо, чтобы длина сгустка была существенно больше a . Движение частиц в поле эквивалентной бегущей волны определяем гамильтонианом [2]

$$H(p_T, \psi) = \frac{p_T^2}{2m_\gamma} + V(\psi), \quad (2)$$

канонические переменные: разность фаз и обратная разность энергий несинхронной и синхронной частиц

$$\psi = \varphi - \varphi_s, \quad p_T = W_s - W.$$

Обозначения фазовых переменных и плотностей заряда будем различать наличием аргумента, $m_\gamma = \frac{p_s^2}{\omega^2} \gamma^2$; p_s, v_s - импульс и скорость синхронной частицы, ω - частота внешнего поля, γ - фактор Лоренца. Потенциальная функция $V = \varphi_s + \varphi$, где [2]

$$\varphi_s = \frac{\omega p_s v_s}{\gamma} \left(\frac{\Omega_0}{\omega} \right)^2 \frac{\psi \cos \varphi_s - \sin(\varphi + \varphi_s)}{2m_\gamma \varphi_s}, \quad \varphi = \frac{e\omega}{\gamma^2} \mu(\psi), \quad (3)$$

в (3) e - заряд ускоренных ионов, Ω_0 - частота малых продольных колебаний, $\mu(\psi)$ - потенциал (1) в точке ψ . Рассмотрим функции распределения фазовой плотности:

$$\begin{aligned} f(H) &= f_s \sqrt{H_s - H}, & H_{\min} \leq H \leq H_s, \\ f(H) &= 0, & H > H_s. \end{aligned} \quad (4)$$

Интегрируя $f(H)$ по импульсной переменной, получим плотность заряда

$$\tau(\psi) = \pi f_s \sqrt{\frac{m_\gamma}{2}} (H_s - V(\psi)). \quad (5)$$

Выразим ψ в (5) через τ с помощью (1) и соотношения $\varphi(\tau) = \frac{2\pi}{\lambda} \tau(\tau)$. Разрешив полученное уравнение относительно $\tau(\psi)$, найдем самосогласованное распределение плотности заряда. Параметр H_s положим равным $V(\psi)$ в крайних точках сгустка, а f_s найдем, проинтегрировав $\tau(\psi)$ по фазовой длине сепаратрисы Φ , величина Φ для распределения (4) с полем (1) совпадает с аналогичной величиной в одно-частичном приближении. Окончательно, для $\tau(\psi)$ получаем

$$\tau(\psi) = \frac{2e p_s \lambda \gamma^2}{e \omega q} \frac{1}{I_n} (H_s - V_s(\tau)). \quad (6)$$

В (6) заряд отстает за время через среднестатистический ток $Q = \frac{2\pi}{\omega} I_n$, а I_n , как нетрудно видеть из (3), (6), представляет собой широко используемую в теории предельную характеристику ускорителя — ток при безразличном равновесии. Для ускорителя Адамсера получаем (в (7), (8) использовано размерное соотношение $1/\text{св.} = 1/2\pi \text{ см}$):

$$I_n = \frac{E_m \beta^2 \gamma^2 \lambda}{60 \pi^2 g} \Psi(\varphi_s), \quad (7)$$

где E_m — амплитуда эквивалентной ускоряющей волны, а для ускорителя на H-волне [3]

$$I_n = \frac{\theta U \beta \gamma^2}{30 \pi^2 g} \Psi(\varphi_s), \quad (8)$$

здесь θ — U-эффективность и напряжение на ускоряющем зазоре при длине периода ускорения $\frac{\beta \lambda}{2}$. Величина $\Psi(\varphi_s)$ простым образом связана с длиной сепаратрисы

$$\Psi(\varphi_s) = \sin\left(\frac{\Phi}{2} - \varphi_s\right) \left[\sin\frac{\Phi}{2} - \frac{\Phi}{2} \cos\frac{\Phi}{2} \right]. \quad (9)$$

Значения токов (7), (8) принципиально неостепенены для пучков с конечной продольной фазовой плотностью, во всяком случае при рассмотрении стационарных процессов. Получим соотношение, позволяющее оценивать уменьшение предела тока в результате внутреннего движения частиц в сгустке.

Пусть пучок с распределением (4) занимает на плоскости переменных (φ, p_φ) площадь πA_s , а площадь сепаратрисы без учета пространственного заряда πA_z очевидно, что

$$A_s = \frac{1}{\pi} \int_{\Phi} \sqrt{8m_\varphi (H_0 - V_s(\varphi))} d\varphi, \quad (10)$$

$$A_z = \frac{1}{\pi} \int_{\Phi} \sqrt{8m_\varphi (H_0 - V(\varphi))} d\varphi. \quad (11)$$

С помощью (3), (6) нетрудно получить

$$H_s - V(\varphi) = \left(1 - \frac{I}{I_n}\right) (H_0 - V_s(\varphi)). \quad (12)$$

Если считать теперь значение I_s заданным, то соответствующий этому значению эммитанс предельный ток I_m получим из (10), (11), (12)

$$I_m = I_n \left(1 - \frac{A_s^2}{A_z^2}\right). \quad (13)$$

В рамках модели для поля (1) для распределения (4) это соотношение является точным и описывает снижение теоретического предела тока I_n за счет ненулевого продольного эммитанса A .

Полученные результаты могут быть использованы для ускорителя с набегающей синхронной фазой при оценках возможной зависимости $\varphi_s(\beta)$, удовлетворяющей заранее заданному поведению предельных токов вдоль ускорителя. Кривые $(\beta(\varphi_s)/\beta_0)_{\text{кр.}}$, определяющиеся сохранением некоторой физической характеристики Ω_φ при одновременном постоянстве Ω_0 вдоль ускорителя, необратимы на рис.1. Например, при $\Omega_\varphi = I_n$ наивысшее φ_s , β вдоль ускорителя таково, что сохраняется Ω_0 , и способность канала при каждом β удерживать в безразличном равно-

несия одинаковый заряд. Используя (7) или (8), трудно построить эту зависимость в неэрелятивистском приближении

$$\left(\frac{\beta(\varphi_s)}{\beta_0}\right)_{I_n} = 3 \sqrt{\frac{\Psi(\varphi_s) \sin \varphi_s}{\Psi(\varphi_0) \sin \varphi_0}} \quad (14)$$

Надпись L на рис. 1 отмечен закон квазистационарных сгустков [2], [3]. При $\sin \varphi_s = A_2$ с изменением φ_s и β остается постоянным аксептанс (10). Кривая с $\sin \varphi_s = \varphi_s / A_2$ соответствует сохранению φ_s / A_2 при рассмотрении для роста φ_s модельного выражения $\varphi_s = \beta_0^2 \sqrt{\beta / \beta_0}$ из [4]. При начальной фазе $\varphi_0 = -90^\circ$ все кривые на рис. 1 весьма существенно различаются. Интересно отметить, что для $\sin \varphi_s = I_n, A_2, L$ это различие обусловлено малым промежутком фаз близких $\varphi_0 = -90^\circ$, а при начальной фазе $\varphi_0 = -80^\circ$ (пунктирная кривая) эти кривые практически неразличимы. Приемлемость выбора закона изменения $\varphi_s(\beta)$ в рамках рассмотренной теории обусловлена возможностью достичь при этом достаточно больших значений I_n и I_m .

В заключение хочу выразить признательность В.А.Теплякову за полезные обсуждения.

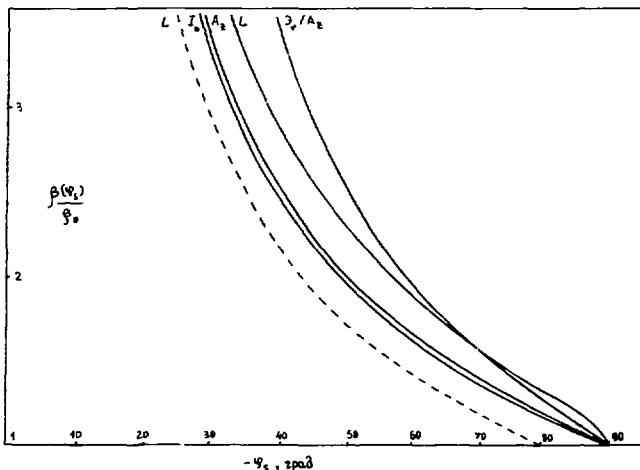


Рис. 1. Зависимость относительной скорости синхронной частицы β от φ_s при группировке сгустка с изменяющейся синхронной фазой. При изменении φ_s сохраняется одна из величин $\sin \varphi_s, L, I_n, A_2, \varphi_s / A_2$.

Л и т е р а т у р а

1. Лебедев А.Н., Давыдов А.В. Основы физики и техники ускорителей. В 3 т. Т.3. Линейные ускорители. М.: Энергоиздат, 1983, с.99.
2. Капчицкий Н.М. Теория линейных резонансных ускорителей: Динамика частиц. М.: Энергоиздат, 1962.
3. Капчицкий Н.М., Тепляков В.А. - Препринт ИВЭЭ ИИИ 69-48. Серпухов, 1969.
4. Власов А.Д. - Атомная энергия, 1971, т.30, вып.5, с.464-466.



МОДИФИЦИРОВАННЫЙ РЕЖИМ ГЕНЕРАЦИИ МОЩНЫХ ИОННЫХ ПУЧКОВ

Д.Р.Акерман, В.М.Истрицкий, А.Н.Диденко, С.Н.Волков, Н.Б.Краски, А.М.Толопа

НИИ ЯФ при Томском политехническом институте

Введение

Одним из преимуществ мощных ионных пучков (МИП) по сравнению с аналогичными по параметрам электронными пучками является их нерелятивистский характер. Это свойство позволяет осуществлять пространственно-временное санирование МИП и увеличивать его мощность при взаимодействии с мишенью на порядок и более. Для достижения этой цели к аноду ионного диода, в котором происходит генерация МИП, необходимо прикладывать профилированный, нарастающий во времени импульс напряжения, близкий к виду $\varphi(t) = \varphi_0 / (1 - \beta_0 c t / l)^2$, где φ_0 - начальное значение напряжения, l - расстояние до мишени, $\beta_0 c$ - начальная скорость ионов [1].

В настоящей работе выполнены эксперименты по генерации мощных электронных и ионных пучков с энергией, нарастающей во времени, в схеме с обычным ПИНО и корректирующей LC-цепью, роль которой выполняла зарядная индуктивность и односторонняя формирующая линия наносекундного ускорителя.

Ускорительно-диагностический комплекс

Принципиальная схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Мадонным накопителем служил воздушный ПИИ Аркадьева-Маркса, емкость которого в ударе составляла 40 нФ. В качестве корректирующей емкости была использована конденсаторная формирующая линия ($C_k = 13$ нФ) с одним зарядным электродом. При зарядке корректирующей емкости до максимального напряжения $\varphi_c = 400$ кВ происходило сравнение двухэлектродного газового радиального разрядника линии, выполняющего роль крутибара. Регистрации параметров диода и генерируемых электронных и ионных пучков осуществлялись стандартными методами диагностики: активно-емкостным и емкостным делителями напряжения (ДН); поясами Роговского; калориметром, вытравливающей профилированную поверхность коллектора для уменьшения разлета плавки; набором коллимированных цилиндров Фарадея (ЦФ), расположенных в поперечном магнитном поле с отрицательным смещением на коллекторе и многоапертурной камерой-обочкой с регистрацией отпечатков микропучков на нитридных пленках. Качественный профиль пучка измерялся по отпечатку на пленке-экспрозе, устанавливаемой на различных расстояниях от анода.

Экспериментальная часть

В первой группе экспериментов исследовалась генерация электронного пучка. Для этого в качестве нагрузки использовался плавный диод с плоским катодом диаметром 40 мм, выполненным из нержавеющей стали, и сеточным анодом. Импульс напряжения имел пологий фронт длительностью более 500 нс.

Измерение энергетического спектра электронного пучка, проведенное с помощью ИФ с отсчетными фольгами, показало хорошее соответствие с измеренным активно-емкостным ДН. Длительность импульса тока электронного пучка при неэлектродном зазоре 60 мм составляла 560 нс, при этом максимальная амплитуда лазерной ДФ в конце импульса, равнялась 2 нА.

Во второй группе экспериментов для исследования генерации МШ была выбрана тетродная геометрия ионной пучки (см. рис.1) [2]. Анодом служила латунная трубка, с одной стороны которой крепилась диэлектрическая накладка (из полнотелена либо гетфона); катодом является игла из нержавеющей стали. Для уменьшения электронных потерь на анод и поперечной скорости разлета катодной плазмы на тетрод накладывалось импульсное продольное магнитное поле ($T/4 = 15 \text{ нс}$ с индукцией до 0,4 Тл. Вакуум в камере поддерживался на уровне $5 \cdot 10^{-5} \text{ Тор}$.

При поступлении высоковольтного импульса на анод по поверхности диэлектрической накладки (обращенной в сторону виртуального катода) происходила пробой и генерация плотной плазмы ($n_e \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$), которая служила источником МШ. Основные результаты проведенных исследований сводятся к следующему:

1. Автографы МШ свидетельствовали о его начальной кольцевой структуре в соответствии с геометрией анодной плазмы, формирующейся при поверхностном пробое вокруг анодного отверстия. По мере транспортировки пучка происходило запыление его кольцевого профиля из-за частичной баллистической фокусировки МШ и собственной расходимости МШ, обусловленной зарядовой недокомпенсацией и "температурой" его источника - плазмы. Измерения отпечатков МШ показали, что средний поперечный угол расходимости пучка, как целого $\pm 2^\circ$, после прохождения им кроссовера составляет около 10° для H^+ и 6° для ионов C^+ . Расходимость микропучков, вырезанных камерой-обскурой из МШ, усредненная по 3-4 последовательным срабатываниям ускорителя, лежала в диапазоне $(1-5)^\circ$ для H^+ и 3° для C^+ . Длительность импульса напряжения лежала в диапазоне 400-450 нс; при этом максимальная амплитуда достигала 300 кВ, средний проступ напряжения составил (0,7-0,8) кВ/нс. Тетрод работал на основной части импульса в высокоомпаданном режиме. Расчет скорости внутридиффузионной плазмы по экспериментальным значениям импеданса показал, что в течение первой половины импульса скорость плазмы падает от $(5-6) \cdot 10^6 \text{ см/с}$ до $(2-4) \cdot 10^6 \text{ см/с}$ (в зависимости от значения $A-K$ зазора) и во второй половине импульса плавно снижается до $(1-2) \cdot 10^6 \text{ см/с}$. Сравнение длительности ионных импульсов на пролетных датчиках, расположенных на расстояниях 0,95 и 1,45 м от анода, показал в среднем двухкратное санчирование МШ по полной длительности, а то время как для отдельных групп ионов пучка степень санчирования достигала 5-6 (рис.2).

Интегриальная амплитуда тока ионного пучка на расстоянии 25 см от анода, измеренная ИФ с диаметром электрода 50 мм, достигала в максимуме 0,6 кА; при этом энергия МШ составляла 40 Дж. С учетом указанной расходимости МШ $\pm 2^\circ \leq 10^\circ$ максимальный ток ионного пучка H^+ может быть оценен на уровне 1,8 кА, при соответствующем кид.раном 12 %.

Численный эксперимент

С целью оптимизации рассмотренного метода генерации МШ было выполнено численное моделирование работы генератора с различными нагрузками: в виде планарного чайлд-ленгмювского диода с осполитрым потоком и магнито-изолированного диода (ИЗД) - для широкого диапазона значений параметров генератора, диодов и МШ. Энергия ионов пучки в каждый момент времени принималась в соответствии с напряжением, приложенным к аноду диода, равно. $\xi_i = e \mathcal{E}_i \varphi_A(t)$.

Основные результаты расчетов таковы:

1. При выборе в качестве нагрузки планарного диода с осполитрым потоком хорошее согласие с экспериментальными результатами было получено для скорости плазмы на уровне $U_{\text{пл}} \approx 4-5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$

2. Во всех случаях увеличение индуктивности непосредственного подвода к диоду и самого диода, приводило к уменьшению энергии, выделяемой в диоде, и ставило банширование пучка - К на мигни, установленной на заданном расстоянии. Поэтому предпочтительно использование диодов с минимальной собственной индуктивностью.

3. Для диодов с большой скоростью движения плазмы - $v_{пл} = (4-5) \cdot 10^6$ см/с (отражательные системы, плаварные диоды) с увеличением L_k и C_k наблюдается уменьшение значений η и K , где $\eta = W_d/W_0$, $K = W_m/\varepsilon W_d$, ε - коэффициент преобразования энергии, выделяемой в диоде, в энергию ИИИ, W_0 , W_d , W_m - мощности, выделяемые в ИИИ, диоде, в мигни соответственно. Такое поведение η и K обусловлено следующим. Большая скорость движения плазмы в диоде ограничивает минимально допустимый размер ($\Delta-k$) зазора большими значениями. Вследствие этого из-за глубокого рассогласования начального запаздывания диода с ИИИи основная часть энергии в диоде и пучке выделяется в конце импульса так, что с увеличением длительности импульса (т.е. значений C_k и L_k) значения η и K уменьшаются.

4. При "малых" скоростях движения плазмы в диоде ($v_{пл} \leq 4 \cdot 10^6$ см/с) с увеличением C_k наблюдается увеличение доли энергии, запасенной в ИИИи, которая выделяется в диоде. Что касается коэффициента банширования по мощности, то для каждого выбранного значения существует оптимальное значение, при котором он достигает максимума.

Из расчетов следует, что при задании параметров цепи, близких к экспериментальным, $C_r \approx 40$ нФ, $C_k \approx 13$ нФ, $L_k \approx 4$ мкГн, $L_d \approx 0,3$ мкГн, $\varphi_d \approx 400$ кВ и магнитно-изолированного диода в качестве нагрузки с $(\Delta k) = 4$ см до 35-40 % энергии, запасенной в ИИИи, может быть передано в диод. При этом около 60 % энергии ИИИ, выделенной в диоде в течение 650 нс, может быть передано в мигни в течение 80 нс (при допущении 70 % эффективности генерации ИИИ в ИИИ), так что средняя степень банширования достигнет семиз.

На рис. 3 приведены расчетные гистограммы W_m (дж/нс) для таких же параметров цепи, при работе с отражательными тетродом. Здесь W_m/ε - энерго-выделения ИИИ в мигни, установленной на различных расстояниях от диода. Из рисунка следует, что для $\ell = 1,5$ м и ионовобедный коэффициент банширования (на уровне 10-90 %) составляет 2, что согласуется с экспериментальными результатами.

Выводы

Выполненные экспериментальные и численные исследования генерации РЧ и ИИИ в модифицированном режиме работы ускорителя показывают возможность:

- 1) эффективной передачи (до 40 %) энергии ИИИа в диод ускорителя;
- 2) получения растущего напряжения на аноде диода, близкого к оптимальному параболическому;
- 3) достижения коэффициентов банширования ИИИ до порядка 1 и более.

Наиболее предпочтительными для рассматриваемого режима работы являются магнитно-изолированные диоды с малой скоростью движения плазмы, обеспечивающие хорошее согласование с ИИИи в течение основной части импульса.

Т.о., применение простых корректирующих LC-цепей, как альтернатива ИИИ, позволяет значительно уменьшить мощность, выделяемую в диоде (и соответственно уменьшать жесткость требований к конструкции диода) при сохранении за счет банширования требуемой мощности ИИИ на мигни.

Л и т е р а т у р а

1. Mosher D. et al. Proc. of III-rd Intern. Top. Conf. on HF El. and Ion Beam Re. and Techn., Novosibirsk, 1979, vol.2, p.576-588.
2. Быстровский В.М., Краски Я.Е., Сулакшин С.С., Бляжко плазмы, 1984. т.10, в.2, с.260-267.

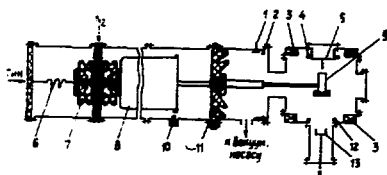


Рис.1. Схема экспериментальной установки.

1-ДН, 2- ПР, 3- катушки,
4 - ПР, 5 - конденсатор,
6 - зарядная индуктивность,
7 - разрядник, 8-зарядный
электрод, 9 - анод, 10 - ДН,
11 - изолятор пучка,
12 - ПР, 13 - насос.

Рис. 2. Осциллограммы импульсов ионов с пролетных датчиков, установленных на двух различных расстояниях.

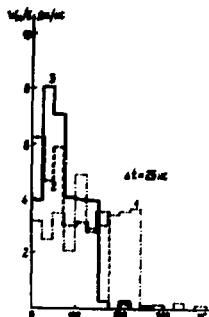
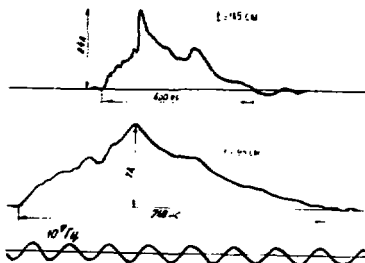


Рис.3. Расчетные гистограммы плотности $I_{и}$, выделяемой в излучении, установленной на различных расстояниях от анода ИИ. 1 - И, 2 - 2 м, 3 - 3 м. - эффективность диода: параметры ускорителя $\varphi(A) = 480$ нВ, $U_{пл} = 10^6$ см/с, $\kappa = 4,7$ мВ, $L\partial = 1$ мВ, $C_k = 4,7$ нФ.

□

КАЧЕСТВО ПУЧКА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ЦЕЛЫХ РЕЗОНАНСОВ В КАОННОЙ ФАБРИКЕ

И.А.Сарискин, Т.А.Чернышова

Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

Повышение энергии протонов свыше E_0 в кольцевом изохронном циклотроне (каоной фабрике) связано с прохождением ряда целых резонансов по свободным радиальным колебаниям $Q_z = 2, 3, 4, \dots$ [1]. Среди специалистов в области ускорителей прохождение целого резонанса связывалось с искажением замкнутой орбиты и значительным послерезонансным увеличением амплитуды свободных радиальных колебаний частицы [2]. Устойчивая точка зрения состояла в том, что в стационарном режиме ($\dot{\Psi} = \text{const}$) в линейной системе искажение замкнутой орбиты бесконечно (т.е. резонанс не проходит), и малейшая погрешность ограничивает искажения орбиты в резонансе и создает большие практические проблемы при устранении резонансов искусственным введением малейности. В силу этого достигшая энергии протонов в циклотроне ограниченная целым резонансом $Q_z = 2$ (энергия $\leq E_0$) [2-4]. Опытны, что при проходе целого резонанса в циклотроне связывалось с быстрым прохождением (частица проходит зону за несколько оборотов). Это приводило к набору энергии за оборот в несколько десятков МэВ и увеличению джоуля на резонансную гармонику поля ($\sim 10^{-5}$), чтобы амплитуды (вынужденных и свободных) радиальных колебаний были малы (< 1 см) [5].

Такая точка зрения на поведение амплитуд вынужденных радиальных колебаний при прохождении целых резонансов, справедливая для наивысшего кольца и циклических ускорителей (синхротрон, кольцевой фазотрон и циклотрон с динамическим подобием орбит, циклотрон с разделением орбитам), в которых частота постоянна в процессе ускорения, приближенные напряжения к изохронному циклотрону, в котором частота Q_z не постоянна, а естественным образом возрастает в процессе ускорения согласно выражению $Q_z = \gamma - 1 + W/E_0$, т.е. движение является нестационарным.

В работе [6] впервые на основе численного моделирования по полям (линейным по z и z') уравнениям движения было установлено, что в циклотроне прохождение наиболее опасного целого резонанса $Q_z = 2$ сопровождается незначительным искажением замкнутой орбиты при сохранении качества пучка. Движение протонов в изохронном циклотроне происходит в сложной и сильно нелинейной системе, что обуславливает нелинейность уравнений движения и магнитного поля с пространственной вариацией. Поэтому для повышения проходимости целого резонанса в циклотроне необходимо рассмотреть неоднородное нелинейное уравнение свободных радиальных колебаний вида

$$\begin{aligned} x'' + Q_z^2 x + \frac{1}{6} \frac{zE}{k_1} \sin\left(\frac{z}{k} - N\psi\right)x^2 - \frac{1}{2} x'^2 + zE_0 \cos \psi \psi = \\ = x'' + Q_z^2 x + Ax^3 + Bx'^2 + zE_0 \cos \psi \psi = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $Q_z^2 x + Ax^3$ - нелинейная жесткая сила; Bx'^2 - сила трения, существующая при больших скоростях; Q_z, z, E, k - нелинейные функции ψ ; $x' = \frac{dx}{d\psi}$.

Известно, что нелинейность в статическом режиме приводит к наклону и неоднородности стационарной резонансной кривой и зависимости частоты от амплитуды [7, 2]. В случае циклотрона нелинейность приводит к зависимости частоты свободных радиальных колебаний от амплитуды вынужденных радиальных колебаний

[8]. Во-вторых, нелинейность в циклотроне приводит к появлению сил трения, которая ранее в ускорителях никогда не учитывалась. Для уравнения (1) частота свободных радиальных колебаний равна

$$Q_z = \left[Q_z^2 \left(1 + \frac{3}{8} \frac{A^2}{Q_z^2} \right)^2 + \frac{a}{2Q_z^2} + \frac{z E_1}{Q_z^2} A^2 \right]^{1/2} \quad (2)$$

Так, при $Q_{z0} = 1,95$, $z = 1340$ см, $E = 1$, $\lambda = 36$ см, $E_1 = 1,3 \cdot 10^{-4}$, $a = 5$ см нелинейный сдвиг частоты $\Delta Q_z = 0,02324$ (выклад первого члена 0,023029, второго 0,000124, третьего 0,000087).

За затухание вынужденных колебаний ответственна нормальная компонента скорости ($V_n = V \sin(2\lambda z / \lambda_z)$). После резонансного затухания амплитуды вынужденных колебаний $= Q_{z0} (z_0^2 / z Q_z^2)$.

В работах [6,8,9] впервые было показано, что три причины ограничивают искажение замкнутой орбиты в целом резонансе и позволяют осуществить медленное по набору энергии за оборот прохождение зоны резонанса. Нестационарность движения (основная) уже ограничивает искажение замкнутой орбиты в целом резонансе, а резонанс проходит. Неизокронность движения приводит к зависимости частоты свободных радиальных колебаний от амплитуды вынужденных радиальных колебаний. Поэтому частота при меньшей энергии протона (на меньшем радиусе) достигает резонанса, и это приводит к дополнительному уменьшению амплитуды по сравнению с нестационарностью движения. Нелинейная сила трения приводит к дальнейшему уменьшению амплитуды по сравнению с двумя первыми причинами (нелинейный сдвиг частоты слабый).

В циклотроне существует раскручивающийся с радиусом траектории частиц для непрерывного изменения энергии от начальной до конечной (в синхротроне одна равновесная орбита для всех энергий). Целый резонанс воздействует когерентно на траектории частиц. Поэтому эмиттанс пучка принципиально сохраняется в послерезонансной зоне.

На основе проведенных исследований была установлена ранее неизвестная закономерность прохождения целых резонансов в изокронном циклотроне, состоящая в том, что естественный рост частоты свободных радиальных колебаний в процессе ускорения, её нелинейный сдвиг вследствие увеличения амплитуды вынужденных радиальных колебаний и нелинейная сила трения ограничивают искажение замкнутой орбиты в резонансе и позволяют осуществить медленное по набору энергии за оборот прохождение зоны резонанса. После резонанса с ростом частоты Q_z (радиуса, энергии) из-за сил трения затухает амплитуда вынужденных радиальных колебаний (затухание бепеля) и сохраняется эмиттанс пучка [6,8,9].

В настоящей работе подробно исследуется качество пучка при прохождении протонами целого резонанса $Q_z = 2$ в кольцевом изокронном циклотроне ($H_0 = 2$ кэ, $N = 20$, $E = 1$, $Q_z = 1,1$, $1,72 \leq Q_z \leq 5$, $z_0 = 1563,72$ см, $W_0 = 665$ МэВ). На рис.1 приведены отблески для гладкой радиальной траектории $\xi = \frac{z}{z_0}$ и расхождений $\xi' = \frac{1}{z_0} \frac{dz}{dz_0}$ четырех частиц пучка на одном обороте (построены по $2N = 40$ точкам) в статическом режиме ($eV = 0$) в процессе прохождения целого резонанса. Расчеты проведены по полным (нелинейным по ξ и ξ') уравнениям движения для случая, когда вторая гармоника магнитного поля $H_2 = 0,53$ ($E_2 = 1,3 \cdot 10^{-4}$) и набор энергии за оборот $eV = 3$ МэВ. Рис.2 иллюстрирует поведение пучка на радиальной фазовой плоскости (ξ, ξ') в процессе ускорения. На рис.3 сопоставлены результаты динамического прохождения целого резонанса в линейной и нелинейной системах. Кривая 1 представляет амплитуду радиальных колебаний протона, возбужденную при прохождении целого резонанса в линейной системе. Кривая 2 характеризует амплитуду суммарных радиальных колебаний (в основном, вынужденных) протона в нелинейной системе. Из кривой 3 видно, что

в нелинейной системе исходная амплитуда свободных радиальных колебаний пучка ($3,1 \text{ мм}$) адиабатически затухает $\sim Q_2^{-1}$. Т.о. впервые показано, что в циклотроне в нелинейной системе амплитуда свободных радиальных колебаний пучка в послерезонансной зоне уменьшается, а не возрастает, как это традиционно считалось ранее [2-4]. Расходимость пучка $\Delta \dot{x} = 0,5 |\dot{x}_{\text{max}} - \dot{x}_{\text{min}}|$ соответственно растет (кривая 4), так что импеданс пучка ($\dot{x} = 0,56 \text{ кВ.мм.мрап}$) сохраняется в процессе ускорения (кривая 6). Послерезонансное затухание амплитуды вынужденных колебаний в нелинейной системе, оцененное по формуле ($Q = Q_{\text{max}} (2\epsilon_0 S^2 / 2 Q_2^2)$), представлено кривой 5. Из сопоставления кривых 1 и 2 видно, что максимумы кривых примерно равны, и нарастающие части кривых близки по форме. Т.о. кривая 1 описывает амплитуду вынужденных радиальных колебаний протона в процессе прохождения целого резонанса в линейной системе, и максимум амплитуды может быть оценен как

$$Q = 1,48 \frac{\pi \epsilon_0 \dot{x}}{S} \left(\frac{W}{eV} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

т.е. асимптотическое значение амплитуды должно быть увеличено на 18%. Отметим, что симметрия резонансной кривой имеет место только в статическом режиме, и в динамическом режиме резонансная кривая несимметрична как в линейной, так и нелинейной системах [7].

Проведенные исследования показали, что в циклотроне требования к набору энергии за оборот и к допуску на резонансные гармоники поля определяются фазовым движением и допустимым искажением замкнутой орбиты в резонансных зонах. Это позволяет в кольцевых циклотронах при ускорении протонов до энергии $\sim 1 \text{ ГэВ}$ использовать набор энергии за оборот $\sim 5 \text{ МэВ}$ при допуске на резонансные гармоники поля $\sim 0,25 - 0,5 \text{ Э}$. Показано, что в циклотроне и в линейной системе отсутствует послерезонансное увеличение амплитуды свободных радиальных колебаний протона.

Л и т е р а т у р а

1. Саркисян Л.А. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том 1, стр. 33, М.: "Наука", 1972; Атомная энергия, 1971, том 30, вып. 5, стр. 446; 1972, том 32, вып. 1, стр. 69; Депонированная статья (Атомная энергия), 1972, № 557/6383, 21 стр.
2. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. М.: Физматиздат, 1962.
3. Дмитриевский В.П. Препринт ОИЯИ, Р9-9341, Дубна, 1976, стр. 178.
4. Лебедев А.Н., Шальнов А.В. Основы физики и техники ускорителей. М.: Энергоиздат, том 2, 1982.
5. Джалалов В.П., Дмитриевский В.П., Кольга В.В. Препринт ОИЯИ, Р9-7833, Дубна, 1974.
6. Sarkisyan L.A. Proc. 7th Int. Conf. on Cyclotrons and their Appl., p. 324, Basel, 1975.
7. Митропольский Д.А. Нестационарные процессы в нелинейных колебательных системах. АН УССР, Киев, 1955.
8. Саркисян Л.А. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям ионов низких и средних энергий, стр. 178, Киев, "Наукова думка", 1982; Int. J. Part. and Nucl., 1983, v. 207, p. 325; Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, том 2, стр. 106, Дубна, 1983.
9. Саркисян Л.А. Вестник МГУ, 1976, том 17, № 3, стр. 282; 1979, том 20, № 3,

стр.45; Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, т.1, с.285, Дубна, 1979; Труды Междунар. рабочего совещания по технике мазохронных циклотронов, Report I069/EL, стр. 124, Краков, 1980; Inst. Inst. and Meth., 1977, vol.142, p.393; Proc. Kaon Factory Workshop, TRI-79-I, p.203, Vancouver, 1979.

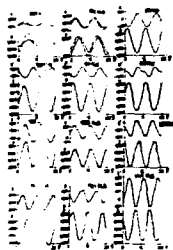


Рис.1. Поведение гладкой огибающей радиальной траектории ξ и расхождении ξ' четырех частиц пучка в статическом режиме на одном обороте в процессе прохождения целого резонанса $Q_z = 2$. Исходные координаты и энергии частиц взяты для случая $H_2 = 0,5 \text{ Э}$ и $eV = 3 \text{ МэВ/об.}$

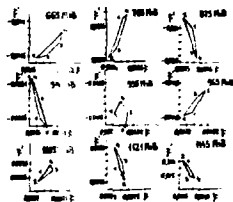


Рис.2. Поведение амплитуды пучка на радиальной фазовой плоскости (ξ , ξ') в процессе прохождения целого резонанса $Q_z = 2$. $H_2 = 0,5 \text{ Э}$ и $eV = 3 \text{ МэВ/об.}$

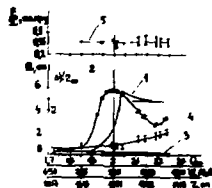


Рис.3. Динамическое прохождение целого резонанса $Q_z = 2$ в циклотроне в линейной и нелинейной системах. $H_2 = 0,5 \text{ Э}$ и $eV = 3 \text{ МэВ/об.}$

□

ВЛИЯНИЕ СОБСТВЕННЫХ ВИХРЕВЫХ ПОЛЕЙ НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКА В УСКОРИТЕЛЕ С ПРОСТРАНСТВЕННО-ОДНОРОДНОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

С.Е.Брагин, В.В.Сеничев

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Применение ускорителя с пространственно-однородной фокусировкой (ПОФ) в качестве ВЧ группирователя для линейного ускорителя ионов имеет большие преимущества по сравнению с обычной схемой, применявшей фоксикетор на 750 кВ.

На вход ВЧ группирователя поступает немодулированный пучок. По мере ускорения происходит модуляция плотности тока с частотой ВЧ поля. Уже на первых 15 ускорительных периодах плотность тока модулируется так, что первая гармоника представляет значительную величину $I_1/I_{cp} \approx 1,5$, где I_1 - величина первой гармоники, I_{cp} - средний ток. Следовательно, в ускорителе с пространственно-однородной фокусировкой могут наводиться большие собственные вихревые поля, которые в значительной мере будут влиять как на радиальное, так и на продольное движение.

В работе [3] проанализировано влияние пространственного заряда в ускорителе с ПОФ. В данной работе ставится задача исследовать влияние собственных вихревых полей на характеристики пучка в ускорителе с ПОФ в одномерном приближении, без системы автоматического регулирования. Пучок взаимодействует с полем в протонной области между электродами. В квазистационарном приближении потенциал электрического поля в области взаимодействия имеет вид [1]:

$$U(x, y, z, t) = \frac{U_0}{2} \left\{ -\frac{1}{2} I_0 (k \sqrt{x^2 + y^2}) \theta \sin k z + \frac{x^2 + y^2}{R_0^2} \cos \omega t \right\}, \quad (1)$$

U_0 - потенциал на электродах, R_0 - среднее расстояние от электродов до оси, ω - круговая частота ВЧ поля, $k = \frac{\omega}{v}$ - волновое число.

$\theta = \frac{\pi}{4} \frac{m^2 - 1}{m^2 + 1} \frac{I_0}{I_0(2L_0) + I_0(2L_0)}$ - эффективность ускорения (коэффициент времени пролета), где m - глубина пространственной модуляции электродов, определяемая отношением максимального расстояния электродов от оси к минимальному R_m , принимаемому за апертуру канала.

Пучок, состоящий из последовательности сгруппированных сплусков, следующий с частотой f , пролетая через резонатор, возбуждает все собственные колебания, поэтому поле, наводимое пучком, можно представить в следующем виде [4]:

$$\vec{E} = \sum_s A_s(t) \vec{E}_s(\vec{r}) e^{j\omega t}, \quad (2)$$

$\omega = 2\pi f$, \vec{E}_s - комплексная амплитуда электрического поля s колебания в резонаторе (всего S колебаний), $A_s(t)$ - амплитудный коэффициент, \vec{r} - трехмерный радиус-вектор.

Стационарное решение уравнений Максвелла для вихревой компоненты поля с учетом нормировки

$$N_s = \epsilon_0 \int \vec{E}_s \vec{E}_s^* dV = \frac{P_{em} Q_s}{\omega_s} \quad (3)$$

имеет вид

$$A_s = - \frac{P_{em} Q_s \frac{\omega_s \omega}{\int (\omega_s^2 - \omega^2) \frac{dV}{Q_s}}}{\left\{ \int \vec{E}_s^* \vec{E}_s dV - \frac{\omega_s}{\omega} \int \vec{E}_s^* \vec{H}_s^* dV \right\}} \quad (4)$$

где ϵ_0 - диэлектрическая постоянная для вакуума, $P_{\text{пот}}$ - мощность потерь, Q , ω_0 - добротность и собственная частота ω колебаний, V - объем резонатора, j - плотность тока.

В данной работе рассматривается искажение поля в резонаторе за счет возбуждения пучком только рабочего колебания, собственная частота которого совпадает с частотой следования сгустков. С учетом этого

$$J_p = \frac{1}{P_{\text{пот}}} \int \vec{j}^* \vec{E}_p^* dV. \quad (5)$$

Задача динамики пучка решается методом "крупных" частиц. Зная параметры сгустка в фазовом пространстве, можно определить плотность тока в любой момент времени в произвольной координате $\vec{z} = \{x, y, z\}$

$$j^*(z, t) = \sum_{m=1}^M e^{j\varphi_m(t)} \delta(x - x_m(t)) \delta(y - y_m(t)) \delta(z - z_m(t)), \quad (6)$$

где $e^{j\varphi} = \frac{1}{2} \frac{qT}{m\gamma} T$ - заряд одной "крупной" частицы, γ - коэффициент укрупления, $z_m(t)$ - продольная скорость m -й "крупной" частицы в момент времени t в точке $x_m(t)$, $y_m(t)$, $z_m(t)$, которые определяются из уравнений движения. Векторная компонента поля практически не зависит от коэффициента формы "частицы", поэтому нами выбрана наиболее простая функция $J_p = \delta(\vec{z} - \vec{z}_m)$. Так как нас интересует взаимодействие пучка с основным колебанием резонатора, определим первую гармонику тока, разложив в ряд Фурье функцию $j^*(\vec{z}, t)$ (6) и подставим в выражение (5). Учитывая то, что $e^{j\varphi_m(t)} = y_m(t) \cos y_m(t) \cos y_m(t) \cos y_m(t) = \Delta W_m$ - прирост энергии частицы на отрезке Δz_m , получим

$$J_p = \frac{1}{P_{\text{пот}}} \sum_{i=1}^K \sum_{m=1}^M \frac{\Delta W_{mi}}{\cos y_{mi} \Delta t_{mi}} e^{j\varphi_{mi}}. \quad (7)$$

где ΔW_{mi} - прирост энергии m -ой "частицы" на i -ом ускорительном периоде за время пролета Δt_{mi} , y_{mi} - фаза "частицы" в середине периода. Так как в линейных ускорителях сгусток обладает симметрией на продольной фазовой плоскости (β , φ) относительно оси φ , то Δt_{mi} можно заменить на T - период БЧ поля, при этом сумма (7) не изменяется. Все параметры, входящие в выражение (7), можно определять из уравнений движения.

Потенциал на электродах (I) определяется суммированием комплексных потенциалов, создаваемых внешним источником U_0 и пучком U_p . Так как собственное векторное поле влияет на параметры пучка, задача решается методом итераций:

$$U^{(n)} = (U_0^{(n-1)} + U_p^2 - 2 \cos \varphi^{(n-1)} U_0^{(n-1)} U_p)^{1/2} \quad (8)$$

$$U_0^{(n)} = U^{(n-1)} \frac{\sum_{i=1}^K \sum_{m=1}^M \frac{\Delta W_{mi}}{\cos y_{mi}}}{T P_{\text{пот}}^{(n-1)}} \quad (9)$$

$$P_{\text{пот}}^{(n)} = P_{\text{пот}}^{(0)} \frac{\gamma U^{(n-1)2}}{U_0^2} \quad (10)$$

$$\frac{1}{\gamma} \varphi^{(n)} = \frac{\sum_{i=1}^K \sum_{m=1}^M \sin y_{mi}^{(n-1)}}{\sum_{i=1}^K \sum_{m=1}^M \cos y_{mi}^{(n-1)}}. \quad (11)$$

n - номер итерации.

Коэффициент захвата монохроматического пучка из электростатического формирования БЧ группирователь определяется статическим и динамическим коэффициентами [5]. Если область устойчивости по фазам на входе в БЧ группирователь Φ , то статический коэффициент захвата определяется как $K_{\text{ст}} = \frac{\Phi}{2\pi}$. По мере

ускорения сгустка происходит изменение равновесной фазы и ширины области устойчивости. Это изменение не всегда можно считать адиабатически медленным по отношению к частицам, находящимся на краях сепаратрисы. Из-за несопоставления скорости смещения крайних частиц к центру сепаратрисы со скоростью смещения границ сепаратрисы могут возникать дополнительные потери, снижающие коэффициент захвата. Результирующий коэффициент захвата, зависящий от скорости изменения равновесной фазы и скорости синхронной частицы β_* , будем называть динамическим коэффициентом захвата, он всегда меньше или равен статическому.

При взаимодействии пучка с резонатором результирующее поле уменьшается по амплитуде, поэтому увеличивается скорость изменения равновесной фазы и уменьшается динамический коэффициент захвата. Статический коэффициент остается неизменным, если начальная синхронная фаза $\varphi_0 = -\frac{\pi}{2}$. В выбранной геометрии [5,6] соотношения величин φ_0 , β_* , θ в номинальном режиме описывается выражением:

$$l_g \frac{\varphi_0}{2} \beta_*^{3/4} \theta^{1/4} \sin \varphi_0 = \text{const}, \quad (12)$$

что означает постоянство соотношения длины сепаратрисы и длины сгустка. С учетом взаимодействия пучка с резонатором с целью сохранения динамического коэффициента захвата, задавая скорость изменения синхронной фазы $\frac{d\varphi_0}{d\tau}$ (τ - параметр длины), необходимо вводить поправку

$$\frac{d\varphi_0}{d\tau} = \frac{\sin \varphi_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{l_g}{2} \cos \varphi_0\right)^2}} \frac{U}{U} \frac{d\varphi_0}{d\tau}, \quad (13)$$

где U и φ_0 - параметры, рассчитанные без учета взаимодействия пучка с резонатором.

Численным моделированием динамики пучка в ВЧ группирователе с ЦОФ с параметрами, определенными для линейного ускорителя мезонной фабрики ИИИ АН СССР [6], было получено, что при ускорении пучка с током $I = 50$ мА потенциал на электродах уменьшается с величины $U_0 = 122$ кВ до 95 кВ. При этом коэффициент захвата падает с 98% до 30%. Дальнейшее увеличение входного тока приводит к сильному падению потенциала на электродах и уменьшению коэффициента захвата. На рис.1 и 2 показаны фазовые и энергетические спектры пучка на выходе ВЧ группирователя с током $I = 5$ мА и $I = 50$ мА.

Собственная вибральная компонента поля пучка влияет значительно и на радиальное движение. Так, при изменении тока от 5 мА до 50 мА захватис увеличивается в обеих плоскостях на $\sim 30\%$.

Была решена также обратная задача. Определена величина внешнего потенциала: $U = 144$ кВ, которая при ускорении пучка с током 50 мА уменьшается до 122 кВ, что соответствует в нашем случае режиму номинального ускорения.

Таким образом, для сохранения высокого коэффициента захвата можно использовать мал обычный способ - введение дополнительной мощности в момент ускорения пучка, или уменьшать скорость изменения синхронной фазы в ускорителе.

Л и т е р а т у р а

1. Калчицкий И.М. Линейный ускоритель ионов с высокочастотной жесткой фокусировкой. ч.1,2. Препринт ИФВЗ, инж 72-30, Сердюков, 1972.
2. Мальцев А.П., Степанов В.Б., Тепляков В.А. Расчетные параметры начальной части ускорителя с ВЧ квадрупольной фокусировкой. Препринт ИФВЗ, инж 71-116, Сердюков, 1971.

3. Остроумов П.Н., Батеев А.П. Влияние пространственного заряда на динамику сильноточного пучка в ускорителе с квадрупольной фокусировкой. Письма в ЖТФ, 6, 1519, 1980.
4. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. Советское радио, М., 1957.
5. Вилков Г.Н., Сенгачев Д.В. Продольное группирование пучка высокочастотным индуктором с пространственно-однородной фокусировкой. Препринт ИИИ АН СССР, П-0151, М., 1980.
6. Васильченко А.В., Вилков Г.Н., Есин С.К., Остроумов П.Н., Пашеньков А.С., Сенгачев Д.В. Расчетные параметры ускорительно-фокусирующего канала ВЧ индуктора для линейного ускорителя мезонной фабрики ИИИ АН СССР. Труды седьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 14-16 октября 1980 г.), т.2, стр.95-98, Дубна, ОИЯИ, 1981.

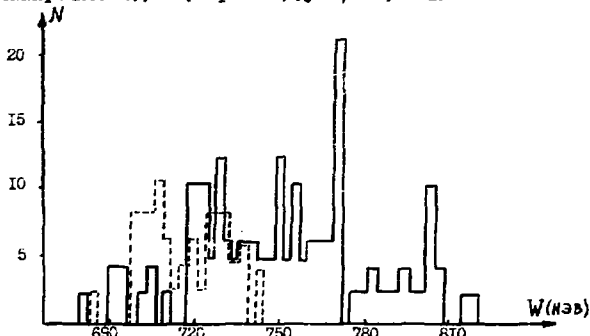


Рис.1. Энергетические спектры пучка на выходе ВЧ группирователя с током $I = 5$ мА (---) и $I = 50$ мА (—).

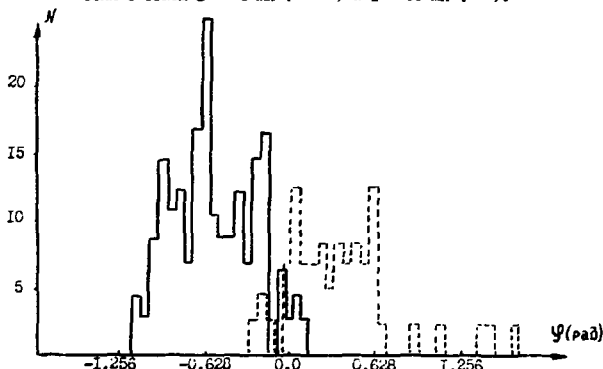


Рис.2. Фазовые спектры пучка на выходе ВЧ группирователя с током $I = 5$ мА (---) и $I = 50$ мА (—).

ВСТРЕЧНЫЕ ПУЧКИ

Председатель: Н.С.Джанский

Секретарь: С.И.Чеснова

Сессия 10

ВЭПП-4: СОСТОЯНИЕ И ПЛАНЫ

В.В.Анашкин, И.М.Бровин, П.Д.Воблий, О.П.Гордеев, А.А.Жолтец, А.А.Казаков, Г.А.Коричкин, В.А.Киселев, Э.А.Купер, Л.М.Курдалзе, Б.В.Левачев, А.А.Мелведко, С.И.Мизяев, А.П.Онушин, В.В.Петров, Г.С.Пискунов, В.Г.Повов, И.Я.Протопопов, В.А.Пушков, В.А.Сидоров, А.Н.Скрипский, А.Б.Темных, Г.М.Тумайкин, В.И.Эдельман.

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Состояние комплекса

По-прежнему, как на любой работающей на эксперимент машине, значительное внимание на комплексе ВЭПП-4 уделяется бесперебойному функционированию отдельных систем, учету потерь времени, повышению доли времени работы комплекса на эксперимент.

Учет состояния комплекса в значительной мере автоматизирован. Рис.1 отражает работу комплекса за одну 12-часовую смену. Рис.2 - работу в течение месяца.

Комплекс работает круглосуточно, включая выходные и часть праздничных дней, в среднем девять месяцев в году. Около трех месяцев используются для ежегодных профилактик оборудования, запланированных модернизаций и отпуска сотрудников.

Некоторые достигнутые параметры:

скорость накопления позитронов в ВЭПП-3	до 1 мА/мин
скорость накопления электронов в ВЭПП-3	до 10 мА/мин
(в пересчете на ток ВЭПП-4),	
максимальная энергия ВЭПП-4	5,8 ГэВ
максимальная светимость на $E=4,75$ ГэВ	$5,3 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$
записанный за год интеграл светимости	10,5 обр.пикобарн,
доля времени на физику высоких энергий	60%.

Описание элементов комплекса ВЭПП-4 и режимов его работы были даны ранее, например в /1,2/. Отметим некоторые изменения за прошедшие два года со времени предыдущей конференции.

На кольцо ВЭПП-4 установлены две "змейки" - 120-сантиметровых магнита с плоским накоперенным полем. Они позволяют подавать когерентную неустойчивость, возникающую при малых токах. В настоящее время пороговый ток увеличен до порядка 15 мА. Улучшение ситуации связано с уменьшением времени радиационного затухания на энергии инжекции в два раза.

В 1982 году, ввиду плохой надежности и необходимости модернизации высоковольтного источника питания гирокона, были изготовлены и запущены в работу пять ламповых генераторов с общим возбуждением, работающие на пять ВЧ-резонаторов ВЭПП-4. Последний, шестой, резонатор, как и раньше, работает от отдельного генератора /3/. С этого времени работа накопителя продолжалась по указанной схеме.

Продолжалась работа по увеличению светимости накопителя. Очевидный резерв в этом направлении заключается в уменьшении бета-функции в месте встречи. Проблема заключается в следующем: детектор ИД-I должен иметь большую базу для регистрации рассеянных электронов с малыми потерями энергии: эта база

равна примерно 4,5 м. При получении малой бета-функции в этих условиях ее значение и размер пучка в ближайших к месту встречи квадрупольных линзах резко возрастает. Для обеспечения возможности уменьшения бета-функции в месте встречи апертура в этих линзах была увеличена в полтора раза. Как уже сообщалось, перестройкой бета-функции на энергии эксперимента до 19 см удалось поднять светимость накопителя вдвое. При этом максимальное значение бета-функции равнялось 140 метров. Дальнейшая работа в этом направлении привела к $\beta_z = 12$ см и увеличению светимости еще более чем в два раза. На энергии ипсilon-мезона ($E = 4730$ МэВ) получена светимость $5,3 \cdot 10^{30}$ см⁻²с⁻¹. Максимальная бета-функция при этом — 200 метров.

В настоящее время имеется информация о светимости ВЭПП-4 в режиме с бета-функцией в месте встречи 12 см при разных энергиях накопителя. Данные, взятые из текущей экспериментальной работы по набору интеграла светимости, приведены на рис.3. Прослеживающийся рост светимости отзвучает зависимости $L \sim E^{4,5}$. На рисунке 4 приведены данные о величине параметра пространственного заряда пучка ξ . Полученные результаты свидетельствуют об отсутствии зависимости ξ от энергии накопителя.

Ускорители заряженных частиц являются чрезвычайно сложными и дорогими системами, рассчитанными на длительный срок эксплуатации. В связи с этим остро встает проблема морального и физического старения компонентов системы управления и, что особенно важно, применяемых в системе ЭВМ.

В период проектирования системы управления комплексом ВЭПП-4 нами были выбраны ЭВМ "ОДРА" как наиболее мощные и доступные в то время. Как показал опыт, этот выбор был сделан правильно. Однако в настоящее время очевидна необходимость дальнейшего развития и модернизации системы управления. Нами был разработан автономный контроллер крейта, являющийся по сути законченной микро-ЭВМ, программно-совместимой с ЭВМ ОДРА, и получивший название ОДРЕНОК /4/. ОДРЕНОК представляет собой КАМАК-модуль двойной ширины, имеет 64К 24-разрядных слов встроенной оперативной памяти, полный набор команд машин ОДРА с расширением для работы с КАМАКом.

Летом 1983 года была выпущена партия микро-ЭВМ и они уже активно используются в качестве периферийных машин системы управления комплекса ВЭПП-4 и самостоятельно на других установках Института.

Эксперименты

В течение 1983-1984 гг. по программе физики высоких энергий были проведены следующие эксперименты /5,6/:

а) прецизионное измерение масс T^+ и T^- -мезонов. Использовалась та же методика, что и при калибровке T^- -мезона, о чем докладывалось на предыдущей конференции. Точность измерений улучшена примерно в 20 раз. Аналогичные измерения масс T^+ и T^- -мезонов были повторены на установках CESR и DORIS. В пределах ошибки данные согласуются между собой;

б) измерение лептонной ширины T^- -мезона (Γ). В этом эксперименте были использованы возможности ВЭПП-4 для точной (3%) абсолютной калибровки светимости по двойному тормозному излучению и методика абсолютной калибровки энергии. В процессе измерений было выполнено около 90 калибровок энергии. Набранный интеграл светимости по этому эксперименту — два обратных пикобарна;

в) эксперименты по двухфотонной физике. Это важная часть программы детектора ИД-I. При набранном интеграле светимости ~ 10 пб⁻¹ зарегистрировано свыше 1000 событий процесса $ee \rightarrow ee + \text{адроны}$. Результаты обрабатываются. Измерения процессов $ee \rightarrow ee + ee$ и $ee + \mu^+ \mu^-$ согласуются с квантоводинамическими расчетами.

Продолжались эксперименты с поляризованными пучками. Впервые наблюдалась сильная зависимость интенсивности синхротронного излучения. С помощью специально разработанного детектора и использования методики сравнения СИ от двух сгустков удалось наблюдать их отношения на уровне 10^{-4} при деполаризации одного из сгустков /7/.

На базе лазерного полиметра создан источник монохроматических γ -квантов с энергией до 800 МэВ /8/, получаемых за счет обратного комптоновского рассеяния. Совместно с Институтом ядерных исследований (Москва) поставлены эксперименты по изучению фотодеградации U^{238} /9/.

ВЭПП-4 широко используется в качестве источника жесткого синхротронного излучения. Установлено 4 канала для вывода СИ, эксперименты ведутся на 6 специализированных станциях. Всего работает свыше 50 групп из разных организаций Советского Союза и из-за рубежа. Система стабилизации положения пучка по вертикали, разработанная для измерения поляризации, поддерживает стандартное положение пучков СИ, что обеспечивает хорошие условия для проведения экспериментов параллельно с основной программой.

Планы мероприятий

Опрос физиков, проведенный во время последнего Международного совещания по детекторам для установок со встречными пучками, показал, что в области эксклюз-резонансов требуется набор интеграла светимости в тысячи обратных циклов. Такого же порядка интегралы требуются, по нашим оценкам, для постановки хороших экспериментов по двухфотонной физике.

Важные сегодня пути увеличения светимости накопители ВЭПП-4 следующие:

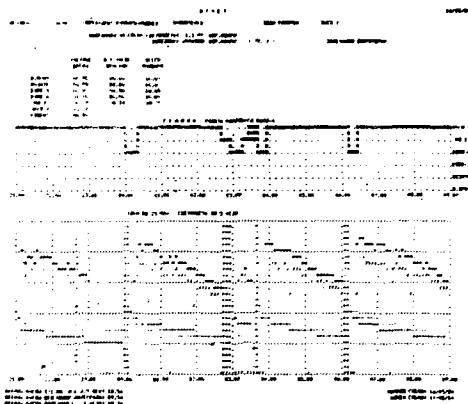
- 1) дальнейшее уменьшение бета-функции в месте встречи;
- 2) организация многосгусткового режима с электростатическим разведением пучков в нужных местах встречи;
- 3) увеличение фазового объема пучка перестройкой структуры или специальными змеевиками с целью увеличения токов пучков;
- 4) поиски способов увеличения предельного сдвига частот бетатронных колебаний от встречного пучка.

В настоящее время ВЭПП-4 работает с $\beta_z = 12$ см при длине сгустка $S_z = 5$ см. В принципе, можно надеяться на реализации 5-сантиметровой бета-функции. При этом бета-функция в прилегающих к месту встречи линзах возрастет с 200 метров в настоящее время до 500 метров. Для этого потребуются изготовление двух линз с большой апертурой со специальными требованиями на их нелинейности.

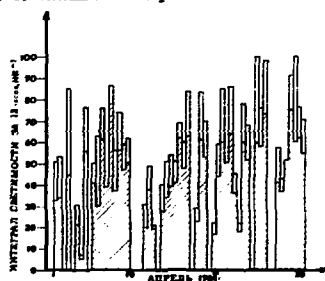
Подготовлены варианты организации многосгусткового режима (до 4х4 сгустка). Для этого разработаны специальные вставки в полукольца с электростатическим разведением и увеличенной апертурой. Во вставках зарезервировано место для установки сверхпроводящих змеек, что позволит увеличить фазовый объем и обеспечить ход светимости с энергией γ^{-3} вместо γ^{-4} . Одновременно в полукольцах планируется улучшить систему коррекции квадратичной, кубичной нелинейности и связи, что должно ослабить малые резонансы и, как показывают расчеты, увеличить предельное значение сдвига частот бетатронных колебаний.

Мы надеемся, что все перечисленные выше мероприятия обеспечат увеличение светимости на порядок.

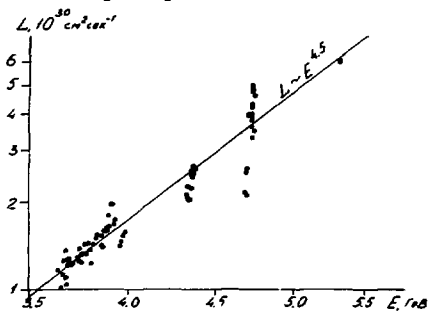
Следует отметить, что многосгустковый режим существенно улучшает фоновую ситуацию для двухфотонной физики, поскольку в настоящее время в систему регистрации рассеянных электронов на каждом обороте попадает порядка одного элект-



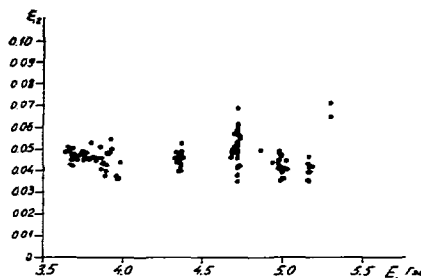
Р и с. 1. Сводный отчет работы комплекса БШ-4.



Р и с. 2. Набор гистограм светимости в течение месяца.



Р и с. 3. Зависимость светимости от энергии.



Р и с. 4. Зависимость параметра пространственного заряда от энергии.

рона (позитрона) от процесса однократного тормозного излучения, являющегося для изучаемого процесса фоном.

Кроме того, планируется модернизация центральной части детектора МД-1 и увеличение телесного угла системы рассеянных электронов. Для этого разрабатываются новые доворотные магниты с увеличенной апертурой. В итоге, с учетом увеличения светимости, эффективная производительность по двухфотонным процессам должна возрасти в 20-30 раз.

Другим аспектом модернизации комплекса ВЭПП-4 является получение продольно-поляризованных пучков и монохроматизация энергии взаимодействия. В этих направлениях продолжаются теоретические проработки. Указанные выше изменения накопителя направлены одновременно на более простое решение и этих задач. Начата разработка нового детектора для монохроматических экспериментов. Рассматриваются возможности организации второго места встречи, расположенного противоположно имеющемуся в МД-1.

Согласно нашим планам, остановка комплекса ВЭПП-4 для его модернизации начнется через 2-3 года.

Л и т е р а т у р а

1. Аманжол В.В. и др. Состояние работ на ВЭПП-4. Труды 8-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, т.1, стр.37, 1983.
2. The VEPP-4 staff. VEPP-4: status. Proc. 12th Int. Conf. High-Energy Accel., Batavia, 1983, p.179.
3. Арбузов В.С. и др. БЧ-система накопителя ВЭПП-4. Труды настоящего совещания, т.1, с.115.
4. Аманжол А.Н. и др. Применение 24-разрядной микро-ЭЕМ для построения систем управления на комплексе ВЭПП-4. Труды настоящего совещания, т.1, с.249.
5. Артемюков А.С. и др. Препринт ИЯФ 83-84. Новосибирск, 1983.
6. Артемюков А.С. и др. Препринт ИЯФ 84-87. Новосибирск, 1984.
7. Беломестных С.А. и др. Препринт ИЯФ 83-86. Новосибирск, 1983.
8. Казаков А.А. и др. Источники квазимонохроматических γ -квантов для экспериментов по ядерной физике на накопителе ВЭПП-4. Труды настоящего совещания, т.1, с.268.
9. Казаков А.А. и др. Препринт П-0329 ИЯИ АН СССР. Москва, 1984.



ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫЙ НАКОПИТЕЛЬ-ОХЛАДИТЕЛЬ БЭП

В.В.Анашкин, И.Б.Вассерман, В.Г.Вешеревич, Б.И.Гришанов, А.В.Звистагнев,
И.А.Кооп, В.И.Купчик, Б.М.Медведев, А.А.Михайличенко, Е.А.Переведенцев,
В.И.Петров, И.К.Седжаров, А.Н.Скринский, Э.М.Трахтенберг, Е.М.Батунов
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В ИЯФ СО АН СССР в рамках проекта ВЭПП [1] создается электрон-позитронный накопитель БЭП на энергию 700 МэВ, предназначенный для отработки методики формирования пригодных для инжекции в супериннак высокоэнергетических пучков электронов и позитронов с малыми поперечными размерами.

Накопитель БЭП будет установлен на комплексе ВЭПП-2М. Он обеспечит примерно в 5 раз более высокую по сравнению с ВЭПП-2 скорость накопления позитронов и заменит его в качестве бустера для установки ВЭПП-2М. Максимальная энергия инжекции пучков в ВЭПП-2М возрастет с 550 до 700 МэВ, что в сочетании с поставкой на ВЭПП-2М сверхпроводящей змейки, позволит выйти на уровень светимости $7 \cdot 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} [3]$.

1. Структура накопителя

Магнитная система БЭП состоит из 12 периодов, каждый из которых представляет собой ФODO-ячейку. В отличие от схемы с зеркально-симметричным расположением линз, в данном случае применен дублетный вариант фокусирующей структуры. Компоновка Ф и D линз в дублеты позволила в два раза уменьшить число магнитов и увеличить длину прямолинейных промежутков при том же периметре накопителя (рис.1).

Выбранные значения частот бетатронных колебаний $\nu_z = 3,18$, $\nu_x = 3,61$ позволяют получить на энергии 700 МэВ требуемые для проекта ВЭПП значения вертикального и радиального эмittance: $\epsilon_z = 10^{-8} \text{ см.рад.}$, $\epsilon_x = 6,4 \cdot 10^{-6} \text{ см.рад.}$ Высокая степень симметрии фокусирующей структуры сокращает число релативистских нелинейных резонансов и значительно упрощает настройку накопителя.

Фазовый объем инжектируемого в БЭП позитронного пучка равен $2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см.рад}$ по вертикальному направлению и $4 \cdot 10^{-3} \text{ см.рад.}$ по горизонтальному, что и определено емкостью накопителя, который принят равным 10^{-2} см.рад. по вертикали и $2,5 \cdot 10^{-2}$ — по горизонтали.

Выбрана радиальная схема инжекции, имеющая в данном случае ряд преимуществ по сравнению с вертикальной (рис.2). Действительно, вертикальный и горизонтальный размеры инжектируемого позитронного пучка отличаются несущественно, радиальная дисперсия частиц, связанная с отклонением на $\pm 3^\circ$, мала по сравнению с бетатронным размером, поэтому радиальная инжекция выглядит более экономичной, т.к. в этом случае требуется меньший межполюсный зазор магнитов кольца. Пролучная способность выходного окна септум-магнита равна 10^{-2} см.рад по фазовому объему и $\pm 5\%$ по $\Delta E/E$, толщина ножа равна 3 мм. Магнитное поле инфлектора доворачивает пучок на угол $0,0214 \text{ рад.}$ Для уменьшения амплитуды колебаний накопленного пучка применена частичная компенсация удара инфлектора ударом такого же по конструкции прединфлектора, расположенного за пять периодов (1,5 колебания) до инфлекторного промежутка. Соотношение амплитуд инфлектора и прединфлектора на энергии накопления позитронов (125 МэВ) равно 2 : 1. В режиме накопления большого тока (электронов), которое предполагается вести

на энергии 250 МэВ, целесообразно работать с разными по величине импульсами инфлектора и прединфлектора, чтобы иметь полное гашение когерентных колебаний накопленного пучка.

Территориально кольцо БЭП займет место накопителя БЭП-2 (рис.3), причем медианная плоскость БЭП будет лежать на одном уровне с медианной плоскостью синхротрона БЭМ. Изменение направления оси канала БЭМ-БЭП по сравнению с существующим на $11,7^\circ$ будет осуществлено поворотом синхротрона БЭМ.

Основные параметры накопителя БЭП приведены в таблице I.

II. Параметры пучков

Основными процессами, определяющими величину установившегося радиального эмиттанта пучка δ_x , являются квантовые флуктуации синхротронного излучения (СИ), а при большом числе частиц в пучке - эффект внутреннего рассеяния.

Т а б л и ц а I

Энергия		700 МэВ
Число периодов		12
Периметр орбиты		22,35 м
Частота бетатронных колебаний	ν_z	3,18
	ν_x	3,61
Коэффициент пространственного уплотнения орбит	α	0,05
Потери энергии на СИ		17 кэВ/оборот
Время радиационного затухания	τ_x	7,3 нс
Время радиационного затухания	τ_z	6,28 нс
Ведущее магнитное поле	H_0	18,24 кГс
Градиент поля в линзах	H_2	3,72 кГс/см
		2,48 кГс/см
Межполюсный зазор в магнитах		40 мм
Апертура в D и Ф линзах	2σ	56 мм
		84 мм
Захватываемый эмиттанс	δ_{zx}	10^{-2} см.рад
Захватываемый энергетический разброс на энергии инжекции 125 МэВ	$\Delta E/E$	$\pm 3\%$
Кратность ВЧ	q	2
Частота ВЧ		26,83 МГц
Амплитуда напряжения ВЧ		60 кВ
Частота синхротронных колебаний	ν_s	10^{-3}
Квантово-флуктуационные размеры пучка в максимуме $\int \delta$ -функций	δ_x	0,28 мм
	δ_{xs}	0,2 мм
	δ_y	0,012 мм
	δ_{ys}	0,51 $\cdot 10^{-3}$
	$\delta_{x/E}$	7,5 см
Размеры пучка при токе пучка	δ_x	0,4 мм
$\bar{I} = 2A$ ($N = 10^{12}$)	δ_z	0,017 мм
	δ_y	10 см
Поперечный эмиттанс пучка при $\bar{I} = 2A$	δ_x	$6,4 \cdot 10^{-5}$ см.рад
	δ_z	10^{-8} см.рад

Вклад квантовых флуктуаций СИ в δx быстро падает с ростом ν_x [2]. Для ФООД структуры справедлива оценка:

$$\delta x \approx \lambda \frac{R_0}{R} \cdot \frac{\delta^2}{\nu_x^3} \quad (1)$$

где λ - комптоновская длина волны электрона, $R_0 = \Gamma/2\pi$ - средний радиус равновесной орбиты, R - радиус поворота орбиты в магнитах, δ - релятивистский фактор.

Вклад от многократного внутреннего рассеяния в δx падает с ростом ν_x значительно слабее. При фиксированной длине слугства ($\delta y = \text{const}$) и $\nu_z = \nu_x$ и обратно пропорционален величине ν_x и растет с числом частиц в слугстве как $N^{0.5}$. Выпишем кратко основные соотношения для данного процесса.

Скорость диффузии по энергии равна:

$$\frac{d}{dt} \frac{\sigma_{\Delta E/E}^2}{\sigma_x} = \frac{N^2 e^2 C \Lambda}{2\pi \sigma_z \sigma_x \sigma_y \sigma_x \delta^3}, \quad (2)$$

где τ_e - классический радиус электрона, C - скорость света, σ_z ; σ_x , σ_y - поперечные и продольные среднеквадратичные отклонения частиц в слугстве, $\sigma_{\Delta E/E}$ - среднеквадратичное отклонение по энергии, $\sigma_x = \sigma_x/\beta_x$ - локальный угловой разброс в пучке, а под Λ понимается выражение

$$\Lambda \approx \left(\frac{\sigma_z}{2} + \ln X^{-1} \right) \ln \left| \frac{\sigma_z}{2} \right| \sigma_x \sqrt{\frac{\sigma_z}{\tau_e}} + \frac{1}{2} (\ln X^{-1})^2 \quad (3)$$

получающееся после усреднения по импульсам сечения кулоновского рассеяния. Используя связи:

$$\sigma_x = \frac{G_x}{G_z} \langle I \rangle \sigma_{\Delta E/E}, \quad (4)$$

$$\sigma_y = \beta_y \sigma_{\Delta E/E}, \quad (5)$$

где G_z , G_x , G_y - декременты радиационного затухания синхротронных и бетатронных колебаний, $\langle I \rangle$ - среднее по кольцу значение эмиттанса дисперсионной функции \mathcal{I}_x , а $\beta_y = R_0 \sqrt{\frac{\sigma_{\Delta E/E}}{G_z \sin^2 \theta}}$ - величина продольной β -функции, полученное самосогласованное решение:

$$\sigma_{\Delta E/E} \approx \left[\frac{3}{4\pi} \cdot \frac{\tau_e N \Lambda}{\mathcal{I}_x \beta_y} \right]^{1/5} \cdot \frac{\langle \beta_z^{-1/2} \rangle^{1/5}}{\langle K^2 \rangle^{1/5} \langle I \rangle^{1/4}} \cdot \frac{G_z^{1/5} G_x^{1/4}}{G_z^{1/2}} \cdot \frac{1}{\delta}. \quad (6)$$

где K - кривизна равновесной орбиты.

Если в качестве независимого параметра использовать σ_y , а не β_y , то решение (6) примет вид:

$$\sigma_{\Delta E/E} \approx \left[\frac{3}{4\pi} \cdot \frac{\tau_e N \Lambda}{\mathcal{I}_x \sigma_y} \right]^{1/5} \cdot \frac{\langle \beta_z^{-1/2} \rangle^{1/5}}{\langle K^2 \rangle^{1/5} \langle I \rangle^{1/4}} \cdot \frac{G_z^{1/5} G_x^{3/4}}{G_z^{1/2}} \cdot \frac{1}{\delta \sigma_y} \quad (7)$$

Величина Λ в формулах (6), (7) легко оценивается после одной-двух итераций. В нашем случае ($N = 10^{12}$, $\sigma_y = 10$ см, $\mathcal{I}_x \approx \sqrt{G_z/\delta x} = 0.04$) $\Lambda \approx 40$.

Попытки уменьшить $\sigma_{\Delta E/E}$ за счет применения магнитных "звеек" не увенчались успехом, т.к. рост $\langle K^2 \rangle$ сопровождается, к сожалению, увеличением дисперсионного эмиттанса I , и эмиттанс оказывается небольшим. Проведенные по формулам (4), (7) оценки показали, что требуемое значение δx достигается в структуре накопителя ЕЗН на энергии 700 МэВ, при этом квантово-флуктуационный вклад в $\sigma_{\Delta E/E}$ и δx еще невелик.

Суммарное действие квантовых флуктуаций СИ и внутреннего рассеяния рассчитывалось численными методами на ЭВМ. На рис.4-5 приведены результаты этих вычислений для размеров и времени жизни пучка.

III. Системы накопителей

Магнитная система

Время подъема поля в накопителе БЭП не должно превышать 5 с, поэтому магнитопровод линз и магнитов сделан шихтованным из листа стали марки Арико толщиной 20 мм.

Основные обмотки линз и магнитов БЭП, выполненные профилированной медной лентой $16 \times 36 \text{ мм}^2$ с отверстием для воды $\Phi = 10 \text{ мм}$, соединены последовательно и питаются от одного выпрямителя. В каждый элемент кольца заложены также слаботочные корректирующие обмотки, позволяющие производить тонкую подстройку частот бетатронных колебаний и равновесной орбиты.

Апертура и, соответственно, число витков на полюс в Φ и Π линзах отличаются ровно в 1,5 раза. Для компенсации хроматизма в профиль линз введена секступолюсная коррекция. Для тонкой подстройки хроматизма предусмотрены две группы секступолюсных линз, по 12 в каждой, а для управления величиной связи бетатронных колебаний — семейство 12 септо-квадрупольных линз.

Таблица 2

Параметры магнита:

Минимальный зазор	40 мм
Длина магнита	67 см
Число витков на полюс	5
Ток питания обмотки	6,5 кА
Величина поля	18,24 кГс
Потребляемая мощность	36 кВт
Вес магнита	2,2 т

Параметры Φ и Π линз:

	Φ	Π
Диаметр вписанной окружности	84	56 мм
Длина линзы	25,1	16,25 см
Число витков на полюс	3	2
Ток питания обмотки	6,5	6,5 кА
Величина градиента поля	2480	-3720 Гс/см
Величина секступольного градиента	62	-160 Гс/см ²
Потребляемая мощность	16	9 кВт
Вес линзы	300	160 кг

ВЧ система

Длина выпущенного из синхротрона Б-3И пучка электронов равна 6 м, поэтому кратность частоты ВЧ-системы БЭП выбрана низкой — $q = 2$. Параметры ВЧ системы приведены в таблице 3, а эскиз осевого сечения резонатора показан на рис.6.

Медный вакуумный резонатор I помещается в объем из нержавеющей стали 2. Перестройка рабочей частоты осуществляется с помощью прогиба торцевых медных дисков 3. Предусмотрены специальные механизмы 7 для перестройки высших мод резонатора.

Т а б л и ц а 3

Параметры резонатора

Рабочая частота	26,827 МГц
Волновое сопротивление	25 Ом
Добротность	6500
Напряжение	50 кВ
Потребляемая мощность	7,8 кВт
Диапазон перестройки частоты	$\pm 2\%$
Наружный диаметр	850 мм
Длина по фланцам	570 мм
Ускоряющий зазор	16 мм

Другие параметры

Частота синхронных колебаний	12 + 25 кГц
Мощность потерь на СИ при токе пучка	34 кВт
$\mathcal{U} = 2$ А и $E = 700$ МэВ	
Максимальная мощность, потребляемая от ВЧ-генератора	42 кВт

Индуктор и преиндуктор

Поскольку длительность спуска инжектируемых частиц в несколько раз меньше длительности оборота $T_0 = 48$ нс, время нарастания и спада поля в индукторе может достигать 40-50 нс. Поэтому принято решение использовать короткозамкнутый индуктор, работающий в несогласованном режиме и отклоняющий частицы магнитным полем. На входы пластин через согласующие нагрузочные резисторы подаются разнополярные импульсы с амплитудой тока 2 кА. Волновое сопротивление пластин индуктора равно 88 Ом, а волновое сопротивление генератора — около 6 Ом. Генератор формирует импульс при разряде искусственной формирующей линии через тиратрон. Зарядное напряжение линии 25 кВ. Тиратрон подключен по входу отклоняющей системы через 8 включенных параллельно кабелей с волновым сопротивлением 50 Ом.

Для пропуска СИ в пластинах индуктора сделана щель высотой 5 мм. В индукторном промежутке имеется механический привод, позволяющий по окончании процесса накопления закоротить пластины между собой и на корпус, образовав тем самым односвязное сечение камеры.

Вакуумная система

Закуумная система БЭП включает в себя 12 охлаждаемых водой алюминиевых камер, проходящих через линзы и магниты кольца, и 12 прямоугольных промежутков, в которых располагаются высоковакуумные магниторазрядный и титановый испарительные насосы, обеспечивающие средний по кольцу вакуум $4 \cdot 10^{-3}$ Тор для циркулирующего тока $\mathcal{U} = 2$ А. Алюминиевые камеры, обладающие после технологической обработки малой скоростью десорбции, изготовлены методом горячего прессования. В семи стандартных прямоугольных промежутках, изготовленных из нержавеющей стали, кроме насосов расположены также зеркала-приемник СИ, электрод для обработки поверхности вакуумной системы тлеющим разрядом в среде аргона и перфорированная трубка, повторяющая в сечении профиль алюминиевых камер.

Остальные 5 промежутков заняты впускными и выпускными магнитами, индуктором, преиндуктором и резонатором.

Алюминиевые камеры оканчиваются бюметаллическими фланцами (сплав алюминия + инерт. сталь) и соединяются с прямоугольными промежутками аргонодуговой свар-

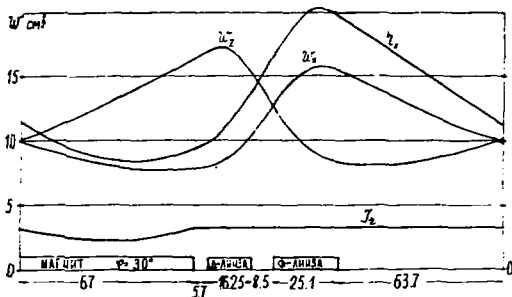


Рис.1. Амплитудные функции w_z и w_x , дисперсионная функция I_z и ее эскиз I_z .

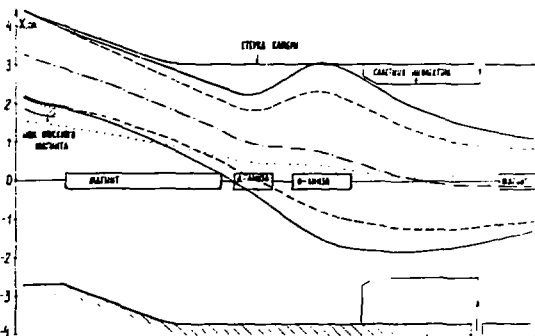


Рис.2. Схема инжекции позитронов в БЭП.

кой. Вакуумная система накопителя разделяется на отдельные участки пролетными высоковакуумными тиберами. В открытом состоянии пролетное отверстие в тибере повторяет поперечное сечение вакуумной камеры, причем заслонка тибера находится при этом в уплотненном состоянии для устранения СВЧ возбуждений полости тибера.

Подавление когерентных неустойчивостей

Опыт работы на БЭП-2 и БЭП-3 показывает, что при интенсивностях, приближающихся к 10^{12} , характеристики пучка далеки от требований проекта БЭП - возбуждаются нестационарные коллективные колебания, которые приводят к увеличению эффективного эмиттенса пучка и энергетического разброса.

Основной причиной когерентных возбуждений для ультрарелятивистских пучков является электромагнитное поле, индуцированное летящим пучком на неровностях вакуумной камеры, пластинах впуска-выпуска, ускоряющих резонаторах и прочих

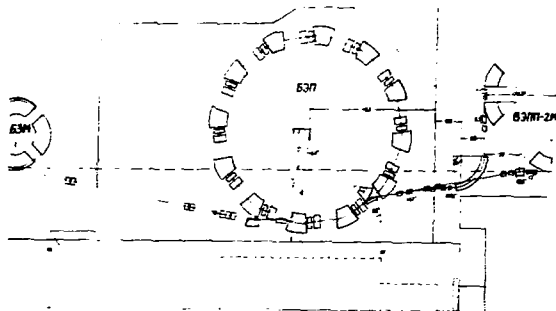


Рис.3. Схема накопителя БЭП.

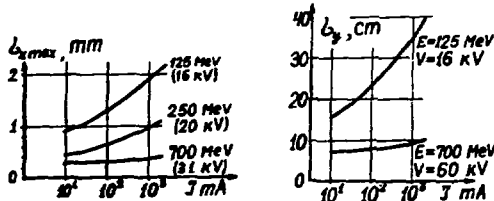


Рис.4. Расчетные радиальный L_r и продольный L_z размеры пучка как функции тока пучка.

компонентах накопителя, нарушающих гладкость окружающей пучок структуры. Взаимодействие с этими полями определяет пороговые значения интенсивности, инкременты, и в конечном итоге ограничивает возможности накопления интенсивного пучка с заданными параметрами. Очевидно, что в реальном накопителе неизбежны нарушения гладкости по причинам принципиального (ускоряющий резонатор, системы пуска-выпуска) и конструктивного характера (вакуумные клапаны, сильфоны, сочленения), устройства диагностики пучка также нарушают гладкость вакуумной камеры: окна вывода СИ, пикап-электроды и т.п. Кольцо БЭП спроектировано так, чтобы минимизировать взаимодействие пучка с окружающей его структурой до приемлемого уровня.

В частности, профиль алюминиевой вакуумной камеры, проходящей через магнит и квадрупольный дублет, в 7 стандартных приполюсных промежутках продолжается перфорированными трубками, гофры сильфонов изнутри прикрыты гибкими полосками, соединения фланцев снабжены контактными шайбами. Такой подход позволяет локализовать принципиально неустраняемые нарушения гладкости в 5 нестандартных приполюсных промежутках.

Предусмотрена возможность закоротки по всей длине пластин кинфактора и прединфактора по окончании импульса инжекции. Уступы в сечении вакуумной камеры в местах расположения септум-магнитов будут прикрыты проволоочными решетками. Резонатор на вторую гармонику, расположенный в последнем из пяти нестандартных промежутков, выглядит для пучка как радиальная линия с очень малым зазором.

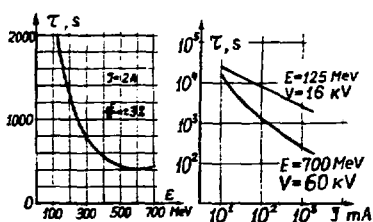


Рис. 5.

Расчетное время жизни пучка, определяемое эффектом внутреннего рассеяния, как функция энергии и тока пучка

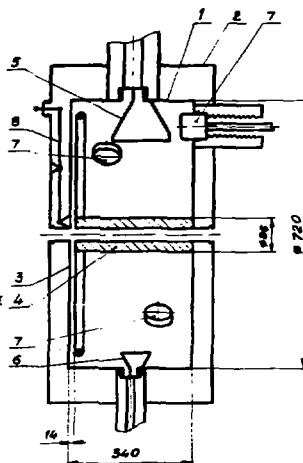


Рис. 6. Осевое сечение резонатора

Заключение

Ведется изучение электродинамических свойств окружающей пучок структуры, начаты измерения импедансов, предварительные оценки порогов неустойчивостей оптимистичны. Наибольшее опасения вызывает head-tail неустойчивость со связью мод, подчеркнутая низким значением синхротронной частоты $\nu_s = 1-2 \cdot 10^{-3}$, которую можно увеличить с переходом на другой вариант ВЧ с более высоким номером гармоники и пиковым напряжением.

В 1985 году должно быть закончено изготовление всех узлов накопителя ЕЭП и начат его монтаж.

Литература

1. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скрипский А.Н. "О возможности создания установок со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысоких энергиях". В сб. "Проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза", стр. II, Наука, Москва, 1981 г.
2. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. "Теория циклических ускорителей", Издматгиз, М., 1962 г.
3. Анашкин В.В. и др. "Сверхпроводящая змейка с полем 75 кГс для электрон-позитронного накопителя ВЭШ-2М", см наст. сборник, том II, с. 262.

□

ОСОБЕННОСТИ КУЛОНОВСКОЙ РЕЛАКСАЦИИ ХОЛОДНОГО НЕСТРУШИРОВАННОГО ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЕ

Н.С.Диканский, Д.В.Пестряков

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Одним из факторов, препятствующих увеличению интенсивности пучка в накопителе, может быть нежелательное перераспределение парциальных фазовых объемов пучка из-за взаимного рассеяния частиц. Этот эффект долгое время обсуждался в связи с возможным увеличением продольной температуры T при увеличении тока пучка I в накопителях с электронным охлаждением. Экспериментальное изучение зависимости $T(I)$ в охлаждаемом пучке было проведено в [1]. Оказалось, что при малых токах ($I < 10$ мкА) T постоянно и примерно равно 1°K . Начиная с $I = 10$ мкА наблюдается рост T при увеличении I . Такое поведение $T(I)$ противоречит существующей теории внутрипучкового рассеяния [2], предсказывающей более равномерный рост T с током.

Особенности столкновительной релаксации энергетического распределения холодного пучка могут определяться, по крайней мере, двумя обстоятельствами, которые не учитываются в работах [2]. Из-за движения в фокусирующих полях, с уменьшением T увеличивается число столкновений с длительностью τ_{cr} , превышающей периоды бетатронных колебаний частиц ($\sim 1/\omega_\beta$), то есть адиабатических столкновений. Такие столкновения не дают вклада в теплообмен между поперечными и продольной степенями.

В адиабатическом пределе столкновения частиц заменяются столкновениями с виртуальными дисками, радиусы которых определяются амплитудами бетатронных колебаний. Число таких дисков равно числу частиц в пучке N , а температура равна продольной температуре частиц T .

Благодаря кулоновскому дальнородствию, с уменьшением температуры в таком пучке усиливается роль коллективных эффектов. Когерентные флуктуации могут распространяться по пучку в виде долгоживущих волн и участвовать в теплообмене с частицами пучка. По определению, когерентные моды пучка дисков совпадают с модами продольных колебаний исходного пучка частиц. Если λ_n — декремент затухания моды с $\omega_n \approx n\omega_\beta$ (ω_β — частота обращения), а τ_p — время релаксации, то для того, чтобы мода n могла участвовать в теплообмене, необходимо выполнение условия:

$$\lambda_n \tau_p \lesssim 1. \quad (1)$$

Одновременно условие (1) определяет число мод N_{ck} , участвующих в теплообмене. В данном докладе мы будем считать, что все моды устойчивы. При этом, например, для неструктурированного пучка с гауссовым распределением по импульсам

$$\lambda_n \approx \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\Omega_n^2}{|n\omega_\beta|^3} \exp\left(-\frac{\Omega_n^2}{2n^2\omega_\beta^2}\right). \quad (2)$$

где $\Delta\omega = \omega_\beta^2 \Delta\rho$ — разброс частот обращения, $\omega_n^2 = \frac{\omega_\beta^2}{A} \left(\frac{1}{\beta^2} - \frac{1}{\beta_0^2}\right)$, $A = n\omega_\beta$ — импульс равновесной частицы, β_0 отвечает критической энергии машины; Ω_n^2 — квадрат продольного когерентного сдвига частоты:

$$\Omega_n^2 = n^2 \frac{Ne^2 \omega_\beta \omega_n'}{2\pi R_0} \left(\frac{i\epsilon_n}{n}\right), \quad (3)$$

$2\pi R_c$ - периметр орбиты. Для кулоновского взаимодействия выделен Z_n имеет вид:

$$\frac{Z_n}{n} \approx \frac{4}{\varepsilon_0} \begin{cases} \frac{1}{2} \ln(2R_c/n), & n < R_c = R_c/\lambda \\ (R_c/n)^2, & n > R_c, \end{cases} \quad (4)$$

a - радиус пучка.

При выполнении (1) релаксация пучка обусловлена последовательным излучением и поглощением когерентных колебаний частицами. Амплитуды и фазы таких колебаний в общем случае являются случайными величинами. Для характеристики многовального когерентного фона пучка удобно ввести температуры колебаний:

$$T_n = \frac{R_c^2}{n^2 \omega_c} \left(\frac{n}{iZ_n} \right) \int d\omega (\delta E_n)_\omega^2, \quad (5)$$

где $(\delta E_n)_\omega^2$ - спектральная плотность флуктуаций продольного поля в пучке. В более подробной работе [3] показано, что при выполнении (1) температуры T и T_n удовлетворяют системе релаксационных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{dT_n}{dt} &= -2\lambda_n (T_n - T), \\ \frac{dT}{dt} &= \sum_n \frac{2\lambda_n}{N} (T_n - T), \end{aligned} \quad (6)$$

описывающей выравнивание температур в многокомпонентной системе: пучок-когерентные моды. Как видно из (6), при этом сохраняется полная энергия теплового движения:

$$\mathcal{E} = \frac{N T}{2} + \sum_n \frac{T_n}{2}. \quad (7)$$

Второе слагаемое в (7) совпадает со средней энергией взаимодействия частиц в пучке.

Равновесию отвечает равенство всех температур

$$T_n = T. \quad (8)$$

При этом перенос энергии по спектру когерентных колебаний осуществляется последовательным переизлучением волн частицами. Равновесная температура T определяется (7,8) через начальные условия (\mathcal{E}) .

В неохлаждаемом пучке выравнивание T и T_n может привести к нагреву пучка, если начальный уровень когерентного шума превышает тепловой. Так, при расгруппировании сгустка с начальной длиной $\ell = 28 R_c$ ($R_c \ell_c \gg 1$) равновесная температура может быть оценена по формуле

$$T_f \approx T_i + \frac{N e^2 \omega_0}{\sqrt{2\pi} 2\theta_c} \left(\frac{iZ_n}{n} \right)_{n < n_c} \quad (9)$$

или $(T = R_c \Delta \omega^2 / \omega_c')$

$$\Delta \omega_f^2 = \Delta \omega_i^2 \left(1 + \frac{1}{\theta_c} \frac{R_c^2}{n^2 \Delta \omega_c^2} \right). \quad (10)$$

Как видно из (6), декремент затухания отдельной частицы λ_0 ($= \ell/\ell_c$) определяется соотношением

$$N \lambda_0 = \sum_n \lambda_n, \quad (11)$$

обобщающим установленную в [4] теорему о сумме декрементов когерентных мод для пучка с конечным разбросом частот. Подстановка (2) в (11) приводит к весьма интересному результату.

Пусть

$$n_a^2 = \frac{\Omega_n^2}{\Delta\omega^2} \Big|_{n>n_a} = \frac{2Ne^2R_0}{\pi a^2 T}$$

номер гармоник, отвечающий радиусу Дебая ($\lambda_a = R_0/n_a$). Тогда в достаточно холодном пучке ($n_a \gg n_0$)

$$\lambda_0 \approx \frac{n_a^2 \Delta\omega}{N} \approx \frac{e^2}{a^2 \Delta\rho} \quad (12)$$

формально совпадает с выражением для предельного декремента в метода стохастического охлаждения [5]. В частности, отсюда следует, что при $n_a \gg n_0$ эффективность охлаждения за счет кулоновских столкновений всегда выше эффективности стохастического охлаждения.

В практически интересных случаях величины λ_0 не малы. Так, для параметров НАИ-М I: $a = 0,01$ см, $\Delta P/P = 10^{-6}$ (при $I < 10$ мкА) (12) дает $\lambda_0 = 10^5$ 1/с.

Учет (скажем электронного) охлаждения пучка немного изменяет уравнения (6):

$$\begin{aligned} \frac{dT_n}{dt} &= -\lambda_n (T_n - T) \\ \frac{dT}{dt} &= \sum_n \frac{\lambda_n}{N} (T_n - T) - \lambda T + d + (dT/dt)_E. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь λ и d — декремент охлаждения и коэффициент диффузии, вносимые установкой с электронным пучком: $(dT/dt)_E$ описывает изменение T за счет быстрых столкновений. Система (13) допускает равновесное решение. В адиабатическом пределе ($(dT/dt)_E \rightarrow 0$) ему отвечает

$$T_n = T = T_c = d/(\lambda\lambda),$$

не зависящая от тока пучка продольная температура. При охлаждении пучка энергия взаимодействия частиц тратится на образование новых (коллективных) степеней свободы.

Если вкладом быстрых столкновений пренебречь нельзя, то вообще, с ростом тока, T будет увеличиваться. Область параметров, отвечающая адиабатичности столкновений, может быть оценена следующим образом. Представление пучка набором заряженных дисков с заданной энергией ($M\omega_a^2 a^2$) оправдано, пока время обхода двух дисков на среднее расстояние между ними π/N ($\pi = 2\pi R_0$) существенно превышает периоды бетатронных колебаний:

$$\frac{\pi}{N} \cdot \frac{\omega_a}{2\omega'_k R_0 \rho} > 1$$

или

$$N < N_{cr} = \frac{\pi \nu_k}{\eta (\Delta P/P_k)} \quad (14)$$

Оценка N_{cr} для параметров НАИ-М дает значение $3 \cdot 10^7$, согласующееся с результатами измерений в [1].

Присутствие в равновесии когерентных колебаний приводит к упорядочению оптимального расположения частиц в пучке. Степень такого упорядочивания (или уровень корреляций в пучке) увеличивается с ростом N_{cr} при охлаждении пучка и может переходить к кристаллическому упорядочению при достаточно малых T .

Действительно, можно показать [3], что при выполнении условия $n_a \gg N/\Delta\omega^2$ многочастичная функция распределения пучка принимает вид:

$$f_N = \exp \left\{ - \sum_{k=1}^N \frac{R_0 \omega_k^2 \Delta P_k^2}{2T} - \frac{R_0^2}{2} \sum_{k=1}^N \left(\theta_k - \frac{2\pi k}{N} \right)^2 \right\}, \quad (15)$$

отвечающий локализации частиц вблизи узловых точек $2\pi\kappa/N$ с дисперсией

$$\overline{\delta\theta_\kappa^2} = \frac{1}{N_\kappa^2} \ll \left(\frac{2\pi}{N}\right)^2. \quad (16)$$

Соответственно термодинамические величины для пучка с распределением (15) совпадают с термодинамическими величинами кристаллического тела. Из-за дальнего действия частиц переход пучка в кристаллическое состояние не сопровождается фазовым переходом. При разумных T в пучке всегда присутствует упорядоченная фаза.

Для параметров НАИ-М условие кристаллизации

$$\frac{2\pi N_\kappa}{N} > 1$$

выполняется при

$$\frac{\Delta P}{P_3} < \frac{2.3 \cdot 10^{-3}}{\sqrt{N}}$$

и, вообще говоря, может наблизиться при малом токе пучка.

Авторы благодарны В.В.Паркомчуку и А.Н.Скрябскому за обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Дементьев Е.Н. и др. ЕТФ, 1980, т.50, № 3, с.1717.
2. Rawinski A. Proc. of the IX Int. Conf. on High Energy Accel. Stanford, 1974, p.405;
Паркомчук В.В., Пестриков Д.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 77-31, Новосибирск, 1977.
3. Диканский Н.С., Пестриков Д.В. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 84-48, Новосибирск, 1984.
4. Дербенев Я.С., Диканский Н.С., Пестриков Д.В. Тр. II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва 11-18 ноября 1970 г., Москва, Наука, 1972, т.2, с.62.
5. D.Kohn et al. Phys.Rev., 1980, 58, No.2, p.76.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО МЕДЛЕННОМУ ВЫВОДУ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ НАКОПИТЕЛЯ И-100

Е.В.Будяк, П.И.Гладких, С.В.Ефимов, В.П.Козин, С.Г.Кононенко, В.В.Марков,
Н.И.Мочеников, Л.В.Репринцев, А.С.Тарасенко

Харьковский физико-технический институт АН УССР

В настоящее время дальнейший прогресс в области исследований по физике высших энергий связывается с созданием нового класса установок, обеспечивающих медленный вывод пучка с коэффициентом заполнения, близким к единице [1]. Медленный вывод частиц из протонных циклических ускорителей достаточно хорошо изучен и осуществлён на ряде установок [2]. Динамика вывода электронного пучка, на которую, в отличие от протонного, оказывает влияние радиационное затухание, изучена недостаточно. В связи с этим с целью проверки правильности концепций, принятых при разработке электронных накопителей-растягивателей на высокие энергии и методов медленного вывода возникает необходимость в экспериментальном исследовании этого процесса на действующих установках на малых и средних энергиях [3-6].

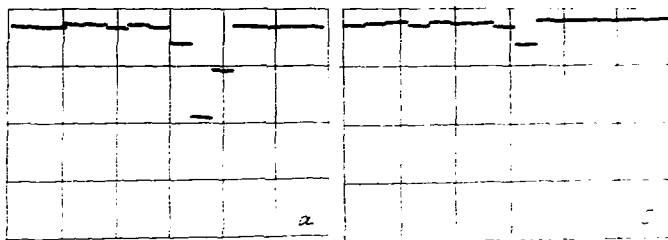
Целью настоящей работы явилось исследование медленного вывода электронов из накопителя на резонансе третьего порядка в вертикальном направлении ($V_z = \frac{2}{3}$) как в режиме с предварительным накоплением частиц, так и в квазипрерывном при наличии ВЧ-подпитки и сравнение параметров выводимого пучка с результатами расчётов. Экспериментально измеренная кубическая нелинейность, оказавшаяся существенно большей, чем для идеальной магнитной системы с градиентом, учитывалась с помощью тонких оккупольных линз соответствующей силы на краях дипольных магнитов. Изменение частоты в процессе вывода моделировалось четырьмя тонкими переменными квадрупольными линзами, расположенными в максимумах функции $\beta_z(\theta)$. Градиент линз определялся выражением

$$Q_z(n) = Q_0 \left(1 + k \frac{n}{N} \right), \quad (1)$$

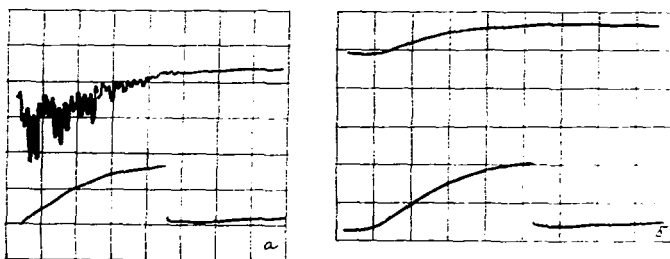
где n - номер текущего оборота частицы, N - полное число оборотов за время вывода, k - коэффициент переменности. Связь радиальных и вертикальных бета-тронах колебаний не учитывалась. Радиационное затухание учитывалось в начальных размерах и расходимости пучка. Схема магнитной структуры, из которой моделировался медленный вывод, показана на рис.1. На рис.2 приведены фазовые портреты пучка в плоскости (Z, Z') в процессе медленного вывода на азимуте максимума функции $\beta_z(\theta)$ (рис.2а,б) и септума (рис.2в,г) с учётом и без учёта кубической нелинейности магнитного поля.

Из приведенных данных видно, что существующая в реальной магнитной системе кубическая нелинейность, оказывая стабилизирующее действие на развитие резонанса $V_z = \frac{2}{3}$ (см.рис.2а,б), приводит к увеличению угла, под которым частицы попадают в засептунное пространство (см.рис.2в,г), и к уменьшению потерь частиц на стенках вакуумной камеры в процессе вывода.

Кроме того, расчёты медленного вывода частиц с учётом кубической нелинейности показали, что секступольная линза силой $\sim 10^3$ Гс/см (при $E=100$ МэВ) обеспечивает заброс частиц в засептунное пространство в среднем на 1,5 мм при среднем угле 3,9 мрад. Эти данные были приняты за основу при создании необходимого экспериментального оборудования и планировании эксперимента.



Р и с. 4. Вертикальное распределение плотности выведенного пучка на ламельном датчике. а) септум выключен; б) септум выключен. Цена одного деления по вертикали - $0,5 \text{ В}$.



Р и с. 5. а) верхний луч - ток выводимого пучка ($0,2^{\text{В}}/\text{дел}$), нижний - суммарный заряд ($1^{\text{В}}/\text{дел}$); б) верхний луч - циркулирующий ток ($50 \text{ мА}/\text{дел}$), нижний - суммарный заряд ($1^{\text{В}}/\text{дел}$). Временная развёртка - $0,2^{\text{с}}/\text{дел}$.

Схема экспериментов по медленному выводу электронов с энергией 100 МэВ из накопителя Н-100 приведена на рис. 3. Резонансная гармоника возмущающей нелинейности магнитного поля создавалась секступольной линзой, сила которой составляла $K \leq 1100 \text{ Гс/см}$ при длине 28 см и не изменялась в процессе вывода. Электростатический септум длиной 80 мм , зазором 5 мм и напряжённостью электрического поля до 55 кВ/см располагался в 17 см от среза магнита параллельно medianной плоскости. Толщина ножа септума составляла $5 \cdot 10^{-2} \text{ мм}$, расстояние от септума до плоскости орбиты равнялась 10 мм . Пучок, отклонённый септумом и совершивший одно вертикальное бетатронное колебание, регистрировался ламельным датчиком, пространственное разрешение которого составляло $0,5 \text{ мм}$, а чувствительность равнялась 10 В/нА . Положение датчика по вертикали выбиралось таким, чтобы при выключенном септуме потери частиц происходили в основном на стенках вакуумной камеры, а при включенном отклонённый пучок регистрировался ламельным датчиком. Начальная расстройка составляла $\Delta_{\text{нч}} = -1,33 \cdot 10^{-3}$ и изменялась линейно в течение времени вывода до $\Delta_{\text{кон}} = -0,5 \cdot 10^{-4}$ путём изменения тока в витках коррекции показателя спада ведущего магнитного поля.

Время изменения расстройки задавалось дискретно и составляло 0,01 с; 0,1 с; 1 с. Вывод осуществлялся при 84- подпитке радиационных потерь. Перед началом экспериментов производилась коррекция положения плоскости равновесной орбиты для уменьшения влияния секступольной линзы на сдвиг бетатронных частот. Медленный вывод осуществлялся как в режиме предварительно накопленного пучка в диапазоне токов (20+200) мА, так и в квазинепрерывном, с частотой 0,7 Гц с временем задержки относительно времени инжекции 300 мс, определившимся временами затухания бетатронных колебаний $T_x \approx 550$ мс, $T_y \approx 200$ мс.

На осциллограмме рис.4 приведены вертикальные распределения плотности пучка при выключенном и включенном септуме ($E = 53$ кВ/см). Видно, что основная часть пучка, регистрируемого датчиком, отклоняется септумом, размеры пучка — 1,5 мм, что находится в хорошем согласии с результатами расчёта.

На рис.5а приведены осциллограммы тока выводимого пучка (верхний луч) и суммарного заряда при времени вывода 1 с. Импульс тока промодулирован частотой 50 Гц, что, по-видимому, обусловлено нестабильностью питания выводных элементов. На рис.5б — осциллограммы изменения циркулирующего тока суммарного заряда, регистрируемого датчиком, в процессе вывода. Определённая из экспериментальных данных (рис.5б) эффективность вывода составляет $(40 \pm 3)\%$. С другой стороны, расчёты потерь частиц на ноже септума в условиях эксперимента дают величину $(17 \pm 2)\%$. Кроме того, результаты численного моделирования, учитывающего смещение плоскости орбиты на 3,6 мм, что примерно соответствует условиям эксперимента, даёт дополнительную величину потерь $(44 \pm 4)\%$. Следовательно, расчётное значение эффективности вывода, ожидаемой в эксперименте, составляло $(39 \pm 6)\%$, что хорошо согласуется с результатами измерений.

Таким образом, на накопителе Н-100 осуществлён медленный ввод электронов с энергией 100 МэВ в вертикальной плоскости на резонансе третьего порядка в двух режимах: с предварительным накоплением пучка и в квазинепрерывном. Измеренные параметры выведенного пучка находятся в хорошем согласии с результатами расчётов и моделирования на ЭВМ.

Л и т е р а т у р а

1. R.C.York, I.C.Sheppard, B.E.Norish, J.S.Carthy. A proposal for a high current, high duty factor electron accelerators. — IEEE Trans. NS-28, 3, 1981, 203С.
2. Мызников К.П., Татаренко В.М., Федотов Д.С. Физическое обоснование системы медленного вывода протонов из ускорителя ИВБЗ на энергии 70 ГэВ. Препринт ИВБЗ СК-70-51, Серпухов, 1970, 44с.
3. Григорьев Ю.Н., Гримаев И.А., Довбня А.Н. и др. Накопитель электронов с энергией 100 МэВ. — Атомная энергия, 1967, 23, вып.6, с.531-53.
4. Буляк Е.В., Ефимов С.В., Марков В.В., Моченников Н.И. Экспериментальное исследование потерь частиц интенсивного электронного пучка в накопителе на однократном резонансе третьего порядка. УИИ, 1982, т.27, 10, с.1453-1455.
5. Буляк Е.В., Ефимов С.В., Козин В.П. и др. Эксперименты по медленному резонансному выводу электронного пучка из накопителя на внутреннюю и внешнюю резонансы атомного ядра и элементарных частиц. Материалы конференции по ядерно-физическому исследованию, посвящённой 50-летию осуществления в СССР реакции расщепления атомного ядра. Харьков, 4-6 октября, 1982г. (Тезисы докладов). Изд-во ХИТИ АН СССР, 1982.
6. Research report of Laboratory of Nuclear Science Tohoku University, 1982, vol.15, N 2, p.281-305.

□

СОСТОЯНИЕ РАБОТ С ОПТИЧЕСКИМ КЛИСТРОНОМ В ИЯФ СО АН СССР

Н.А.Винокуров, П.Д.Водный, Т.А.Коренькин, Г.Н.Кулиманов, В.Н.Латышев,
Н.А.Мезенцев, А.Н.Скрипкин

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

С 1979 года на накопителе ВЭПП-3 проводится экспериментальное изучение предложенного в нашем Институте оптического клистрона (ОК) [1-4], отличающегося от обычного лазера на свободных электронах значительно большим коэффициентом усиления. После исследования спектра спонтанного излучения (1979 г.) [2] и измерения коэффициента усиления за пролет (1980 г.) [4,5] для первого варианта магнитной системы ОК (ОК-1) в 1981 г. была изготовлена вторая, более совершенная, магнитная система ОК-2 [4,6], обеспечивающая больший коэффициент усиления за пролет.

Весной 1982 года были начаты работы по получению генерации когерентного излучения в ОК. Эти работы продолжались до середины июля 1982 года. С мая этого года ведутся эксперименты с третьей по счету магнитной системой ОК-3.

Накопитель ВЭПП-3 состоит из двух полуколец, со средним радиусом 8 м, соединенных параллельными промежутками длиной 12 м. В одном из промежутков установлена магнитная система оптического клистрона (см.рис.1). Четыре магнита создают в этом месте скошенное искривление орбиты и заволают пучок в узкую часть вакуумной камеры. Работа с ОК велась на энергии инжекции $E = 350$ э.э.

Параметры пучка в накопителе ВЭПП-3 на энергии инжекции $E = 350$ МэВ для малых токов были измерены нами ранее [7] и приведены в табл.1. В процессе работы мы наблюдали существенное изменение параметров пучка с ростом тока. При включенном резонаторе 4 МГц ($q = 1$) и сильно расстроенном резонаторе 76 МГц ($q = 19$) мы наблюдали типичное тушевское возрастание энергетического разброса:

$$\sigma_E \sim I^{1/6}$$

Для увеличения пикового тока $I_{\text{пик}} = \frac{I}{\sqrt{1 + \frac{q^2}{16}}}$, которому прямо пропорционален коэффициент усиления ОК G_p , мы уменьшали длину слотка, используя резонатор 76 МГц ($q = 19$). В этом случае при увеличении тока мы наблюдали турбулентное удлинение слотка, вызванное, по-видимому, взаимодействием пучка с одной из высокочастотных продольных мод этого резонатора. По нашим измерениям зависимость энергетического разброса от тока хорошо описывается формулой

$$\sigma_E^2 - \sigma_E^2 = E^2 \frac{\pi}{I_0} \sqrt{\gamma_0(18)}, \quad (1)$$

где $\sigma_E = 0,13$ МэВ - энергетический разброс при малом токе, $I_0 = 4,1 \cdot 10^5$ А.

Оптический резонатор ОК состоит из двух многослойных диэлектрических зеркал (см.рис.1) с максимумом отражения на длине волны $\lambda = 6300$ Å. Переднее зеркало (М1), на которое падает прямое излучение из магнитной системы ОК, имеет радиус кривизны $R = 5,8$ м. Радиус кривизны заднего зеркала (М2) $R = 4$ м. Расстояние между зеркалами равно одной восьмой периметра накопителя: $L = 9,3$ м. Радиусы зеркал выбраны таким образом, что минимум размера основной моды оптического резонатора находится в месте установки магнитной системы ОК, т.е. в области взаимодействия.

После настройки оптического резонатора мы измеряли его добротность. До ус-

таковы зеркала в вакуумную камеру накопителя коэффициенты отражения зеркал были измерены и составили $K_1 = K_2 = 0,996$ на длине волны $\lambda = 0,63$ мкм. Мы вывели электронный пучок однооборотным дефлектором, наблюдая на осциллографе затухание светового сигнала и измеряли его декремент. В начале захода время затухания составляло 13 мкс, что находится в хорошем согласии с расчетной (для $K_{1,2} = 0,996$) величиной $\tau = 15,6$ мкс. К концу захода время затухания уменьшалось до 5 мкс, что, как показали последующие прямые измерения, было следствием уменьшения коэффициента отражения зеркал ($M1 -$ до 0,991, $M2 -$ до 0,996). Такая деградация зеркал связана, вероятно, с воздействием вакуумного ультрафиолета на их поверхности. Для получения режима генерации в оптическом квантоне необходим точный синхронизм светового и электронного пучков, а следовательно, кратность периметра накопителя длине оптического резонатора ($P = 8\lambda$) с высокой точностью ($\pm 0,1$ мм). Для такой точной настройки мы изменили частоту обращения электронов в накопителе на $\omega = 4$ кГц и, соответственно, периметр равновесной орбиты на 74 мм.

Фиксация момента настройки $P = 8\lambda$ проводилась двумя методами. Первый заключался в минимизации длины светового пучка, захваченного в оптический резонатор. Измерение длины светового пучка проводилось разработанным в нашем Институте стробоскопическим методом с использованием электронно-оптического преобразователя с поперечно отклоняемыми электродами [8]. Точность определения длины оптического резонатора этим способом не хуже $\pm 0,1$ мм. Вторым способ основан на измерении разности фаз световых пучков на разных длинах волн: основной $\lambda_0 = 6300 \text{ \AA}$ и дополнительной $\lambda_1 = 4500 \text{ \AA}$, $\lambda_0/\lambda_1 = 0,3$ с помощью фазового детектора. Разность фаз обращается в ноль при точном синхронизме. Точность метода составляет ± 30 мкм.

Подробное описание магнитной системы ОК-2 содержится в [6]. Основные параметры приведены в табл. 2.

Спектр спонтанного излучения из магнитной системы ОК есть результат интерференции излучения из двух эмисс:

$$I(\lambda) = 2I_0 \lambda^2 \left[1 + M^2 \cos^2 \left(\frac{\pi \lambda}{2L} \right) \right] \quad (2)$$

где λ - длина волны, $I_0(\lambda)$ - интенсивность спонтанного излучения каждой эмиссии, $M = e \cdot r \cdot \left(\frac{c}{\omega} \right)^2 \frac{1}{\lambda^2}$ - коэффициент модуляции, ω/ω_0 - относительный энергетический разброс электронов, λ_0 - задержка электронов в группировочной секции. Как известно, коэффициент усиления пропорционален произведению полярной от интенсивности спонтанного излучения под нулевым углом $\cos^2 \theta = 1$ к $\cos^2 \theta = 0$. Это соотношение было теоретически получено как для лазера на свободных электронах [9], так и для более общего случая [2,10], включенного оптический квантон, и экспериментально подтверждено для двух вариантов магнитных систем ОК [5,11]. Таким образом, измеряя спектр спонтанного излучения под нулевым углом, λ , получаем информацию о коэффициенте усиления оптического квантона:

$$G_P = \frac{I}{I_0} = \frac{2\lambda}{L} \quad (3)$$

где I - ток электронов в накопителе, L - длина пучка, (см. подробнее [2,4]). Монохроматор, управляемый от ЭИМ, позволял производить постоянное сканирование в заданном интервале длин волн с шагом до 0,5 \AA , а сигнал с ФЭУ измерялся цифровым вольтметром и вводился в ЭИМ. На цветной дисплей с периодом 10 с выводился спектр излучения в исследуемом диапазоне длин волн и степень модуляции M . Это позволило нам еще одним способом измерять зависи-

мость G_1 от тока, которая согласуется с (1). Таким образом, как следует из (1) и (3), пиковый коэффициент усиления ОК при больших токах ($I = 10$ А) является универсальной функцией параметра $\chi = \frac{U}{I} \sqrt{\frac{m}{2e}}$ и достигает максимума при $\chi = 1$. По нашим расчетам, G_1 составляет $1,6 \pm 1,7\%$ для ОК-2. При настроенном оптическом резонаторе ниже порога генерации наблюдается некоторое усиление захваченного в оптический резонатор света на левых склонах ($\lambda = 404,70$ нм) и ослабление на правых ($\lambda = 404,75$ нм), что приводит к искажению спектра излучения - к сдвигу спектра. Максимальная измеренная величина сдвига спектра $\Delta\lambda = 0,340,05$ соответствует коэффициенту усиления $1,5 \pm 0,2\%$ за проход, что согласуется с расчетом. Для исключения возможности систематических ошибок мы повторили те же измерения при другой частоте обращения ($\lambda = 3.0$ нм). В этом случае искажение и сдвиг спектра не наблюдались.

В настоящее время мы изготовили и установили на накопительную вакуумную камеру ОК. Она имеет большую апертуру (по вертикали - 10 мм, по горизонтали - 40 мм) и позволяет установить магнитную систему ОК полной длиной 2 м. Одна половина вакуумной камеры имеет поперечное сечение в виде "замочной скважины", а другая состоит из двух раздельных трубок.

Магнитная система ОК-3 выполнена в виде трех отдельных секций: двух ондуляторов и группирователя. Новый группирователь представляет собой компенсированный вилтлер с тремя полюсами. Магнитное поле создается шестью обмотками, запитанными последовательно. Для точного зануления интеграла вертикального магнитного поля служат две обмотки коррекции.

Конструкция ондуляторов ОК-3 показана на рис.2. В отличие от ОК-2, полюса ондуляторов имеют не прямоугольную, а клиновидную форму, что позволяет существенно уменьшить потоки рассеяния. Для точной регулировки величины поля в каждом полупериоде служат железные болты в верхней и нижней краяхах ондуляторов, шунтирующие (по магнитному потоку) рабочий зазор. Для регулировки поля во всех полупериодах ондулятора одновременно предусмотрена возможность изменения рабочего зазора от 13 мм до 17 мм. Параметры ондуляторов ОК-2 и ОК-3 приведены в таблице 2.

С мая этого года проводятся эксперименты с новой магнитной системой, установленной на накопитель ВЭПП-3. За это время измерены параметры пучка, найден оптимальный градиент в группировочной секции, наблюдались подпороговые изменения спектра. По нашим расчетам, новая магнитная система обеспечивает коэффициент усиления $6 \pm 8\%$ за пролет при токе $I = 25$ мА. После установки новых зеркал в октябре этого года мы планируем начать работы по генерации когерентного излучения в ОК.

Таблица 1
Параметры пучка в накопителе ВЭПП-3

Энергия (МэВ)	$E = 350$
Энергетический разброс	$\Delta E = 4 \cdot 10^{-4}$
Размеры пучка и угловой разброс	$r = 0,2$ мм $\theta = 0,1$ мр
в магнитной системе ОК	$\Delta r = 5 \cdot 10^{-4}$ $\Delta \theta = 4 \cdot 10^{-4}$
Длина пучка	$L = 3,5$ см ($\tau = 19$; $I = 100$ кВ; $I = 0,3$ мА)

Таблица 2
Параметры магнитных систем ОК-2 и ОК-3

Группирователь	ОК2	ОК3
Полная длина (см)	34	35
Максимальное поле (кГс)	11	14
Ширина полюсов (см)	4	6

Рабочий зазор (см)	I,I	I,3
Осцилляторы		
Номинал частота	2х33	2х82
Число периодов	2х4,5	2х11
Период (см)	6,5	6,9
Амплитуда магнитного поля (кГс)	7	6
Ширина полюсов (см)	2,7	4
Рабочий зазор (см)	I,I	I,3+I,7

Л и т е р а т у р а

1. Н.А.Винокуров, А.Н.Скрипский. Препринт ИЯЭ 77-59. Новосибирск, 1977;
Н.А.Винокуров. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, ИЯЭ, Серпухов, 1977, т.2, с.454.
2. A.J.Artamonov et al. Nucl.Instr. and Meth., 177, p.247, 1980.
3. R.Coisson. Particle Accel., II, p.245, 1981;
J.Elleaume. Phys.Quant.Electron., 8, с.5, p.119, 1982.
4. Н.А.Винокуров, А.Н.Скрипский. В сб.: Релятивистская высокочастотная электроника. Изд. Горьковского университета, Горький, 1981, с.204.
5. Н.А.Винокуров и др. В сб.: Отчет о работах по использованию синхротронного излучения в ИЯЭ СО АН СССР, Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1981, с. 12.
6. G.A.Korotkiy et al. Nucl.Instr. and Meth., 208, p.189, 1983.
7. Н.А.Винокуров и др. Препринт ИЯЭ 76-87, Новосибирск, 1976.
8. A.I.Venin. Nucl.Instr. and Meth., 208, p.439, 1983.
9. А.А.Коломенский, А.Н.Лебедев. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т.2, с.446, Изд. ИЯЭ, Серпухов, 1977, т.2, с.446;
Laydey J.K.J. Nuovo Cim., 1979, 50B, p.64, 50B, p.64, 1979.
10. Н.А.Винокуров. Препринт ИЯЭ 81-02. Новосибирск, 1981.
11. L.H.Eliaset et al. Phys.Rev.Lett., 36, 717, 1976;
D.A.C.Dencon. IERS Trans.Nucl.Sci., 185-29-3142, 1981.

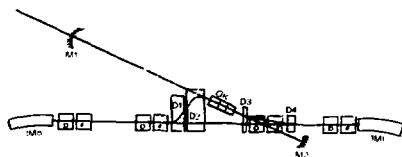


Рис. 1.

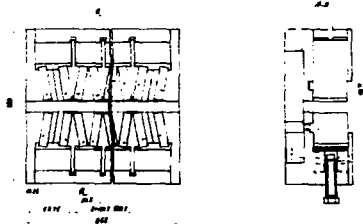


Рис. 2

□

ИЗМЕРЕНИЕ РАЗБРОСА СПИНОВЫХ ЧАСТОТ В НАКОПИТЕЛЕ

А.П.Лысенко, А.А.Полунин, Ю.М.Шатунов

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

1. Введение

В последние годы на различных электрон-позитронных накопителях широко используется метод калибровки энергии частиц по резонансной деполаризации [1], который основан на соответствии энергии E и частоты прецессии спина Ω релятивистского электрона:

$$\Omega = \left(1 + \frac{E}{m_0 c^2} \frac{g'}{g_0}\right) \omega = (1 + \nu) \omega, \quad (1)$$

где ω — частота обращения частицы в вращающемся магнитном поле, g' и g_0 — аномальная и нормальная части гиромагнитного отношения.

Для частицы, меньшей энергии $E = E_s + \Delta E$, отличную от равновесного значения E_s , частота обращения $\omega = \omega_s \left(1 + \alpha \frac{\Delta E}{E_s}\right)$, где α — коэффициент уплотнения орбит и частота прецессии $\Omega = \Omega_s + \Delta \Omega$, отличающаяся от частоты прецессии равновесной частицы $\Omega_s = \omega_s \left(1 + \nu_s \frac{g'}{g_0}\right)$ на величину

$$\Delta \Omega = \omega_s \left[\left(\alpha + \nu + \nu \right) \frac{\Delta E}{E_s} + \alpha \nu \left(\frac{\Delta E}{E_s} \right)^2 \right]. \quad (2)$$

Синхротронные колебания энергии $E = E_s \left(1 + \frac{\Delta E}{E_s} \sin \psi_s \omega_s t\right)$, модулируя частоту прецессии, приводят к тому, что спектр спиновых частот состоит из набора линий, отстоящих друг от друга на $\nu_s \omega_s$. Центральная линия спектра есть усредненная по синхротронным колебаниям частота прецессии

$$\langle \Omega \rangle = \Omega_s + \langle \Delta \Omega \rangle.$$

В линейном по магнитному полю приближении $\langle \frac{\Delta E}{E_s} \rangle = 0$ ширина центральной линии составляет величину $\langle \Delta \Omega \rangle = \alpha \nu \left(\frac{\Delta E}{E_s} \right)^2 \omega_s$. Для реальных накопителей учет нелинейности магнитного поля приводит к отличию средней энергии частицы $\langle E \rangle$ от равновесного значения E_s . Можно показать, что в следующем приближении разброс спиновых частот связан в основном с наличием квадратичной нелинейности $\frac{\partial H_z}{\partial x^2}$ магнитного поля H_z и после усреднения по обобщенному азимуту θ и по времени, составляет величину:

$$\langle \Delta \Omega_p \rangle = \frac{\nu}{2 \langle \kappa \gamma_s \rangle} \left\{ C_x^2 \left\langle \frac{\partial H_z}{\partial x^2} \right\rangle \gamma_s \left| f_x \right|^2 \right\rangle_0 + \left(\frac{\Delta E}{E_s} \right)^2 \left\langle \frac{\partial H_z}{\partial x^2} \gamma_s \right\rangle_0 \right\} \omega_s, \quad (3)$$

где κ — кривизна, $|f_x|$ — модуль функции бунда, γ_s — дисперсионная функция, C_x — среднеквадратичная амплитуда радиальных бетатронных колебаний.

Оценка $\langle \Delta \Omega_p \rangle$ и $\langle \Delta \Omega_p \rangle$ для различных действующих накопителей показывает, что разброс спиновых частот не превышает $\Delta \Omega \sim 10^{-5} \omega_s$ и обеспечивает точность калибровки энергии методом резонансной деполаризации. Однако при попытке прямым образом измерить столь малую величину разброса возникает ряд экспериментальных трудностей. В данной работе описывается эксперимент, в котором величина $\langle \Delta \Omega \rangle$ была определена из измерений на накопителе ВЭПП-2М времени деполаризации при когерентном перевороте спинов внешним ВЧ-полем $H[2]$.

II. Переворот спинов

Известно [3,4], что при прохождении со скоростью $\dot{\epsilon}$ спинного резонанса, характеризующего частотой прецессии ω вокруг поля $\tilde{H} \perp \Omega$, степень поляризации изменяется на величину $\delta S = 2S(e^{\frac{\omega}{\dot{\epsilon}} \frac{\Omega^2}{2} - 1})$, где величина $\mathcal{T} = \frac{\omega}{\dot{\epsilon}}$ определяет угол поворота спина вокруг \tilde{H} в эффективной зоне резонанса $\tilde{\epsilon}_{\text{эф}} \ll [\max(\omega, \dot{\epsilon})]$, $\dot{\epsilon}$ — величина расстройки от резонанса частоты внешнего в.ч. поля. $\epsilon = \Omega_{\text{вн}} - \Omega$, $\dot{\epsilon}$ — скорость изменения расстройки. В случае $\omega^2 \gg \dot{\epsilon}$ имеет место адиабатический переворот поляризации с экспоненциально малым уменьшением ее степени. Для электронов в накопителе необходимо учесть диффузию энергии вследствие квантовых флуктуаций излучения [5]. Если время медленного пересечения эффективной зоны резонанса порядка или больше времени радиационного затухания \mathcal{T}_ρ , за которое происходит перемешивание энергии, а следовательно, и частот прецессии внутри распределения, то характерное время деполаризации $\tilde{\epsilon}_d$ можно оценить по формуле

$$\tilde{\epsilon}_d \approx \frac{\langle \delta \Omega \rangle^2}{\omega^2 \mathcal{T}_\rho} \quad (4)$$

Наличие деполаризации ограничивает снизу скорость пересечения резонанса и полное условие для адиабатического переворота спинов имеет вид:

$$\omega^2 \gg \dot{\epsilon} \gg \dot{\epsilon}_{\min} = \frac{\langle \delta \Omega \rangle^2}{\omega \mathcal{T}_\rho} \quad (5)$$

Таким образом, если экспериментально установить величину $\dot{\epsilon}_{\min}$, то из соотношения (5) может быть определена величина разброса спинных частот.

III. Измерения

Возможность адиабатического переворота спинов в накопителе была показана в работе [2]. Вч-устройство для переворота, называемое флиппер, обеспечивает на орбите высокочастотное продольное магнитное поле до 100 Гс на длине 40 см с частотой $f = \frac{\Omega - \tilde{\epsilon} \omega_c}{2\pi} = 7,9$ МГц. Система управления позволяет изменять частоту питающего генератора в диапазоне $\pm 3 \cdot 10^{-3}$ за времена $10^{-3} - 10^{-2}$ с.

Наблюдение за степенью поляризации пучка осуществляется по регистрации упругого рассеяния электронов внутри стипца 6,7. В наших условиях скорость счета этого эффекта составляет $\dot{N} \approx 20 \text{ I}^2 (1 + 0,125^2)$, где I — ток пучка, S — степень поляризации пучка электронов вследствие радиационной поляризации S изменяется по закону $S = S_0(1 - e^{-t/\mathcal{T}_\rho})$ и за время $t = 3 \mathcal{T}_\rho$ достигнет величины $S_0 \approx 0,95 S_{\text{н}}$ (для накопителя ВЭШ-2М на энергии 650 МэВ время поляризации $\mathcal{T}_\rho \approx 1$ час). Затем в накопитель добавляется новый, неполяризованный стипец с примерно равным током и сдвинутый относительно первого по фазе обращения на π . Сравнение скоростей счета рассеяний в поляризованном стипце $\dot{N}_{\text{пол}}$ и неполяризованном $\dot{N}_{\text{нпол}}$ позволяет измерять степень поляризации первого за время $t \approx 30$ с. Для повышения точности такие измерения производятся многократно. После одного из измерений включается флиппер, частота которого изменялась с постоянной скоростью $f = \dot{\epsilon}$, пересекает значение $f = \frac{\Omega - \tilde{\epsilon} \omega_c}{2\pi}$, соответствующее спинному резонансу. Последующее измерение степени поляризации S_1 и сравнение ее с первоначальной S_0 дает информацию о деполаризации при пересечении резонанса. На рис.1 (кривая 1) представлены результаты нескольких циклов таких измерений, выполненных с разными скоростями пересечения резонанса. Для демонстрации зависимости времени деполаризации от нелинейности магнитной структуры накопителя аналогичные измерения проведены в режиме с выключенными секстипольными коррекциями (кривая 2). Видно, что величины $\dot{\epsilon}_{\min}$ и $\dot{\epsilon}_d$ отличаются примерно на порядок.

Из соотношения (5) следует, что для определения величины разброса спиновых частот необходимо знать величину резонансной гармоники ω_r . Предварительно эта величина определялась из радиотехнических измерений параметров флиппера и амплитуды высокочастотного напряжения на контуре, обеспечивающем продольное магнитное поле.

Кроме того, благодаря тому, что на накопителе ВЭПП-2М существует система автоматической стабилизации средней энергии частиц с точностью $\Delta E/E = 10^{-5}$, оказалось возможным определить границы резонансной зоны и, следовательно величину резонансной гармоники ω_r , непосредственными измерениями. Для этой цели в ряде заходов при максимальной амплитуде в.ч. поля был произведен алгебраический поворот спинов с прекращением сканирования и выключением в.ч. поля в различных по частоте точках вблизи резонанса. Зависимость остаточной степени поляризации от величины конечной расстройки $E_{\text{к}}$ изображена на рис.2. Аналитическое выражение данной зависимости имеет вид:

$$S_{\text{ост}}/S_{\text{м}} = -1/\sqrt{1 + \omega_r^2/E_{\text{к}}^2}.$$

Измеренная таким способом величина резонансной гармоники оказалась близкой по значению к величине, полученной из радиотехнических измерений $\omega_{\text{м}} = 7,5 \cdot 10^{-5} \omega_s = 2\pi \cdot 250 \text{ с}^{-1}$.

17. Результаты

В заключение приведем некоторые конкретные данные эксперимента и результаты:

Энергия частиц $E = 650 \text{ МэВ}$ ($\gamma = 1.47$).

Частота обращения $\omega_s = 2\pi \cdot 16,7 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$.

Время радиационного затухания $T_{\text{р}} \approx 5 \cdot 10^{-3} \text{ с}$.

Рабочая величина резонансной гармоники $\omega_r = 3 \cdot 10^{-5} \omega_s = 2\pi \cdot 500 \text{ с}^{-1}$.

Начальная и конечная расстройка относительно резонанса были равны $E_{\text{нач}}/E_{\text{кон}} = 7,5 \cdot 10^{-4} \omega_s = 2\pi \cdot 12500 \text{ с}^{-1}$.

Измеренная величина разброса спиновых частот в рабочем варианте магнитной структуры (рис.1, кривая 1) составила

$$\langle \delta\omega \rangle = 2 \cdot 10^{-6} \omega_s = 2\pi \cdot 35 \text{ с}^{-1}.$$

Эта величина несколько превышает расчетную величину $\omega_r = 1 \cdot 10^{-6}$, полученную из (3) для рабочей структуры накопителя, что, по-видимому, объясняется неточным знанием величины квадратичной нелинейности накопителя и вкладом высших нелинейностей.

В режиме без секступолей (кривая 2)

$$\langle \delta\omega \rangle_2 \approx 0,7 \cdot 10^{-5} \omega_s.$$

Сравнение измеренных величин с расчетным значением для линейного случая $\langle \delta\omega \rangle_0 = 10^{-7} \omega_s$ показывает, что вклад нелинейностей накопителя является определяющим для разброса спиновых частот, который, в принципе, может быть еще существенно уменьшен за счет правильного выбора коррекций нелинейностей.

Авторы считают приятным долгом выразить благодарность А.Н.Скрипскому за многочисленные обсуждения, и коллективу ВЭПП-2М за помощь в проведении экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. Дербенёв Я.С. и др. Particle Accel., 10, 177 (1980).
2. Полушкин А.А., Чатунов К.М. Препринт ИЯЭ 82-16.

3. M. Freisart, R. Stora. Nucl. Instr. and Meth., 7, 297 (1960).
4. Дербенёв Я.С. и др. ЕЖФ 62, 1216 (1971).
5. Дербенёв Я.С. и др. ЕЖФ 62, 430 (1970).
6. Байер В.Н., Хозе В.А. АЕ 25, 440 (1968).
7. Середняков С.И. и др. ЕЖФ 71, 2025 (1976).
8. Соколов А.А., Тернов И.М. ДАН СССР 153 (1963).
9. Середняков С.И. и др. Phys. Lett., 663, 102 (1977).
10. Баглаков Б.А. и др. Труды УН Всесоюз. совещания по ускорителям, т. I, стр. 338, Дубна (1980).

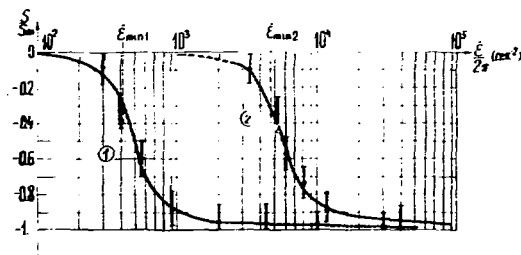


Рис.1. Зависимость остаточной степени поляризации от скорости пересечения резонанса при адиабатическом перевероте.

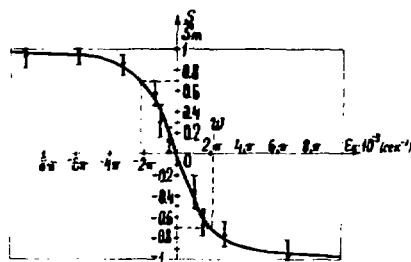


Рис.2. Зависимость остаточной степени поляризации от величины конечной расстройки.

□

СВЕРХПРОВОДЯЩАЯ "ЗМЕЙКА" С ПОЛЕМ 75 кГс ДЛЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОГО НАКОПИТЕЛЯ ВЭПП-2М

В.В.Ананкин, И.Б.Вассерман, А.М.Власов, П.В.Воробьев, П.М.Иванов,
П.А.Климин, И.А.Кооп, Е.А.Переведенцев, А.Н.Скринский, Б.М.Шатунов
Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

На электрон-позитронном накопительном кольце ВЭПП-2М /1/ для значительного увеличения светимости встречных пучков в диапазоне энергий от 2х200 до 2х700 МэВ установлена сверхпроводящая "змейка" с максимальным полем 75 кГс (сентябрь 1984 г.). Параллельно с выполнением программы физики высоких энергий предусмотрено использовать "змеюку" в качестве источника синхротронного излучения (СИ).

Основные параметры "змейки" оптимизировались на достижение светимости $2 \times 10^{31} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ в области энергии ψ -мезона (2х510 МэВ) без существенных изменений магнитной структуры и конструкции накопителя. Принятый вариант состоит из трех центральных магнитов с полем 75 кГс и двух боковых - с полем 45 кГс. "Змейка" размещается в одном из прямолинейных экспериментальных промехутов, что позволяет синхротронное излучение электронного и позитронного пучков выводить в существующие бункеры СИ.

Светимость ВЭПП-2М с включенной "змежкой"

Светимость установок со встречными электрон-позитронными пучками в приближении $\delta x \gg \delta z$ определяется известным выражением /2,3/:

$$\chi = \frac{\pi \cdot \delta^2 \cdot E_x \cdot E_z \cdot (1 + \zeta_{zo}/\zeta_{xo})^2 \cdot f_0 \cdot \delta x}{r_e^2 \cdot \beta_{zo}}$$

где E_x , E_z - параметры пространственного заряда в "X" и "Z" плоскостях, максимальная величина которых ограничена эффектами встречи; ζ_{zo} , ζ_{xo} - среднеквадратичные размеры пучков в месте встречи; δx - радиальный фазовый объем пучков; f_0 - частота обращения; β_{zo} - бета-функция в месте встречи; r_e - классический радиус электрона; δ - релятивистский фактор.

Включение "змейки" в магнитную структуру накопителя приводит к увеличению светимости не только за счет роста радиального фазового объема пучков, но также посредством достижения более высоких значений параметров E_x и E_z благодаря возрастанию радиационного трения и соответствующему ослаблению эффектов встречи.

Существует также возможность увеличения светимости за счет уменьшения β - функции в месте встречи пучков. В режиме "мини- β_{zo} ", равной примерно 2,7 см на энергии 510 МэВ, накопитель ВЭПП-2М работает с конца 1982 года и реальный выигрыш в светимости по сравнению со структурой четырехкратной зеркальной симметрии ($\beta_{zo} = 6,4 \text{ см}$) составляет $\approx 1,7$ раза. Дальнейшее уменьшение β_{zo} не приводит к росту светимости, так как β - функции в месте встречи становятся меньше продольного размера сгустка.

Радиальный фазовый объем пучка δx_w при наличии "змейки" с полем H_w можно записать в виде:

$$\delta x_w \approx \delta x \cdot \frac{J_x}{J_{xw}} \cdot \frac{1 + \int |H_w(S)|^2 \cdot |w(S)|^2 \cdot ds / \int |H_m|^2 \cdot |m(S)|^2 \cdot ds}{1 + \int |H_w(S)|^2 \cdot ds / \int |H_m|^2 \cdot ds}$$

где δx — радиальный эмиттанс с выключенной "змежкой"; $\mathcal{U}_x = G_x/G_z$ — отношение декрементов радиационного затухания радиальных и вертикальных бетатронных колебаний; $I_w(S), I_m(S) = \delta x \mathcal{U}_x^2 + 2\Delta x \mathcal{U}_x \mathcal{U}_x' + \int \delta x \mathcal{U}_x'^2$ — эмиттанс радиальной дисперсионной функции $\mathcal{U}_x(S)$ и $\delta x(S), \Delta x(S), \beta x(S)$ — параметры матрицы Такесса; H_m — поле в поворотных магнитах накопителя; индекс w относится к магнитной структуре с выключенной "змежкой".

В случае, когда вклад поля "змежки" в процесс раскачки и затухания амплитуд радиальных бетатронных колебаний, возбуждаемых квантовыми флуктуациями синхротронного излучения, становится преобладающим по сравнению с вкладом поля поворотных магнитов, радиальный фазовый объем приблизительно равен:

$$\delta x_w \approx \delta x \cdot \frac{\mathcal{U}_x}{\mathcal{U}_{xw}} \cdot \frac{|H_w|}{|H_m|} \cdot \frac{\langle I_w \rangle}{\langle I_m \rangle}$$

и практически слабо зависит от длины "змежки". Здесь $\langle I_m \rangle$ — среднее значение $I_m(S)$ на длине поворотных магнитов накопителя. Отметим, что управление фазовым объемом пучков может осуществляться как изменением величины поля H_w , так и изменением среднего на длине "змежки" значения эмиттанса $\langle I_w \rangle$ при $H_w = \text{const}$.

Для энергии 510 МэВ и $H_w = 75$ кГс $\delta x_w/\delta x = 5$, $\langle I_w \rangle = 66,4$ см, $\langle I_m \rangle = 19,7$ см, $\mathcal{U}_x = 0,616$, $\mathcal{U}_{xw} = 0,864$. Дальнейший рост δx_w в пределах существующей физической апертуры ограничен тем, что в условиях работы эффектов встречи при отношении апертуры к полному радиальному размеру пучка $A/\xi_x \approx 0,8$ для ВЭПП-2М экспериментально наблюдается значительное понижение параметра $(\xi_x)_{\text{max}}$.

За счет увеличения пороговых значений по $(\xi_x)_{\text{max}}$ и $(\xi_z)_{\text{max}}$ выигрыш в светимости достигается дополнительно в 1,7 раза. Здесь предполагается, что $(\xi_x)_{\text{max}} \sim 1/\sqrt{\mathcal{U}_x}$ и $(\xi_z)_{\text{max}} \sim 1/\sqrt{\mathcal{U}_z}$ /3/. Таким образом, фактор увеличения светимости в диапазоне энергий $250 < E < 510$ МэВ равен 8,5.

На низких энергиях, начиная с 250 МэВ, фазовые объемы пучков определяются эффектом многократного внутрислужкового рассеяния (ЭВР) /3/ и прирост светимости достигается исключительно за счет увеличения декрементов радиационного затухания. На рис.1 приведены расчетные кривые для светимости и предполагаемый закон изменения поля в "змежке" в зависимости от энергии. Нижние ветви этих кривых соответствуют существующему в настоящее время ограничению по скорости накопления позитронов в ВЭПП-2М, равному $\approx 10^7$ е⁺/с. В будущем, после запуска в эксплуатацию нового бустерного накопителя БЭП /4/, обеспечивающего скорость накопления позитронов $N^+ \approx 1 \cdot 10^8$ частиц/с, светимость ВЭПП-2М на энергии 700 МэВ достигнет уровня $7 \cdot 10^{31}$ см⁻²с⁻¹. Этот уровень является верхней границей для средней светимости ВЭПП-2М, поскольку скорость потерь частиц из-за однократного тормозного излучения на встречном пучке N^+ практически сравнивается со скоростью накопления позитронного тока N^+ .

Фокусировка "змежки"

При прохождении пучка частиц через знакопеременное синусоидальное магнитное поле "змежки" появляются "краевая" фокусировка в вертикальном направлении. Для радиального бетатронного движения эффект краевой дефокусировки точно скомпенсирован эффектом секторной фокусировки при поворотах пучка в горизонтальной плоскости. На энергии 510 МэВ и включенном центральном поле "змежки"

$H_w = 75$ кГс сдвиг частоты вертикальных бетатронных колебаний $\Delta \nu_z \sim 1$ и движение выходит из области устойчивости, пересекая целый резонанс $\nu_z = 4$.

Таблица 1
Параметры пучков при включенной и выключенной "змейке"

Энергия $E = 510$ МэВ, $\beta_{\text{ко}} = 3.0$ см коэф. связи фазовых объемов $\beta\epsilon = 0.1$			$H_w = 0$	$H_w = 75 \text{ кГс}$
Радикальный фазовый объем $\beta\epsilon \times 10^5$		см.ред	1,08	5,0
Среднеквадратичные размеры пучков в месте встречи	σ_{z0}	мм	0,007	0,014
	σ_{x0}	мм	0,27	0,59
	σ_z		12,41	6,85
Время радиационного затухания	τ_x	мс	20,00	7,92
	τ_s		5,17	3,20
Время жизни пучков, определяемое ЗБР		с	178	2000
Ток = 100 мА, $(\Delta E/E)_{\text{max}} = 0,5\%$				
Радиационные потери энергии за оборот		кэВ	5,0	0,07
Среднеквадратичный разброс энергий в пучке $\sigma(\Delta E/E) \times 10^3$			0,36	0,63
Предельный по эффектам встречи ток пучков		мА	18	100

В силу этого предусмотрена компенсация фокусирующего влияния "змейки" с помощью сдвигающих коррекций градиентов основных линз накопителя.

На рис.2 представлена магнитная структура накопительного кольца ВЭПП-2М, зеркально симметричная по отношению к центру "змейки". Вносимое "змейкой" искажение четырехкратной зеркальной симметрии по β_z , β_x , γ_x скомпенсировано с достаточной точностью. $\Delta G/G_0$ $\times 100\%$ — необходимые коррекции градиентов квадрупольных линз.

Конструктивные особенности "змейки" ВЭПП-2М

Конструкция и основные параметры "змейки" приведены на рисунках 3,4 и в таблицах 2,3. Нижние и соответствующие им верхние полюса помещены в изолированные друг от друга галевые объемы, которые с точностью ± 50 мкм соединяются в единый блок СИ-магнитов. Через центральную часть блока СИ-магнитов с зазором 1,5 мм проходит внутренняя вакуумная камера "змейки", которая находится при азотной температуре. Сборка или замена СИ-магнитов может вестись без нарушения вакуума накопителя. Сдвоенный галевый объем с полюсами крепится с помощью пластинчатых подвесок к азотному контейнеру, который в свою очередь подвешен к кровельным на основании внешнего корпуса. Выбранный тип подвески обеспечивает устойчивое положение блока СИ-магнитов относительно медиальной плоскости при охлаждении, а также при действии магнитомеханических сил. Вся конструкция заключена в стальной вакуумноплотный кожух-магнитопровод.

Для раздельной запитки центральных и боковых магнитов используются три токовода. Подача жидкого галлия осуществляется из внешнего сосуда Дьюара емкостью 145 л, аналогично /5/.

Половина мощности СИ, генерируемого "змейкой", не покидает пределов внутренней вакуумной камеры, поэтому возникла необходимость в конструировании специальных охлаждаемых приемников излучения. Приемники излучения изготовлены из медной трубки с внутренним диаметром $D = 4,0$ мм и толщиной стенки 1 мм и закреплены с помощью тонких теплоизолирующих скоб по обе стороны вакуумной камеры (рис.3). Медные трубки со стороны падающего потока излучения имеют специальные увлажнители прямоугольного сечения глубиной 3 мм и шириной 2 мм.

Это позволяет существенно уменьшить долю мощности СИ, отраженную от поверхности приемников и попадающую на азотную поверхность вакуумной камеры "змейки".

Т а б л и ц а 2
Проектные параметры сверхпроводящей "змейки" ВЭПП-2М

Максимальное магнитное поле на оси пучка	кГс	75
Количество сверхпроводящих дипольных магнитов		5(3+2)
Длина СИ-дипольного магнита вдоль оси пучка	см	12,0
Зазор между полюсами дипольных магнитов	см	2,65
Вертикальная апертура вакуумной камеры "змейки"	см	1,50
Радиальная апертура вакуумной камеры "змейки"	см	4,20
Максимальное радиальное отклонение орбиты на длине "змейки"	см	1,6
Общая длина области с магнитным полем	см	58
Максимальный угол поворота в поле "змейки"	мрад	± 168
Ток запитки центральных и боковых магнитов	А	200, 220
Максимальный запас энергии в "змеяке"	кДж	150

Т а б л и ц а 3
Параметры обмоток и сверхпроводящего провода

	Внутренняя секция	Наружная секция	СИ-обмотка бокового магнита
Высота обмотки (мм)	74	74	74
Толщина обмотки (мм)	12,25	16,65	14,20
Количество витков	785	2014	1216
Диаметр провода Nb-Ti/Cu (мм)	1,0	0,7	0,85
Коэфф. заполнения сверхпроводящим	0,475	0,485	0,470
Количество сверхпроводящих жил	54	54	60

В ноябре 1984 года на ВЭПП-2М будут начаты эксперименты со встречными электрон-позитронными пучками при включенном максимальном поле "змейки" $H_w = 75$ кГс.

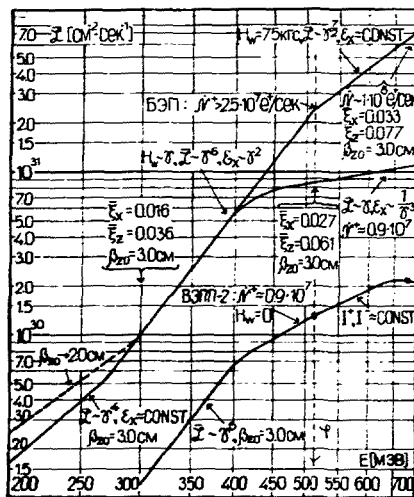
В заключение авторы выражают глубокую благодарность Л.М.Баркову и Г.Н.Кулипанову за проявленный интерес к работе и полезные обсуждения проекта, а также большой группе сотрудников ВЭПП-2М, принявшим участие в изготовлении и испытаниях сверхпроводящей "змейки".

Л и т е р а т у р а

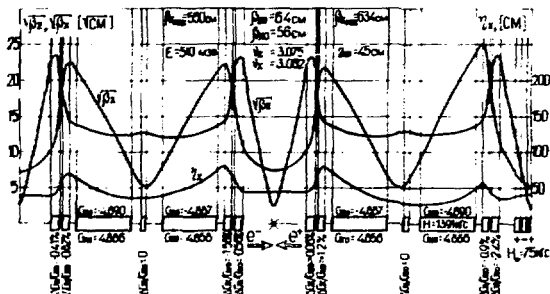
1. Тумайкин Г.М. Электрон-позитронный накопитель с высокой светимостью ВЭПП-2М. Труды 10-й Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий, ИЭВР, Протвино, т.1, стр.443, 1977.
2. Вассерман И.Б., Иванов П.М., Кооп И.А., Курдадзе Л.М., Лисенко А.П., Скрипский А.Н., Тумайкин Г.М., Туркин В.Ф., Шатунов Ю.М., Шамоковский В.Г. Состояние работ на электрон-позитронном накопителе ВЭПП-2М. Труды 6-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, т.1, стр.136, 1979.
3. Вассерман И.Б., П.М.Иванов, Кезерамчишвили Г.Я., Кооп И.А., Лисенко А.П., Переводенцев В.П., Подушин А.А. Скрипский А.Н., Туркин В.Ф., Шатунов Ю.М.

Состояние работ на электрон-позитронном накопителе ВЭПН-2М. Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, т.1, стр.242, 1981.

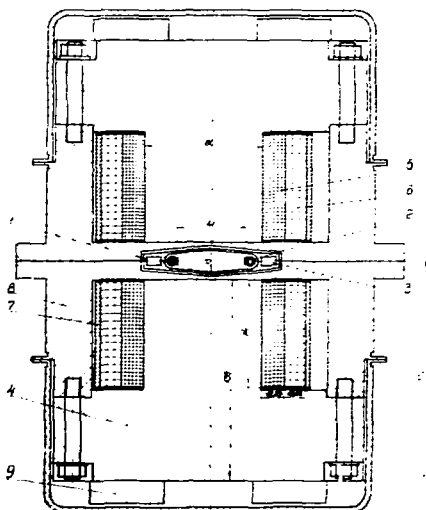
4. Работы материалы. Накопительное кольцо БЭП. Препринт ИЯЭ 83-98 СО АН СССР, Новосибирск.
5. A.S.Artemov et al. "First Result of the work with a superconducting "Snake" on VEPP-3 Storage Ring. NIM, 177 (1980), 233-246.
V.V.Annashin, I.B.Vasserman, A.M.Vlasov, K.V.Yorobjev, P.K.Ivanov
6. P.A.Klinin, I.A.Koop, E.A.Perevedentsev, A.N.Skrinsky and N.N.Shatunov. The 75 kG Superconducting wiggler magnet for the electron-Positron Storage Ring VEPP-2...



Р и с.1.



Р и с.2.



Р и с.3. Вертикальное сечение магнита сверхпроводящей "змейки" ВЭШ-2М. 1 - вакуумная камера, 2 - охлаждаемый приемник СИ, 3 - азотный канал, 4 - железный керн, 5 - внутренняя секция обмотки, 6 - внешняя секция, 7 - бандаж, 8 - гелиевый корпус из немагнитной стали, 9 - узел теплового развязки.



Р и с.4. Прямоугольный промагнет ВЭШ-2М, в центре которого помещена сверхпроводящая "змейка". Здесь S_x , Q_x -кварцевые линзы, S_z , Q_z -секступольные корректоры, 1 - ко-дук-магнитопровод, 2,3 - продольные пластинчатые подвески, 4,5 - кронштейны, 6 - гелиевый объем, 7 - азотный объем, 8 - внутренняя вакуумная камера, 9 - узел тепловой развязки и вывода приемников излучения. Схематично показаны каналы течения СИ в электронном и позитронном направлениях.

□

ИСТОЧНИК КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ И ПОЛЯРИЗОВАННЫХ КОМПОТОНОВСКИХ
 γ -КВАНТОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ
 НА НАКОПИТЕЛЕ ВЭМ-4

А.А.Казаков, Г.Я.Тезерашвили, А.Н.Скрябинский, Г.М.Тумакин, Б.М.Патунов
 Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Л.Е.Лазарева, В.Г.Недорезов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Среди методов получения интенсивных γ -пучков высоких энергий (тормозное излучение, аннигиляция на лету быстрых позитронов, излучение из ориентированных кристаллов) наиболее перспективным, по-видимому, является комптоновское рассеяние лазерных фотонов на электронах в накопительных кольцах.

Квазимонохроматический вид спектра в жесткой части, высокая степень поляризации обратных фотонов, превосходные фоновые условия (тормозной и нейтронные фоны пренебрежимо малы) придают этому методу особую привлекательность для экспериментов по изучению физики электромагнитных взаимодействий ядер в области промежуточных и высоких энергий.

Как известно [1], при лобовом столкновении фотонов энергии ω_1 с электронами большой энергии E_1 , конечные фотоны вылетают в узкий конус с углом $\theta = 1/\gamma$ относительно направления начального электрона и имеют энергию

$$\omega_2 = 4\gamma^2\omega_1 / (1 + n^2 + 2\lambda), \quad (1)$$

где $\lambda = 2\gamma\omega_1/m_e c^2$, $n = \gamma\theta$, $\gamma = E_1/m_e c^2$.

На рис.1 показана расчетная зависимость сечения комптоновского рассеяния от угла при различных энергиях электронного пучка, из которой видно, что, например, при $E_1 = 5$ ГэВ 90% интенсивность пучка вторичных γ -квантов лежит в пределах $\leq 2 \cdot 10^{-4}$ рад. Это соответствует диаметру пучка на мишени $2R = 6$ см при пролетной базе 20 м.

Расчетные энергетические спектры комптоновских γ -квантов ($E_1 = 3,0$ ГэВ и 5 ГэВ, энергия фотонов $\omega_1 = 2,41$ эВ) приведены на рис.2. Из рис.2 видно, что можно плавно менять энергию жесткого края спектра $\omega_{2max} = 2\epsilon_1\lambda / (1+2\lambda)$, меняя энергию электронов, причем интенсивность пучка γ -квантов меняется при этом незначительно.

Анализ поляризационных характеристик вторичных γ -квантов показывает, что при электрон-фотонном взаимодействии параметры Стокса не переопределяются, т.е. задавая какую-либо поляризацию лазерных фотонов S_1 , конечную поляризацию комптоновских γ -квантов $\langle S_2 \rangle$ получим такого же типа. На рис.3 показана степень циркулярной поляризации S_2^3 вторичных фотонов при различных энергиях электронного пучка и поляризации лазерных фотонов $S_1^3 = 1$. Видно, что при 100% поляризации начальных фотонов поляризация обратных γ -квантов ($\theta < 1/\gamma$) близка к 100%. Корреляция "угол-энергия" (см. формулу (1)) позволяет выделить вторичные γ -кванты нужных энергий для изучения монохроматичности пучка путем коллимации. Естественным ограничением для предельной высокой степени монохроматичности является угловой разброс в электронном пучке в области взаимодействия с лазерным светом. В нашем случае при $E_1 = 5$ ГэВ

электронный пучок в месте встречи имеет следующие параметры $\phi_p = 150$ мкм, $\phi_k = 1300$ мкм, $\phi_p' = 2 \cdot 10^{-5}$ и $\phi_k' = 10^{-4}$.

Таблица I иллюстрирует возможности коллимации при $E_1 = 5$ ГэВ, $\omega_1 = 2,4$ ГэВ, $\omega_{2max} = 779$ МэВ.

$\Delta(\psi)$	$\omega_2(\psi)$ МэВ	ψ град	$\langle \xi_3^2 \rangle$	$\langle \xi_2^2 \rangle$	I_1/I_0	I/I_0
0.05	740	0.025	0.98	0.99	0.07	0.18
0.10	710	0.037	0.97	0.96	0.14	0.24
0.15	662	0.047	0.95	0.92	0.19	0.30
0.20	623	0.056	0.91	0.84	0.24	0.33
0.30	545	0.073	0.79	0.59	0.33	0.40

В табл. I $\Delta = \frac{\omega_{2max} - \omega_2}{\omega_{2max}} = \frac{k^2 \psi^2}{1 + 2\lambda + k^2 \psi^2}$ - степень монохроматичности. ψ - угол коллимации, параметры Стокса $\langle \xi_3^2 \rangle$ и $\langle \xi_2^2 \rangle$ рассчитаны при $\xi_3^2 = +1$ и $\xi_2^2 = -1$ соответственно. I_0 - полная интенсивность пучка без коллиматора, I_p - интенсивность пучка, прошедшего круглый коллиматор, I - интенсивность пучка, прошедшего щелевой коллиматор.

Однако на накопителе ВЭПП-4 имеется возможность улучшить степень монохроматичности комптоновских γ -квантов без потерь их интенсивности с помощью методики "меченых фотонов". Расчеты показывают, что используя систему регистрации рассеянных электронов детектора МД-1 /2/ для измерения энергии электронов отдачи после комптоновского взаимодействия, можно получать γ -кванты с такой же монохроматичностью, как в случае применения коллиматоров.

На основе лазерного поляриметра накопителя ВЭПП-4 /3/ создана установка РОКК (рассеянные обратные комптоновские кванты).

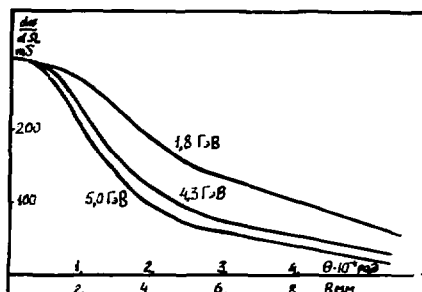
На рис. 4 показана схема установки РОКК. Источником фотонов в нашей установке служит лазерная система "INNOVA-20" ($\omega_1 = 2,42$ эВ) фирмы "CONERENT".

Линейная поляризация лазерных фотонов преобразуется с помощью термостабилизированной ячейки Локкальса (поперечный электрооптический эффект) в любую наперед заданную поляризацию. Контроль за состоянием поляризации фотонов осуществляется дистанционно аналитическими. Управление от выходных двигателей линии I_1 и I_2 , I_3 и металлическое зеркало С служат для ввода лазерного излучения в вакуумную камеру накопителя и формирования оптимальных размеров фотонного пучка в месте взаимодействия с электронами. Расстояние от выходного окна лазера до области взаимодействия 20 м.

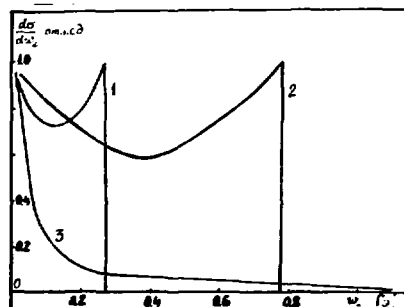
Координаты вторичных γ -квантов регистрируются системой из 5 индукционных пропорциональных камер с распределенным конвертором и разрешением 200 мкм.

Энергия γ -квантов (200-900 МэВ) измеряется счетчиком полного поглощения на основе $NaI(Tl)$. Эффективность регистрации системы близка к 100% при толщине конвертора ≈ 3 M_0 , энергетическое разрешение $\approx 5\%$, детектор расположен на расстоянии ~ 20 м от области взаимодействия. Для защиты детектора от фона, обусловленного жесткой (≈ 100 кэВ) компонентой синхротронного излучения из магнитов M_1 и M_2 накопителя, применены вольфрамиевые фильтры ($0,5X_0 \sim X_0$). Устанавливаемые дистанционно на выходе из вакуумной камеры.

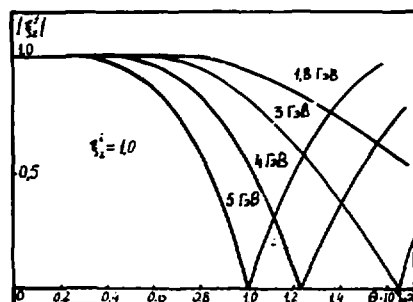
Информация с детектора вводится в программируемый крейт-контроллер ИСК-2 "Орбон", который обеспечивает непрерывный контроль и управление параметрами лазерного пучка, а также обработку информации с детектора в реальном времени и вывод результатов на цветной дисплей и графопостроитель.



Р и с.1. Зависимость сечения комптоновского рассеяния от угла $2R$ - диаметр комптоновского пучка на исследуемой мишен.

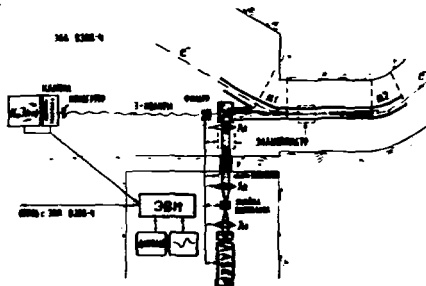


Р и с.2. Расчетные спектры комптоновских γ -квантов при энергии электронов $E_e = 3,0$ ГэВ (кривая 1) и 5 ГэВ (кривая 2). Кривая 3 - тормозной спектр.



Р и с.3. Степень циркулярной поляризации $|\xi_2^c|$ вторичных фотонов при различных энергиях электронного пучка. Поляризация лазерных фотонов $\xi_2^i = 1$.

Экспериментально достигнутая скорость счета γ -квантов на нашей установке $\sim 10^5$ фот/с при 10 мА тока электронного пучка, циркулирующего в накопителе. На рис.5 показаны экспериментально измеренные координатные и энергетические распределения пучка комптоновских γ -квантов с порогом регистрации 212 МэВ. Эти распределения находятся в хорошем согласии с расчетом. Проведенные измерения нейтронного фона показали его пренебрежимо малость.



Р и с.4. Схема установки РОКК.

Р и с.5. Экспериментальные распределения пучка комптоновских γ -квантов. Порог $M_{\gamma}(Fe) - 212$ МэВ, $E_1 = 5$ ГэВ, M - максимум, D - дисперсия, ST - статистика.

1. L. Federici et al. Nuovo Cimento vol. 59B.2, 1980.
2. Бард С.Е. и др. Препринт ИЯЭ, 83-39, Новосибирск, 1984.
3. Зоробин П.Б., Казakov А.А., Кезерашвили Г.Я. и др. Труды УИ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Общ., Душанба, 1983.
4. Казakov А.А., Кезерашвили Г.Я., Назарова Л.Е. и др. Препринт ИЯЭ, П-0329, Москва, 1984.
5. Казakov А.А., Кезерашвили Г.Я., Назарова Л.Е. и др. Письма в ЖЭТФ 74.10 (1984)

ПРОЕКТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАКОПИТЕЛЯ-РАСТЯЖИТЕЛЯ ПУЧКА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЭНЕРГИИ 2000 МэВ ХАТИ АН УССР

В.В.Булик, В.А.Винников, П.И.Гладиш, В.В.Гончар, В.Н.Григорьев, И.С.Гух,
Е.В.Ермишко, С.В.Ефимов, Е.В.Июстин, И.И.Коба, В.В.Кондратенко, В.П.Козин,
С.Г.Конопенко, В.И.Курылко, А.С.Мазманишвили, Н.И.Моченников, Н.Н.Наугольный,
Л.В.Репринцев, Л.В.Сорокин, А.Е.Толстой

Харьковский физико-технический институт АН УССР

1. Основные исследования по ядерной физике высоких энергий и физике элементарных частиц в ХАТИ АН УССР ведутся на линейном ускорителе электронов с энергией 2 ГэВ. В настоящее время ускоритель работает с частотой посылок до 100 Гц, длительностью токового импульса до 1,5 нс, величиной импульсного тока до 50 мА, энергетическим разбросом $\pm 0,3\%$. Эмittance пучка (в обеих плоскостях) равен

$3 \cdot 10^{-7}$ м.рад. Один из ближайших этапов модернизации ЛУЭ-2ГэВ связан с увеличением импульсного тока пучка до 100 мА, уменьшением энергетического разброса до $\pm 0,15\%$ и эмittance до 10^{-7} м.рад. Изучается возможность перевода ускорителя на работу с частотой посылок 300 Гц.

Повышение эффективности исследований в области ядерной физики и физики элементарных частиц требует существенного улучшения коэффициента заполнения пучка ЛУЭ. Для этого наиболее целесообразным является сооружение на его выходе кольцевого накопителя-растяжителя (НР), что в настоящее время признано во всех ведущих ускорительных центрах [1-4].

2. Основные критерии выбора параметров комплекса ЛУЭ-НР-2000 вытекают, прежде всего, из требований к качеству параметров пучка на выходе НР, предъявляемых программой ядерно-физических исследований. В таблице I приведены основные характеристики пучка, которые необходимо обеспечить для проведения исследований.

Т а б л и ц а I

Диапазон энергий	500-2000 МэВ
Энергетический разброс	$\pm 0,1\%$
Коэффициент заполнения пучка	>50%
Средний ток	100мА(Iстап), 300мА(IIстап), 1000мА(IIIстап)
Эмittance	$3 \cdot 10^{-7}$ м.рад
Число выходящих пучков	1(1стап), 2(IIстап)

На первом этапе предполагается осуществить вывод пучка в имеющиеся экспериментальные залы; на втором и последующих этапах предполагается увеличение среднего тока ЛУЭ, сооружение второго канала выхода и строительство новых экспериментальных помещений.

Параметры кольца НР, системы инжекции, а также спиральный режим работы ВЧ системы должны обеспечить инжекцию частиц без увеличения эмittance пучка и уменьшение их энергетического разброса.

Длина орбиты НР-2000 выбрана больше величины $\frac{c}{f}$ (здесь c - скорость света, f - длительность импульса тока пучка ЛУЭ, равная 1 нс) на величину $c\tau$, где τ - длительность заднего фронта импульса тока ферритового индуктора, с помощью которого обеспечивается инжекция частиц в горизонтальной плоскости

в течение $\sim 2,2$ оборотов. Для обеспечения эффективного вывода частиц на одномерном равновесии третьего порядка горизонтальных бетатронных колебаний инжекция пучка производится на расстоянии 2 см от равновесной орбиты.

Предварительный выбор параметров ИР для ЛУЗ-2 ГэВ нами был выполнен ранее [4]. Данный проект рассчитан и оптимизирован с учётом многообразных факторов, влияющих на характеристики выводимого пучка. Для этого была создан комплекс программ моделирования динамики частиц на ЗЕМ. Созданные программы дают возможность проводить расчёт и оптимизацию параметров ИР, а также осуществлять моделирование в реальном времени медленного вывода в шестимерном фазовом пространстве при наличии радиационных эффектов и учёте связей всех типов колебаний.

3. Магнитная система ИР выбрана с раздельными функциями поворота и фокусировки и состоит из четырёх периодов (рис.1). На каждом периоде расположено 6 дипольных магнитов M с углом поворота 15° , радиусом кривизны, равным 6,67 м, и пять квадрупольных магнитов QF, QD , обеспечивающих вместе с тремя квадрупольными магнитами на участке дрейфа ахроматичность прямолинейного промехула между периодами и необходимые частоты бетатронных колебаний. Набег фазы для горизонтальных бетатронных колебаний равен 480° . Изменение частоты горизонтальных бетатронных колебаний должно осуществляться двумя импульсными квадрупольными магнитами QI_1 и QI_2 . Вид амплитудных и дисперсионной функций приведен на рис.2. Начало отсчёта по оси абсцисс соответствует началу электростатического септума. После отклонения частиц электростатическим септумом пучок выводится из ИР с помощью двух магнитных септумов MS_2 и MS_3 .

Для компенсации хроматичности кольца на криволинейных участках траектории установлено по три секступольных магнита $S_{2,3,4}$, которые создают также 16-ю гармонику секступольного поля, возбуждающую резонанс бетатронных колебаний на частоте $\nu_k = \frac{16}{3}$; в двух прямолинейных промехулах располагаются два секступольных магнита S_1 для регулирования амплитуды и фазы резонансной гармоники. Для компенсации и регулирования кубической нелинейности магнитного поля установлены два октупольных магнита G .

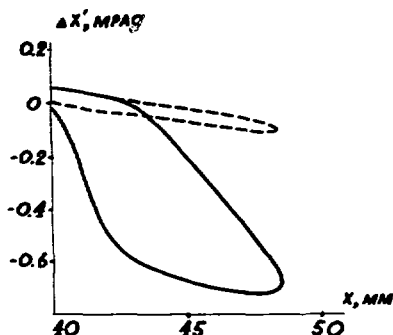
Основные параметры ИР-2000 приведены в табл.2.

Т а б л и ц а 2

Энергия (ГэВ)	0,5 - 2,0
Напряжённость магнитного поля (Тл)	0,25 - 1,00
Длина орбиты (м)	141,16
Длина прямолинейных промехулов (м)	4,1; 211; 1,5; 0,5
Число бетатронных колебаний	$\nu_x = \frac{16}{3}$; $\nu_z = 4,35$
Коэффициент уплотнения орбиты	0,059
Время затухания колебаний (2ГэВ)	$\tau_1 = 9,4$; $\tau_2 = 8,9$; $\tau_3 = 4,5$
Частота ВЧ поля (МГц)	199,6
Амплитуда ВЧ поля (МВ)	0,35 - 0,80
Коэффициент заполнения пучка	$> 0,5$
Потери пучка при выводе (%)	0,7
Эффект выведения пучка (м.рад)	$< 3 \cdot 10^{-7}$
Энергетический разброс выведенного пучка (%)	$\leq 0,25$

4. Наряду с аналитическим исследованием медленного вывода на резонанс третьего порядка бетатронных колебаний на основе решения уравнений динамики во втором приближении метода усреднения [5] было проведено моделирование процесса на ЗЕМ.

Рис. 3 иллюстрирует результат вывода в акроматическом решке. Сплошной кривой изображена область, занимаемая в засекнутом пространстве выведенными частицами без компенсации изменения направления выхода пучка; пунктирной кривой — с компенсацией дефракции угла, произведенной в канале вывода. Величина сдвига выведенного пучка равна $2 \cdot 10^{-7}$ м.рад, полное время вывода — 4,7 мс. Параметры выведенного пучка, полученные при моделировании, хорошо согласуются с результатами теоретических расчетов, его характеристики удовлетворяют требованиям современного физического эксперимента.



Р и с. 3. Фазовый портрет выведенного пучка. χ — горизонтальная координата частицы относительно равновесной орбиты; $\Delta\chi'$ — угловое отклонение траектории частицы относительно оптимального направления.

Л и т е р а т у р а

1. Proceedings of the Conference on Future Possibilities for electron accelerators, Charlottesville, Virginia, January, 1978.
2. Workshop on use of electron ring nuclear physics research in the intermediate energy region. Lund, October 5-7, 1982. Proceedings, v. 1,2.
3. 12-th International Conference on High Energy Accelerators, Fermi National Accelerator Laboratory, August 11-16, 1983.
4. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. Труды У семинара. Москва, 15-17 июня 1981. ИЯИ АН СССР, М., 1982.
5. Гончар В.Д., Колосенко С.Г., Наугольный Н.Н. К теории медленного вывода заряженных частиц на малинейном резонансе бетатронных колебания. УДН, 1984, № 6, с.315-318.

□

НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ КРАЕВОГО ПОЛЯ ПОВОРОТНЫХ МАГНИТОВ В ЦИКЛОТРОНАХ И НАКОПИТЕЛЯХ

Б.В.Булик, С.В.Ефимов, А.С.Тарасенко

Алтайский физико-технический институт АН УССР

Известно, что краевые поля поворотных магнитов ослабляют вертикальную фокусировку и уменьшают частоту вертикальных бетатронных колебаний [1,2]. При исследовании процесса медленного вывода заряженных частиц представляется необходимым изучение нелинейных эффектов бетатронных колебаний, обусловленных влиянием краевых полей дипольных магнитов.

Целью данной работы является рассмотрение резонансов, возбуждаемых краевыми полями, определение амплитудно-частотных характеристик бетатронного движения и оценка влияния краевых полей на процесс медленного вывода частиц из ускорителя.

Для решения поставленной задачи достаточно найти возмущение гамильтониана поперечного движения [3]

$$\mathcal{H}_1 \equiv \mathcal{H} - \mathcal{H}_0 = \frac{R^2}{B\rho} A_\varphi + \frac{R}{B\rho} (P_x A_x + P_z A_z) + \dots, \quad (1)$$

где X , P_x , Z , P_z - канонические координаты и импульсы; $\varphi = S/R$ - азимутальный угол; R - приведенный радиус орбиты; $B\rho$ - магнитная жесткость ускоренной частицы; $A_{\varphi, X, Z}$ - компоненты магнитного векторного потенциала, соответствующие краевому полю.

Таким образом, задача сводится к отысканию компонент вектора \vec{A} и последующему анализу гамильтониана (1).

В качестве модели рассмотрим краевое поле плоского секторного магнита, бесконечно протяженного по радиусу. Функция, описывающая вертикальную компоненту этого поля $B_z(X, S)$, где Z , S - вертикальная и азимутальная координаты, удовлетворяет условиям

$$\left. \frac{\partial B_z(X, S)}{\partial Z} \right|_{S=0} = 0; \quad \frac{\partial B_z(X, S)}{\partial X} = 0; \quad (2)$$

$$B_z(X, S) = B_z(X, -S) = B_z(-X, S) = B_z(-X, -S).$$

Первое из этих условий связано с однородностью поля внутри магнита, второе - с наличием плоскости симметрии $Z = 0$ (медианной плоскости) и зеркальной симметрией входного ($S < 0$) и выходного ($S > 0$) краев магнита.

Выражение для вертикальной составляющей поля ищем в виде разложения по четным степеням Z , что обусловлено симметрией поля относительно медианной плоскости

$$B_z = B_0 \sum_{i=0}^{\infty} b_{2i}(S) Z^{2i}, \quad (3)$$

где B_0 - поле в зазоре магнита ($B_0 = B_z(X, S)|_{S=0}$).

Используя условия $\text{rot } \vec{B} = 0$ и $\text{div } \vec{B} = 0$, найдем коэффициенты разложения поля b_{2i} через производные от функции B_0 . Тогда

$$\begin{cases} B_z = B_0 \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \frac{b_0^{(2i)}(s)}{(2i)!} z^{2i}; \\ B_s = B_0 \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^{i-1} \frac{b_0^{(2i-1)}(s)}{(2i-1)!} z^{2i-1}; \\ B_x = 0. \end{cases} \quad (4)$$

Так как система координат, связанная с равновесной орбитой, повернута в meridionalной плоскости относительно "магнитной" системы на угол $\lambda(s)$, разложение поля в этой системе при условии $\lambda(s) \ll 1$ имеет вид:

$$\begin{cases} B_z^{(opd)} = B_z; \\ B_s^{(opd)} = B_s \cdot \cos \lambda(s) \approx B_s; \\ B_x^{(opd)} = -B_s \cdot \sin \lambda(s) \approx -B_s \lambda(s), \end{cases} \quad (5)$$

где $\lambda(s) = \frac{B_0}{B_p} \int_0^s b_0(s') ds' + \lambda_0$; λ_0 - угол среза магнита.

Поле (5) описывается векторным потенциалом с компонентами

$$\begin{aligned} A_x &= B_0 \sum_{i=0}^{\infty} (-1)^i \frac{z^{2i+2}}{(2i+2)!} b_0^{(2i+1)}(z); \\ A_z &= A_x \cdot \lambda(z); \quad A_s = 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь в качестве независимой переменной взят азимутальный угол φ . Подставляя компоненты потенциала в (1), находим требуемое выражение для гамма-токов, связанного с магнитом краевых полей поворотных магнитов.

Анализ полученного выражения показывает, что, как было показано ранее (см. [1, 2]), краевые поля приводят к уменьшению частоты вертикальных бетатронных колебаний.

В первом приближении частота радиальных колебаний остается неизменной

$$\nu_x = \nu_{x0},$$

а вертикальных - изменяется следующим образом:

$$\begin{aligned} \nu_z &= \nu_{z0} + \frac{B_0 R^2}{B_p} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{(-1)^{k-1}}{(2k)!} C_{2k}^k \cdot k |a_z|^{2(k-1)} J_k, \\ J_k &= \frac{1}{2\pi} \sum_{m=1}^{2N} \left(\frac{\beta_{2m}}{2R} \right)^k \int_0^{2\pi} b_0^{(2k-1)}(\varphi) \lambda(\varphi) d\varphi, \end{aligned} \quad (7)$$

где a_z - приведенная амплитуда колебаний ($z = a_z V(\varphi) e^{i\nu_z \varphi} + \text{к.т.}$, $V(\varphi)$ - функция фазы вертикальных колебаний); β_{2m} - амплитудная функция на m -ом крае магнита ($\beta_z = |V|^2 \cdot 2R$); суммирование по m производится по всем $2M$ краям M магнитов доронки.

Кроме того, магнитное краевое поле создает условия для возникновения резонансов поперечных колебаний. Выражения для сил соответствующих резонансов довольно громоздки, поэтому укажем только их типы:

- вертикальные одномерные резонансы $2n\nu_z = p$ (n и p - целые); силы этих резонансов пропорциональны углам поворота траектории в краевом поле $d\theta_{\text{max}}$;
- резонансы связи $\nu_x \pm 2n\nu_z = p$; силы резонансов связи не зависят от λ ,

но определяется разностью $2n$ -ой степени функции Блэме $V(\gamma)$ на краях каждого магнита.

Следует отметить, что вертикальное смещение орбиты относительно medianной плоскости магнитов вызывает изменение хроматичности $\partial \dot{y}_z / \partial E$ пропорционально среднему значению этого смещения. Кроме того, возникает резонанс типа $(2n-1)\dot{y}_z = P$ и $\dot{y}_x \pm (2n-1)\dot{y}_z = P$, силы которых пропорциональны P -ой гармонике смещения.

Для проверки достоверности теоретических результатов на макетах Н-100 ХИТИ были проведены измерения амплитудно-частотных характеристик поперечных колебаний. Измеренные характеристики сравнивались с рассчитанными по формуле (6). При этом экспериментальная зависимость $\dot{b}_o(S)$ (см. (4)) аппроксимировалась по методу наименьших квадратов экспонентой

$$\dot{b}_o(S) = e^{-151/S}.$$

Результаты эксперимента и расчета приведены на рисунке. Из рисунка следует, что теория дает правильное знак и порядок величины нелинейности. Расхождение может быть объяснено тем, что реальные магниты с градиентом были приближены к плоской модели. Измеренная величина радиальной нелинейности $(\partial \dot{y}_x^{(0)} / \partial a_z^2 = -1.5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2})$ значительно меньше вертикальной, что также находится в согласии с предсказаниями теории ($\partial \dot{y}_x^{(0)} / \partial a_z^2 \approx 0$).

Таким образом, полученные результаты и выводы из них можно сформулировать следующим образом:

- найден векторный потенциал краевого поля дипольных магнитов; показано, что в случае плоского магнита краевое поле полностью описывается функцией, определяющей вертикальную компоненту в medianной плоскости;

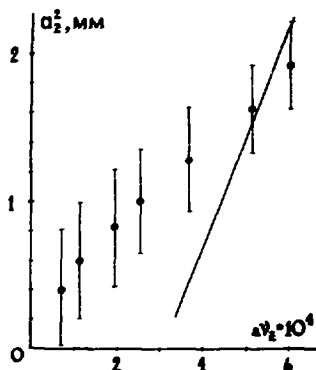


Рис. Амплитудно-частотная характеристика вертикальных бетатронных колебаний.

Точки-эксперимент, сплошная линия-теория.

- на основе гамильтонова формализма найдены амплитудно-частотные характеристики бетатронных колебаний; показано, что краевое поле не изменяет малости радиальных колебаний;

- найдены типы и силы резонансов, возбуждаемых краевым полем;

- сравнение полученных теоретических результатов с данными эксперимента показало наличие согласия.

Из вышесказанного следует сделать вывод о наличии существенных недостатков для пучка в вертикальной плоскости по сравнению с радиальной, что вызвано, в первую очередь, наличием относительно большой малости, стабилизирующей резонанс медленного вывода. Это будет приводить к увеличению потерь частиц на септуме и увеличению эмиссии выведенного пучка.

Л и т е р а т у р а

1. Enge H.A. Effect of Extended Fringing Fields on Ion-Focusing Properties of Deflecting Magnets. Rev.Sci.Instr., 1964, 35, N 3, p.278-287.
2. Толстой А.Е. О влиянии формы и протяженности азимутальных краевых полей на динамику частиц в циклических магнитных системах с разрезами. ЖЭТФ, 1968, 23, №2, с.232-235.
3. Guignard G. A General Treatment of Resonances in Accelerators. CERN 78-11, Geneva, 1978, 71 p.

ВЛИЯНИЕ КУБИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОСТИ ВЕДУЩЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ НАКОПИТЕЛЯ НА ЭФФЕКТЫ ВСТРЕЧИ

Темин А.Б.

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Обычно максимальная светимость установок со встречными пучками ограничивается эффектами, связанными с электромагнитным взаимодействием встречных пучков. Одним из наименее изученных вопросов, относящихся к эффектам встречи, является вопрос о влиянии параметров конкретной установки на характер движения частицы, взаимодействующей со встречным пучком.

Целью настоящей работы является изучение влияния нулевой гармоники кубической нелинейности ведущего магнитного поля накопителя на движение отдельной частицы, взаимодействующей со встречным пучком.

Относительно процесса прохождения частицы через встречный сгусток сделаем приближения, которые часто используются. 1) Встречный сгусток считается бесконечно коротким. 2) Не учитывается синхротронное движение частицы. 3) Не учитываются радиационные эффекты (путь и затухание). Будем рассматривать только радиальное движение.

Гамильтониан, который описывает движение частицы при сделанных предположениях, имеет вид:

$$H = J_x \nu_x + V(\sqrt{2} \beta_x J_x \cos \varphi_x) \cdot \delta_{2\varphi}(\theta) + e J_x^2.$$

где: J_x, φ_x — переменные "действие-фаза"; β_x — бета-функция в месте встречи; член $e J_x^2$ описывает влияние нулевой гармоники кубической нелинейности ведущего магнитного поля накопителя; ν_x — частота радиальных бета-трионных колебаний, $V(x)$ — потенциал от встречного пучка $/I$.

$$V(x) = \frac{e N}{8} \int_0^\infty dt \frac{1 - \exp(-\frac{x^2}{2(\beta_x^2 + t)})}{(\beta_x^2 + t)^{3/2} (\beta_x^2 + t)^{1/2}},$$

здесь: r_0 — классический радиус электрона; N — число частиц во встречном сгустке; β_x — радиальный и вертикальный размеры пучка в месте встречи. Разложим $\delta_{2\varphi}(\theta)$ — функцию в ряд по гармоникам частоты обращения: $\delta_{2\varphi}(\theta) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \cos(n\theta)$; используем разложение: $e^{-\exp y} = I_0(y) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} I_n(y) \cdot (-1)^n \cos(ny)$, а также перейдем к нормированному действию

получим:

$$H = J_x \nu_x + V_0(J) + \sum_{n=1}^{\infty} V_n(J) \cos(2n\varphi_x + n\theta) + e J_x^2, \quad (1)$$

где: $V_0(J) = \int_0^\infty dt (\beta_1 \beta_2)^{1/2} [1 - \exp(-\frac{J^2}{2})] \cdot I_0(\frac{J^2}{2})$,

$$V_n(J) = -2 \int_0^\infty dt (\beta_1 \beta_2)^{1/2} \exp(-\frac{J^2}{2}) I_n(\frac{J^2}{2}).$$

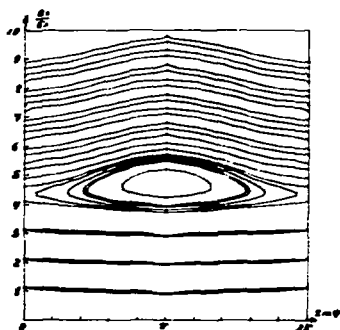
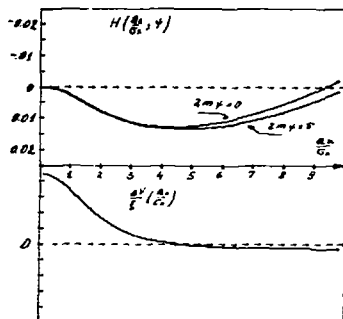
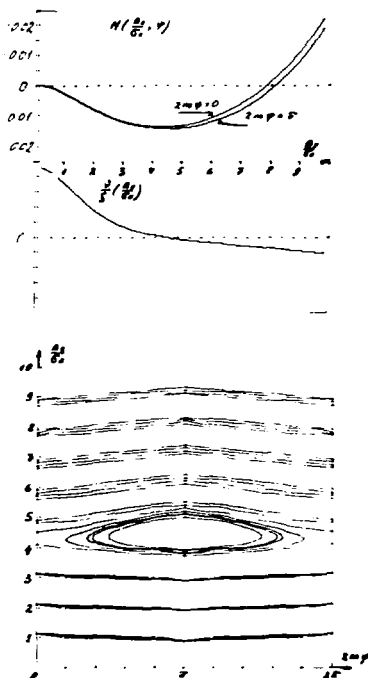


Рис. 1 а, б. Радиальное движение частиц вблизи области автофазировки резонанса 10 $\psi_x = 96$ при кулаевой машинной кубической нелинейности.

$J_m(\xi)$ — модифицированная функция Бесселя порядка m ;
 $q_1 = \frac{1}{1 + \xi/\xi_0}$; $q_2 = \frac{1}{1 + \xi/\xi_0} \cdot \frac{\xi_0}{\xi}$ — асимптотичность пучка в месте встречи;
 $f = \nu_m N^2 / (2\pi \nu_0 (1 + \xi/\xi_0))$ — параметр взаимодействия;
 Пусть рабочая точка ψ_x лежит вблизи резонанса $\frac{\xi}{\xi_0} = \frac{K}{2m} + \delta$,
 $\delta \ll 1$. Сделаем замену переменных $\psi = \psi_x - \frac{K}{2m} \theta$ и оставив
 в выражении (1) один член с медленной фазой, получим резонансный гамильтониан:

$$H = J_m^2 + V_0(\xi) + V_m(\xi) \cos(2m\psi) + R.J^4$$

Этот гамильтониан описывает движение частиц в приближении изокронного резонанса. Это описание справедливо при достаточно малой величине f . Важными характеристиками нелинейного периодического движения являются зависимости:



Р и с. 2 а, б. Радиальное движение частицы вблизи области авто-
фокусировки резонанса $10 \nu_{\pi} = 96$ при отрицательной машинной куба-
ческой нелинейности.

$$V(I) = \int \frac{\gamma V}{\gamma J} + L R I \quad (2)$$

$$\frac{\gamma V}{\gamma J} = \frac{\gamma V_0}{\gamma J^2} + R. \quad (3)$$

Графики, которые отображают движение частицы, будут построены в зависимости от амплитуды бетатронных колебаний Q_z , нормированной на радиальный размер пучков в месте встречи, Q_z/σ_z . Надо отметить также, что функция в выражениях для $V_0(\frac{Q_z}{\sigma_z})$ и $V_m(\frac{Q_z}{\sigma_z})$ гладкая и легко интегрируется численно, поэтому движение, которое мы рассматриваем, легко исследовать. В расчетах, результаты которых будут приведены ниже, величины параметров R и f соответствуют накопителю ВЭПП-4 на энергии 1,8 ГэВ, а именно: $R = 1,3 \cdot 10^{-6}$, $f = 11$.

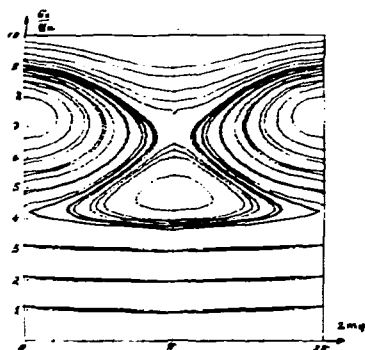
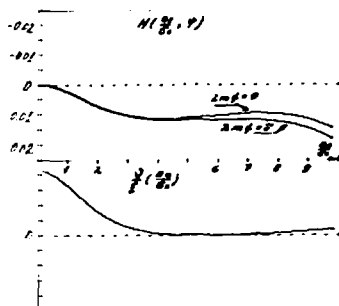


Рис. 3.а,б. Радиальное движение частицы вблизи области автофазировки резонанса $10 \nu_{\text{к}} = 96$ при положительной минимальной кубической нелинейности.

На рис.1-3 представлены графики зависимостей $H(\frac{\xi}{2}, \eta)$ при $\Delta m\phi = 0$, $\Delta m\phi = \pi$ в фазовые плоскости движения частицы для различных значений параметра R . Гармоника $\nu_m(\frac{\xi}{2})$ во всех случаях соответствовала резонансу $10 \nu_{\text{к}} = 96$. Растройка от резонанса δ в каждом случае выбиралась так, чтобы резонансное условие $\nu(\frac{\xi}{2}) = 0$ выполнялось при $a\%_{\text{к}} \approx 4+5$. При $R = 0$ (рис.1) имеется обычная ситуация, описанная в работе [2]. При отрицательной величине кубической нелинейности $R = -1,3 \cdot 10^{-6}$ (рис.2, ситуация мало отличается от предыдущей. Случай $R = 1,3 \cdot 10^{-6}$ (рис.3, который соответствует реальной кубической нелинейности вдуемого магнитного поля намотки ВМШ-4, принципиально отличается от двух предыдущих. В этом случае имеется точка, где уменьшение бетатронной частоты при увеличении амплитуды бетатронных колебаний, обусловленной взаимодействием со встречным пучком, компенсируется ростом бетатронной частоты из-за положительной кубической нелинейности вдуемого магнитно-

то поля: $\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \beta} = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \beta} = 0$, см. (3). Естественно ожидать, что при выполнении резонансного условия в этой точке, для близких к ней, биекции амплитуды бетатронных колебаний сильно увеличатся. Действительно, на рис. 3, на фазовой плоскости имеются траектории, движущиеся по которым, частица может свободно перемещаться в области от $3,7 \beta_x$ до $9 \beta_x$. Для двух предыдущих случаев $\mathcal{L} = 0$ и $\mathcal{L} = -1,3 \cdot 10^{-5}$ области биекции амплитуд бетатронных колебаний лежат в пределах $4 \beta_x \div 5,2 \beta_x$ и $4 \beta_x \div 4,8 \beta_x$, т.е. величина биекции в случае положительной кубической нелинейности увеличилась в 5 раз.

В модели взаимодействия частицы со встречным пучком, которую мы использовали, во-первых, отсутствует двулучерность движения, во-вторых, не учитывается синхротронное движение, в-третьих, не учитываются гармоники магнитных резонансов. Поэтому вместо картины, образованной ими, реально имеется сложная ситуация. Однако утверждение о том, что при положительной кубической нелинейности есть область, где отрицательная "кубическая" нелинейность пучка компенсируется положительной нелинейностью, и в этой области сильно увеличиваются биекции амплитуд бетатронных колебаний, остается справедливым. Возможно, что в некоторых случаях влияние кубической нелинейности определяющее. Тогда изменение знака кубической нелинейности может привести к увеличению предельных величин параметра η , соответственно, к увеличению светимости.

К сожалению, из-за отсутствия соответствующих экспериментальных данных пока нельзя с достоверностью проверить выводы, сделанные в данной работе.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность С.И.Минневу, Г.М.Туманкину, А.А.Колесу за большой интерес к работе и полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. B.W.Montague. "Calculation of Luminosity and Beam-Beam Detuning in Coasting Beam Interaction Regions". CERN/ISR-GS/75-36 (1975).
2. Я.С.Дербенев, С.И.Миннев, А.Н.Скрипский. Атомная энергия, 20, 217, 1966.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ НАКОПИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ ОТ СТРУКТУРЫ ЯЧЕЙКИ ПЕРИОДИЧНОСТИ

И.П.Карабеков, В.И.Цапанов

Бреванский физический институт

Наиболее важным параметром накопителей электронов, специализированных для генерации пучков синхротронного излучения (СИ), является яркость источника. Этот параметр, как и многие другие — время жизни пучка, мощность ВЧ системы и т.д. во многом определяется структурой электронно-оптической системы накопителя и значениями частот бетатронных колебаний.

В данной работе представлены основные критерии оптимизации структур ячеек периодичности накопительных комплексов. Изучение зависимости этих критериев от структуры ячейки и жесткости фокусировки осуществлено на примере проектируемого источника СИ Бреванского физического института ЯРГАНЭ-1,5.

Яркость источника СИ

Согласно [3], этот параметр, определяемый как плотность фотонов в начале координат фазового пространства эквивалентного источника СИ при заданных значениях энергии частиц E_0 и радиуса закрутки ρ , обратно пропорционален эмittance пучка E_x . Форму зависимости E_x^{-1} от частот бетатронных колебаний ν_x и ν_z для FODO структур хорошо описывает параметр $\xi = \nu_x^2 / (\beta_{x\max}^2 \beta_{z\max}^2)$, где β — бетатронная функция. Максимальное значение ξ для FODO структур [3,4] достигается при наклоне фазы горизонтальных и вертикальных бетатронных колебаний $\mu_x = 131^\circ$ и $\mu_z = 110^\circ$ соответственно. В общем случае яркость источника существенно зависит также от структуры ячейки периодичности, т.к. последняя формирует амплитудные функции магнитной системы.

ВЧ система

Мощность ВЧ системы при заданных значениях E_0 , ρ и накопленного тока I определяется равновесной фазой ψ_s , которая зависит от коэффициента пространственного уплотнения α [1]. При заданном квантовом времени жизни энергетических колебаний уменьшение α , оптимизирующей структуры ячейки периодичности позволяет выбрать большее значение ψ_s и тем самым уменьшить необходимую мощность ВЧ системы.

Апертура вакуумной камеры

Отношение апертуры вакуумной камеры, A , к среднеквадратичному размаху пучка электронов $\sigma_{\text{норм}}$ определяет квантовое время жизни поперечных колебаний в накопителе τ_p [1]. Уменьшение $\sigma_{\text{норм}}$ выбором типа ячейки периодичности при заданном τ_p позволяет уменьшить A и тем самым уменьшить требуемую рабочую область магнитного поля и соответственно объем и вес магнитной системы.

Уменьшение A приводит к уменьшению краевых аберраций в линзах и, следовательно, к увеличению области хорошего поля [5].

Допуски

Для успешной работы накопителя необходимо стремиться к снижению допусков на поддержание параметров машины вблизи их расчетных значений. Эти допуски также являются функциями параметров электронно-оптической системы в целом. В качестве критерия должны быть выбраны наиболее жесткие допуски: поперечные смещения квадрупольных линз $\delta x, \delta z$ и отклонения градиентов в них $\delta G, \delta g$, приводящие к возмущению равновесной орбиты $\delta x_p = D_x \delta x, \delta z_p = D_z \delta z$ и смещения частот бетатронных колебаний $\delta \nu_x = C_x \delta G, \delta \nu_z = C_z \delta g$ соответственно [6]. Чем меньше величины $D_{x,z}$ и $C_{x,z}$, определяемые структурой ячейки периодичности, тем слабее требования к точности установки магнитов и удержанию параметров системы вблизи их расчетных значений.

Компенсация хроматичности

Силы секстипольных линз, устанавливаемых для компенсации хроматичности, во многом определяются формой амплитудных функций. При оптимальном расположении секстипольных линз в ячейке периодичности, эту зависимость приближенно можно оценить величиной [7] $\mathcal{C} = \eta_{max} \eta_{min} (\beta_{xmax} \beta_{zmax} - \beta_{xmin} \beta_{zmin})$, причем чем больше значение \mathcal{C} , тем меньше силы секстипольных линз $S_{\mathcal{C}} \propto \frac{\partial^2 B}{\partial x^2}$.

Оптимизация структуры ячейки периодичности накопителя электронов ЭРС/НЗ-1,5

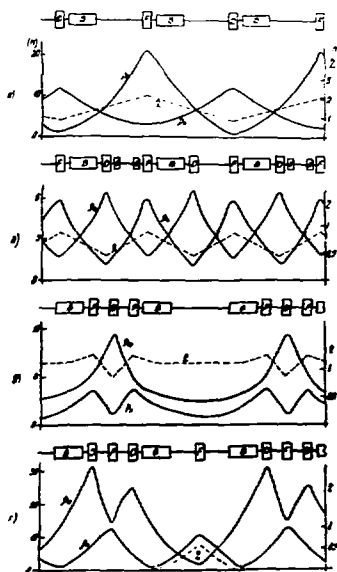
Для оптимизации структуры ячейки периодичности накопителя электронов ЭРС/НЗ-1,5 с использованием приведенных выше критериев были выбраны четыре основных варианта ячейки. Сравнение отдельных вариантов ячейки периодичности проводилось с использованием следующих проектных параметров накопительного кольца: $\rho = 3,3 \text{ м}$, $R = 10 \text{ м}$, $E_0 = 1,8 \text{ ТэВ}$, длина заворачивающего магнита $L_m = 1,34$, длина квадрупольной линзы $L_d = 0,4 \text{ м}$. Результаты расчетов представлены в таблице.

Структура F0B0D0B0 представлена на рис.1а. Там же приведены графики амплитудных функций для частот бетатронных колебаний $\nu_x \approx 0,26, \nu_z \approx 2,15$, соответствующих максимальной яркости источника СИ при заданном числе периодов $N = 8$. Отличительной чертой такого варианта являются малые значения градиентов поля и минимальное количество квадрупольных линз, что позволяет иметь два больших свободных промежутка в ячейке. Наименьшие значения имеют также силы секстипольных линз из-за большого \mathcal{C} . Однако большой размер луча электронов приводит к увеличению области рабочей области магнитного поля и соответственно к увеличению длины квадрупольной линзы. Одновременно из-за большого значения \mathcal{C} возрастает требуемая мощность ВЧ системы. Критерий яркости \mathcal{J} здесь наихудший из всех рассматриваемых вариантов.

Структура D0F0B0D0 с соответствующими графиками амплитудных функций, позволяющая иметь на орбите $N = 16$ периодов градиента, представлена на рис.1б. Выбор оптимальных частот $\nu_x = 4,25$ и $\nu_z = 3,15$ обуславливается получением по возможности малых градиентов поля. В этом варианте значительно улучшаются некоторые критерийные параметры: малое b_{xmax} создает необходимую рабочую область магнитного поля, малое \mathcal{C} уменьшает требуемую мощность ВЧ системы, большое значение \mathcal{J} повышает яркость источника СИ. Как видно из таблицы, допуски на магнитную систему по x и z для заданного варианта наиболее слабые из всех рассматриваемых. В связи со сравнительно малой длиной большого свободного промежутка в ленте L_0 , секстипольные линзы можно установить

Таблица

Тип ячейки	Q_{Σ} V_{Σ}	$G_{\Sigma \max}$ (г/м)	ρ_e	$\beta_{\Sigma \min}^{\max}$ (м)	$\beta_{\Sigma \min}$ (м)	$\eta_{\Sigma \min}^{\max}$ (м)	ξ	α	$G_{\Sigma \min}^{\max}$ (г/м)	D_{Σ}^{\max} (м/г)	C_{Σ}^{\max} (м/г)
FDBDDBD	3.25 2.15	7.6	438	20.5 0.78	11.7 1.9	2.08 0.88	0.99	0.127	5.42 1.2	21 13	0.31 0.18
DFDBDD	4.25 3.15	12	14	5.74 1.17	3.46 1.68	0.87 1.45	5.2	0.154	1.34 0.63	14 22	0.12 0.14
FDF	3.25 2.15	14.8	86	5.3 2.0	15.9 3.15	1.24 0.89	2.89	0.095	2.1 1.33	11 55	0.12 0.25
Генератор свойства	3.25 2.15	23.4	-	12.3 0.5	30.8 1.22	0.58 0	5.1	0.008	0.94 0.21	44 138	0.27 0.6

Р и с.1 Графики амплитудных функций для различных структур
ячеек периодичности наконечника электрона Брэм.

через период, как это показано на рис.1б. Как показывают расчеты, даже при оптимальном расположении их в дате, из-за маленького значения λ_e , участвуют большие силы, около 20м^{-3} . Оставшиеся восемь свободных промежутков могут быть использованы для резонаторов, кикер-и септум-магнитов.

Приятный вариант с одним большим свободным промежутком: n числом периодов $N=8$ приведен на рис.1в. Там же показаны графики амплитудных функций для выбранных частот бетатронных колебаний $\nu_x=3,25$ и $\nu_z=2,15$. Большой свободный промежуток и сравнительно небольшие размеры пучка делают этот вариант наиболее подходящим для установки кикер-магнитов. Трудности возникают с установкой секстипольных линз из-за симметричного поведения амплитудных функций. Большие значения имеют также градиенты квадрупольных линз. Расчеты показывают, что замена $FD\bar{F}$ варианта на DFD значительно ухудшает критериальные параметры. Для ахроматического варианта требуется, чтобы функция дисперсии η была пропорциональна равнялось нулю всюду за исключением некоторого участка, расположенного обычно между заворачивающимися магнитами. Структура такой ячейки, обеспечивающей фокусировку по x и z колебаниям, представлена на рис.1г. Как показали расчеты, при выборе частот бетатронных колебаний необходимо, чтобы наряду с ахроматическими ячейками, структура соответствовала действительному решению уравнения движения [1]. Это достигается выбором частот бетатронных колебаний $\nu_x=3,25$ и $\nu_z=2,15$, лежащих в середине второй области устойчивости. Из таблицы I видно, что значения критериальных параметров ахроматического варианта значительно лучше, чем у других вариантов. Однако он обладает рядом недостатков: 1)уязвимость к различным возмущениям магнитного поля, так как во второй области устойчивости рабочий диапазон излучения ν_x, ν_z очень мал, и при малейшем отклонении параметров накопителя от расчетных значений система может стать нестабильной; 2)малые свободные промежутки, которые не позволяют установить необходимую аппаратуру для компенсации хроматичности, ввода и вывода частиц и т.д.; 3)большие градиенты квадрупольных линз.

Согласно таблице, наиболее предпочтительной структурой ячейки периодичности, позволяющей достигнуть больших значений яркости источника S_1 и сравнительно малой мощности ВЧ генератора, является структура $DFD\bar{D}D\bar{D}$. Однако отсутствие свободных промежутков исключает возможность установки специальных устройств генерации излучения - киклеров и ондуляторов.

Л и т е р а т у р а

- 1.M.Sands The Physics of Electron Storage Rings, SLAC-121 Nov.1970
- 2.G.Saxon, T.Swain The Choice of Radio Frequency for the Daresbury Storage Ring, DL-1975.
- 3.I.P.Karabekov et al Dependence of the SR Brightness on the Parameters of the Electron Storage Ring Lattice SPI-612 (2)-83.
- 4.H.Wiedemann Brightness of Synchrotron Radiation from Electron Storage Rings, SLAC-PUB-2342, may 1979
- 5.G.Farzen Magnetic Fields for Transporting Charged Beams. BNL-50536 ISA 76-13, 1983.
- 6.Г.Брук. Динамические ускорители заряженных частиц. Атомиздат, М., 1970.
- 7.R.A.Beck, R.Selbach, G.Gendreau, G.Leloux "Shifts in Betatron Frequencies due to Energy Spread, Betatron Amplitudes and Closed Orbit Excursions", VI Intern.Conf.on High Energy Accelerators, Cambridge, 1967

МОДИФИЦИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА МЕДЛЕННОГО ВЫВОДА РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ МАКОМТЕЛЕ-РАСТЯЖИТЕЛЯ С УЧЕТОМ РАДИАЦИОННЫХ ЭФФЕКТОВ

В.Н.Григорьев, С.Г.Косовенко, А.С.Мазанинских
Харьковский физико-технический институт АН УССР

Расчет движения электронов в макотеле-растяжителе (НР) с реальными характеристиками представляет серьезные трудности для теории. В связи с этим была создана программа РАДА [1] для ЭЕМ, дающая возможность осуществлять моделирование движения частиц в НР в реальном времени в нестационарном фазовом пространстве с учетом связи колебаний и радиационных эффектов. Она делает возможным последовательное влияние затухания колебаний, обусловленного излучением, а также флуктуаций поперечного импульса и энергии на медленный вывод частиц из НР. В основу программы положены следующие допущения:

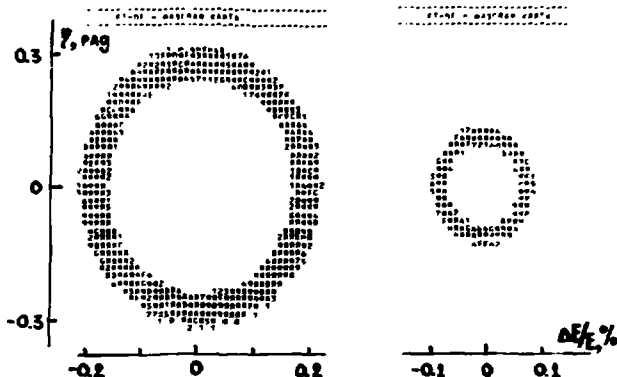
- а) Движение в дисковых, квадрупольных магнитах и промежуточных описывается линейными уравнениями с постоянными коэффициентами;
- б) Интерпретирование уравнений движения в секстуальных и более высокого порядка магнитах производится в приближении "тонких" линз;
- в) Учет хроничности осуществляется введением в магнитную структуру элементов, воздействие которых на частицу зависит от её энергии.

В программе, кроме того, предусмотрено введение элементов, осуществляющих управление параметров пучка по заданному временному закону.

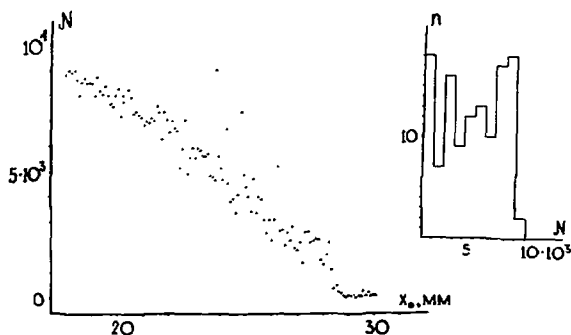
С помощью программы проведено моделирование медленного вывода частиц из НР на энергию 2 ГэВ (НР-2000), проектируемого для растяжки импульсов тока пучка ЛУЗ-2ГэВ ИФП АН УССР [2]. Для вывода частиц предполагается использование одномерного резонанса третьего порядка горизонтальных бетатронных колебаний. В таблице приведены основные характеристики НР-2000.

Т а б л и ц а

Энергия, ГэВ	0,5 - 2,0
Напряженность магнитного поля	1,0
Длина секции, м	141,16
Число колебаний за оборот	
горизонтальных	$5 \frac{1}{3}$
вертикальных	4,85
сепкстоальных	0,01-0,02
Время затухания колебаний (2ГэВ), мс	
горизонтальных	9,4
вертикальных	8,9
сепкстоальных	4,5
Длина секции, м	10,0
Коэффициент углового сдвига	0,059
Параметры пучка после инжекции	
1-дискоальный и вертикальный импульсы, м.мкс	0,3
Амплитуда радиальных колебаний, см.	1,5 - 3,0
Эксплуатационный радиус	$\pm 0,15\%$



Р и с.1. Портрет пучка на плоскости фаза-энергия ($h, \Delta E/E$) микро-
тронных колебаний. Левый рисунок - сразу после инжекции,
правый рисунок - через 8000 оборотов.



Р и с.2. Диаграмма вывода и гистограмма заполнения выводных частиц.
Каждая точка на диаграмме отвечает одной частице; X_0 - ра-
диальная координата частиц после инжекции; N - число оборо-
тов к моменту вывода; n - число выводных частиц, приходя-
щихся на канал шириной в 1000 оборотов.

На рис. 1 представлены распределения частиц на фазовой плоскости (фаза - энергия) для двух моментов времени, отстоящих на 4 мс, иллюстрирующие процесс затухания синхротронных колебаний. В результате затухания колебаний за время вывода происходит уменьшение их амплитуд, что приводит к увеличению числа частиц, приходящихся на единичный интервал амплитуд радиальных колебаний. Поэтому для достижения равномерности вывода перевод частиц после инжекции в область неустойчивых горизонтальных колебаний осуществляется при наводке на резонанс изменением частоты бетатронных колебаний во времени, что достигается варьированием величин градиентов G в соответствующих квадрупольных линзах по закону

$$G = G_0 \left(1 + k_1 \frac{t}{T_1} + k_2 \frac{e^{-\Gamma t} - (1 - \Gamma t)}{\Gamma t} \right)$$

где G_0 - начальное значение градиента линзы; T_1 - длительность вывода; k_1 и k_2 - регулируемые параметры; Γ - decrement затухания горизонтальных бетатронных колебаний; t - текущее время. Такой выбранный временной закон работы линзы компенсирует затухание колебаний.

Учёт возмущений флуктуационного типа на угловые и энергетические переменные может быть произведен с помощью соотношений

$$x' = x'_0 + \sigma_x y_x; \quad z' = z'_0 + \sigma_z y_z; \quad \Delta E = \Delta E_0 + \sigma_E n_y y_z,$$

где x'_0 , z'_0 и x' , z' - углы влета и вылета частицы по горизонтали и вертикали соответственно; ΔE_0 и ΔE - начальное и конечное значения отклонения энергии от её равновесного значения E ; y_x и y_z - случайные нормальные величины, $\langle y_x \rangle = \langle y_z \rangle = 0$; $\langle y_x^2 \rangle = \langle y_z^2 \rangle = 1$; n_y - случайная величина, равномерно распределённая на интервале $(0,1)$; n_y - число эквивалентных фотонов синхротронного излучения, испускаемых электроном за оборот. Дисперсии σ_x , σ_z и σ_E определяются путём машинного вычисления равновесных параметров пучка за временной интервал T такой, что $\Gamma T \gg 1$ и сравнения со значениями этих величин, найденных аналитически. Таким способом можно моделировать влияние возмущающих флуктуационных параметров любого физического происхождения.

На рис. 2 приведена временная диаграмма вывода частиц с равномерным заполнением по амплитудам горизонтальных бетатронных колебаний в момент инжекции. Здесь же показана гистограмма заполнения интервала вывода (10000) оборотов выведенными частицами. Моделирование проводилось в ахроматическом режиме с энергетическим разбросом частиц $\frac{\Delta E_0}{E} = \pm 0,002$.

Из диаграммы вывода и гистограммы заполнения рис. 2 видно, что достигнута хорошая равномерность вывода. Таким образом, возможно достижение равномерного вывода электронов из ИР в условиях, когда длительность вывода сравнима с временем затухания, и присутствуют флуктуационные процессы.

Л и т е р а т у р а

1. Григорьев Б.Н., Кононенко С.Р., Мазманишвили А.С., Наугольный Н.Н. Моделирование движения релятивистского электрона с учётом радиационных эффектов (Программа BALD). Препринт ХЭТИ 84-19.
2. Артёмов В.И. и др. Пучки линейного ускорителя электронов на энергии 2 ГэВ. В Трудях VII Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий, т. I, с. 493, Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1970.

РАДИАЦИОННЫЕ ПРОБЛЕМЫ НА УСКОРИТЕЛЯХ

Председатель: В.Н.Лебедев

Секретарь: В.И.Цоссул

Сессия 11

РАСПРОСТРАНЕНИЕ АДРОННОГО МЕЖЯДЕРНОГО КАСКАДА НА БОЛЬШИХ РАСТОЯНИЯХ ОТ ИСТОЧНИКА

В.Л.Евдоким, М.В.Казарисовский, С.В.Серезиников
Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В последние годы интенсивно разрабатываются проекты ускорителей протонов на энергию до нескольких десятков ГэВ со средним током до десятков мА (см., например, [1-4]), что делает актуальной проблему расчета распространения адронного межядерного каскада через толстые слои радиационной защиты. Существующие методы расчета переноса адронного каскада в веществе при высоких энергиях [5-9] основаны на численном решении соответствующей системы кинетических уравнений (как правило, методом Монте-Карло), и могут оказаться недостаточно эффективными для расчета "толстых" защит, так как необходимое для таких расчетов малейшее время быстро растет с увеличением толщины защиты. В данной работе в рамках ряда упрощающих предположений получено аналитическое решение задачи о распространении трехкомпонентного адронного каскада на больших расстояниях от источника, позволяющее понять физические закономерности исследуемого процесса и получить приближенные асимптотические выражения для функций распределения адронов.

Рассмотрим распространение трехкомпонентного (нейтроны - "n", протоны - "p", заряженные \bar{K} -мезоны - " \bar{K} ") адронного межядерного каскада в безграничной однородной среде с плоским мононаправленным (вдоль оси Z) и моноэнергетическим (с энергией E_0) источником нейтронов, расположенным в плоскости $Z = 0$. Будем считать, что макроскопическое сечение взаимодействия адронов с ядрами среды Σ_i ($i = n, p, \bar{K}$) и средние ионизационные потери энергии протонов β_p и пионов β_{π} не зависят от их энергии, а вторичные частицы, рождающиеся в элементарных актах взаимодействия, вытекают в направлении движения первичной частицы (приближение "прямо-вперед"), что представляется вполне естественным в области высоких энергий. Кроме того, для качественного анализа распространения каскада считаем, что индексы взаимодействия адронов $K_{ij}(E' \rightarrow E) = K_{ij} = \text{const}$ ($\sum_i K_{ij}(E' \rightarrow E)$ - число вторичных частиц сорта j в единичном интервале энергии вблизи E , рождающихся при взаимодействии с ядром частицы сорта i с энергией E'). В рамках этих приближений система кинетических уравнений, описывающих распространение межядерного каскада, имеет вид

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \sum_j -\beta_j (1 - \delta_{jn}) \frac{\partial}{\partial E} \right] G_j(z, E) - \sum_{i=n,p,\bar{K}} K_{ij} \int_E^{E_0} dz' G_i(z, E') = \delta_{in} \delta(z) \delta(E - E_0), \quad (1)$$

$j = n, p, \bar{K},$

где $G_j(z, E)$ - функция распределения по энергии E плотности потока частиц сорта j в плоскости Z .

Будем искать решение систем (1) в виде ряда

$$G_j(z, E) = \sum_{m=0}^{\infty} G_j^{(m)}(z, E), \quad (2)$$

где $G_j^{(m)}(z, E)$ определяется следующей системой уравнений:

$$G_p^{(0)}(z, E) = G_{\bar{K}}^{(0)}(z, E) = 0, \quad (3)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \sum_n \right] G_n^{(0)}(z, E) - K_{nn} \int_E^{E_0} dz' G_n^{(0)}(z, E') = \delta(z) \delta(E - E_0), \quad (4)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \sum_j -\beta_j \frac{\partial}{\partial E} \right] G_j^{(m)}(z, E) - \sum_{i=p, \bar{\lambda}}^{E_0} K_{ij} \int_E^{E_0} dE' G_i^{(m)}(z, E') = K_{n1} \int_E^{E_0} dE' G_n^{(m-1)}(z, E'), \quad j=p, \bar{\lambda}, \quad (5)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \sum_n \right] G_n^{(m)}(z, E) - K_{nn} \int_E^{E_0} dE' G_n^{(m)}(z, E') = \sum_{i=p, \bar{\lambda}}^{E_0} K_{in} \int_E^{E_0} dE' G_i^{(m)}(z, E'), \quad (6)$$

$m=1, 2, \dots$

Легко убедиться, что эта система с учетом (2) эквивалентна исходной системе уравнений (1). Как видно из (3)–(6), $G_n^{(m)}$ есть функции распределения нейтронов, в "историях" которых m раз возникали заряженные частицы, $G_i^{(m)}$ – функция распределения частиц сорта i ($i=p, \bar{\lambda}$), в "историях" которых m раз возникали нейтроны.

Привлекательность представления решения системы (1) в виде ряда (2) состоит в том, что каждый его член при $Z \rightarrow \infty$ убывает по отношению к предыдущему как $1/\sqrt{Z}$. Поэтому при численном функциях распределения адронов на больших расстояниях от источника достаточно определить для каждого компонента каскада первые два отличия от нуля члена разложения (2): оценку соответствующей функции распределения G_i и поправку к ней.

Из (3)–(6) следует

$$G_n^{(0)}(z, E) = G_n(z, E; 0, E_0),$$

$$G_j^{(m)}(z, E) = \int_E^{E_0} dE' \int_0^Z dz' \int_E^{E_0} dE'' G_n^{(m-1)}(z', E'') \sum_{i=p, \bar{\lambda}} K_{nj} G_i^{(j)}(z, E; z', E'), \quad j=p, \bar{\lambda},$$

$$G_n^{(m)}(z, E) = \int_E^{E_0} dE' \int_0^Z dz' \sum_{i=p, \bar{\lambda}} K_{in} \int_E^{E_0} dE'' G_i^{(m)}(z', E'') G_n(z, E; z', E'), \quad m=1, 2, \dots, \quad (7)$$

где функции Грина $G_n(z, E; z_0, E_0)$ и $G_i^{(j)}(z, E; z_0, E_0)$ определяются уравнениями

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \sum_n \right] G_n(z, E; z_0, E_0) - \int_{z_0}^z dz' \sum_{i=p, \bar{\lambda}} K_{ni} G_i(z, E; z', E_0) = \delta(z - z_0) \delta(E - E_0), \quad (8)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial Z} + \sum_j -\beta_j \frac{\partial}{\partial E} \right] G_i^{(j)}(z, E; z_0, E_0) - \sum_{i=p, \bar{\lambda}} K_{ij} \int_{z_0}^z dz' \int_E^{E_0} dE'' G_i^{(j)}(z', E'; z_0, E_0) = \delta_{ij} \delta(z - z_0) \delta(E - E_0), \quad (9)$$

$j, j' = p, \bar{\lambda}.$

Определив из (8), (9) функции Грина и подставив их в (7), окончательно имеем²⁾:

$$G_n(z, E) = e^{-\sum_n z} \left\{ \delta(E - E_0) + \sqrt{\frac{K_{nn} z}{E_0 - E}} I_1(x) + \sum_{i=p, \bar{\lambda}} \frac{K_{ni} K_{in}}{\beta_i K_{nn}} I_0(x) + \right. \\ \left. + \text{члены более высокого порядка малости} \right\}, \quad (10)$$

$$G_i(z, E) = \frac{K_{ni}}{\beta_i} e^{-\sum_n z} \left\{ \sqrt{\frac{E_0 - E}{K_{nn} z}} I_1(x) + \frac{E_0 - E}{K_{nn} z} \left[\sum_{i=p, \bar{\lambda}} \frac{K_{ni} K_{in}}{\beta_i} (E_0 - E) \right] I_2(x) + \right. \\ \left. + \text{члены более высокого порядка малости} \right\}, \quad j=p, \bar{\lambda}, \quad (11)$$

где $x = 2\sqrt{K_{nn} z} (E_0 - E)$, $I_0(x)$ – модифицированная функция Бесселя J_0 -го порядка. Из требования малости поправки по отношению к основному члену получаем условия применимости выражений (10), (11):

$$\sqrt{Z} \gg (E_0 - E)^{3/2} \sqrt{K_{nn}} / \beta_j, \quad (12)$$

2) Полученные выражения непосредственно обобщаются на случай каскада с произвольным числом заряженных компонентов.

$$\sqrt{Z} \gg \left[\frac{\sqrt{E_0 E}}{K_{nn}} \left(\frac{\sum_n - \sum_j}{\beta_j} + \frac{K_{nn}(E_0 E)}{\beta_j} \right) \right]. \quad (13)$$

Из (10), (11) следует, что при больших Z (в смысле (12), (13)) а) функция распределения нейтронов практически не зависит от участия в каскадном процессе заряженных частиц и определяется уравнением переноса нейтронов; б) функции распределения плотности потока заряженных адронов определяются независимым уравнением переноса, источниками в которых являются продукты взаимодействия нейтронов с ядрами среды; в) отношение плотностей потока заряженных частиц и нейтронов убывает с ростом Z как Z^{-1} .

Таким образом, для определения функций распределения плотности потока адронов G_i ($i = n, p, \bar{p}$) на больших расстояниях от источника вместо решения системы уравнений (1) достаточно решить независимые кинетические уравнения для каждого из компонентов (в уравнениях для заряженных частиц можно опустить интегральные члены), что значительно упрощает задачу и позволяет использовать более реалистичные индикатрисы.

Ранее одним из авторов [10] было найдено асимптотическое решение уравнения переноса нейтронов в приближении "прямо-вперед" с практически произвольной индикатрисой:

$$G_n(z, E) = e^{-\sum_n z} \left\{ \delta(E - E_0) + \eta_0(E_0) e^{-\mu_1(E, E_0)} \left[\sqrt{\frac{z}{\mu_0(E, E_0)}} I_1 \left(2\sqrt{\mu_0(E, E_0) z} \right) - \mu_2(E, E_0) I_0 \left(2\sqrt{\mu_0(E, E_0) z} \right) \right] + \text{члены более высокого порядка малости} \right\},$$

где

$$\mu_0(E, E_0) = \int_E^{E_0} dx \, \eta_0(x), \quad \mu_1(E, E_0) = \int_E^{E_0} dx \, \frac{\eta_0(x)}{\eta_0(x)}, \quad \mu_2(E, E_0) = \int_E^{E_0} dx \, \frac{\eta_0^2(x) - \eta_0(x)\eta_2(x) + \eta_0(x) \frac{d\eta_0(x)}{dx} - \eta_1(x) \frac{d\eta_0(x)}{dx}}{\eta_0^3(x)},$$

$$\eta_m(E') = \left[\frac{\partial^m}{\partial E^m} K_{nn}(E \rightarrow E') \right]_{E=E'}.$$

В свете сказанного это решение является также и асимптотикой функции распределения нейтронов в многокомпонентном адронном каскаде и при выполнении условия (12) (где вместо K_{nn} следует подставить $\eta_0(E_0)$) может служить верхней^{*} оценкой плотности потока нейтронов.

Л и т е р а т у р а

1. Blackmore E.W. "Proc. 16 LAMPF Users Group Meet., Los Alamos, N.M., 1977, p. 100.
2. Thieszen N.A. "Proc. 16 LAMPF Users Group Meet., Los Alamos, N.M., 1977, p. 110.
3. John W. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1983, 30, N4, 161, 207-208.
4. Grand P. IEEE Trans. Nucl. Sci., 1983, 30, N4, 1111, 1547-1551.
5. Баранников В.С., Соболевский Н.М., Тонеев В.Д. Атомная энергия, 1972, 32, № 3, 217-221.
6. Гельфанд В.К., Серов А.Я., Сычев Е.С. Труды Радиотехнического института АН СССР, 1974, № 20, 136-146.
7. Мохов Н.В. Препринт ИЯЭ 76-64, Серпухов, 1976 г.
8. Armstrong T.W. et al. Nucl. Sci. Eng., 1977, 29, 10-11.
9. Nieminen M., Torsti J.J. Nucl. Instr. and Meth., 1977, 151, 1-11.
10. Серенников С.В. Краткие сообщения по физике ФИАН, 1984, № 10.

* Поскольку приближение "прямо-вперед" приводит к завышению потока.

ОЦЕНКА РОЛИ РЕАКЦИИ μ^- -ЗАХВАТА ЯДРАМИ ЖЕЛЕЗА В ФОРМИРОВАНИИ ПОЛЯ
НЕЙТРОНОВ ВОКРУГ ПОГЛОТИТЕЛЯ МЮОНОВ НЕЙТРИННОГО КАНАЛА У-70

В.П.Кричков, Г.И.Семенова

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Обязательным элементом любого канала вторичных частиц на энергии выше 10 ГэВ является мюонный поглотитель. Его материал и размеры определяются исходя из требований ослабления мощности дозы излучения до допустимых уровней. Основным компонентом излучения при расчете размеров мюонного поглотителя всегда считались мюоны и высокоэнергетические адроны. Цель данной работы — оценить уровни полей низкоэнергетического ($E < 10$ МэВ) нейтронного излучения, возникающего в результате поглощения отрицательных мюонов ядрами вещества радиационной защиты и железного мюонного поглотителя.

Замедленные в результате электромагнитного взаимодействия с веществом поглотителя мюоны (здесь и далее нас будут интересовать только μ^-) распадаются в соответствии с реакцией $\mu^- \rightarrow e + \bar{\nu}_\mu$.

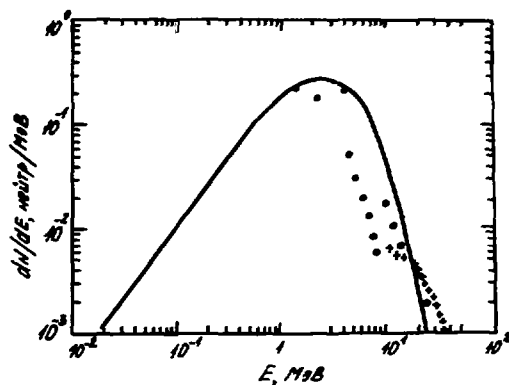
Время жизни свободного μ^- -мезона, определяемое данной реакцией, составляет $\tau = 2,22 \cdot 10^{-6}$ с [1]. Время жизни μ^- -мезона в плотной среде определяется временем его замедления до тепловой энергии, захватом на K -орбиту атома и затем его поглощением ядром вещества среды. Время жизни μ^- в железе $\tau = 2,1 \cdot 10^{-7}$ с [2], т.е. вероятность поглощения μ^- -мезона ядром железа в 10 раз выше вероятности его распада. Взаимодействие μ^- -мезона с ядром вещества объясняется реакцией $\mu^- + p \rightarrow n + \bar{\nu}_\mu$, в которой протон ядра, поглощающий μ^- -мезон, превращается в нейтрон. Возбуждение остаточного ядра снимается "испарением" нейтронов и γ -квантов. Среднее число нейтронов на один акт захвата μ^- -мезона ядром железа составляет $1,125 \pm 0,41$ [1]. Для расчета низкоэнергетического нейтронного компонента поля излучения вокруг мюонного поглотителя в качестве исходной информации необходимо знание спектральных, угловых и пространственных характеристик нейтронов источника.

Спектр нейтронов, испускаемых ядром железа в результате μ^- -захвата, хорошо описывается в рамках статистической модели [3–5]. Рассчитанный в рамках статистического подхода спектр нейтронов представлен на рис.1 в сравнении с экспериментальными данными компиляции [5].

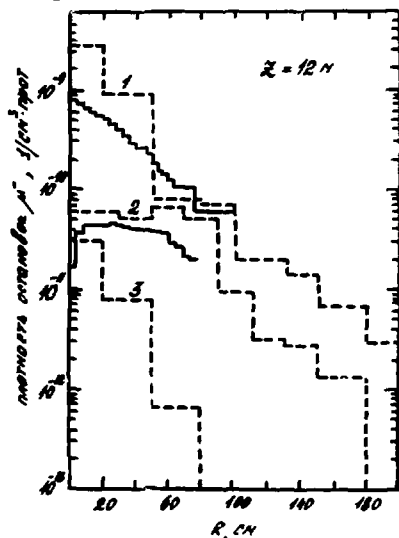
Угловое распределение испускаемых нейтронов для целей оценки дозового поля нейтронов можно принять изотропным, поскольку, как свидетельствуют данные многих работ (например [6]), коэффициент асимметрии $< 0,1$.

Пространственное распределение источников нейтронов, рожденных в результате μ^- -захвата, очевидно, совпадает с пространственным распределением плотности μ^- -остановок. Рассчитанное по программе *MUTRAN* пространственное распределение плотности μ^- -остановок в железном поглотителе нейтронного канала У-70, взятого нами в качестве примера, для различных режимов его работы приведено на рис.2. Там же представлены данные, полученные на основании экспериментальных результатов работы [8] по распределению плотности потоков мюонов.

Используя приведенный на рис.1 энергетический спектр, изотропное угловое распределение и пространственные распределения нейтронов μ^- -захвата, приведенные на рис.2, в качестве исходной информации, по программе Р03-400 [9] ре-



Р и с.1. Спектр нейтронов μ^- -захвата. Кривая - расчет по статистической модели для ядра Fe; точки - эксперимент для ядра Ca: [5].



Р и с.2. Радиальные распределения плотности остановов μ^- -мезонов в железном поглостителе при работе нейтринного канала в режимах: 1 - фокусировки отрицательных частиц; 2 - без фокусировки; 3 - SEAM-2 LMP. --- расчет; — эксперимент [8].

линейной метод дискретных ординат, был рассчитан транспорт нейтронов в железном поглотителе. В расчетах поглотитель задавался в виде бесконечного в продольном направлении однородного железного цилиндра с радиусом 220 см. Продольное распределение источника нейтронов задавалось в виде кусочно-непрерывной функции.

Результаты расчетов радиального распределения мощности эквивалентной дозы нейтронов для толщины железного поглотителя 12 метров приведены на рис.3. Из приведенных данных видно, что наиболее мощным источником является ионный поглотитель при работе нейтронного канала в режиме фокусировки отрицательных частиц.

Спектральный состав нейтронов на радиусе 0 и 220 см для режима фокусировки отрицательных частиц приведен на рис.4. Из данных рис.4 следует, что ~90% нейтронов, выходящих из железного поглотителя, имеют энергию ~10 эВ.

Результаты расчетов эквивалентной дозы от нейтронов, рожденных в железном поглотителе нейтронного канала У-70, в результате μ^- -захвата, суммированы в таблице.

Т а б л и ц а

Мощность дозы от нейтронов на поверхности μ^- -поглотителя, мбэр/час
($I = 10^{12}$ р/п)

Режим работы канала	Толщина поглотителя, м		
	8	12	16
BEAM-DUMP	0,1	0,02	0,005
Без фокусировки	1,4	0,36	0,07
Фокусировка μ^-	24	3	0,60

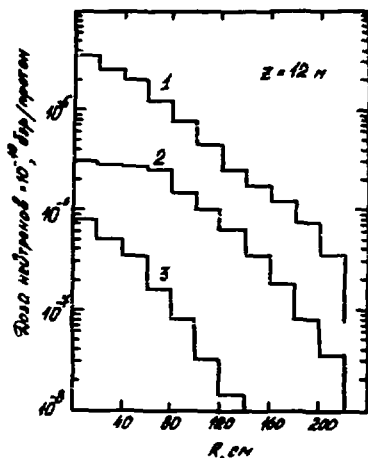
Погрешность приведенных расчетов оценивается нами на данном этапе на уровне фактора 3 и определяется:

- 1) погрешностью закладываемого в расчеты источника нейтронов μ^- -захвата;
- 2) погрешностью, вносимой идеализацией геометрии поглотителя.

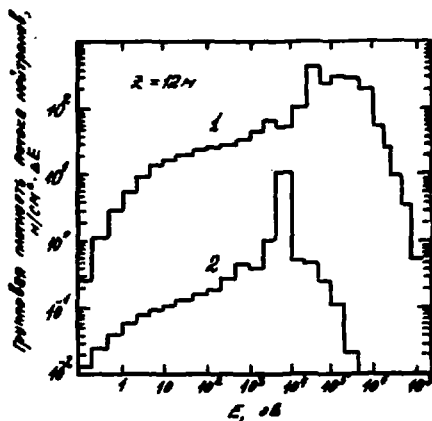
Выводы:

1. Нейтроны, образовавшиеся в результате μ^- -захвата ядрами железа, безотносительно к интенсивности падающего пучка, могут играть заметную роль в формировании поля нейтронного излучения вокруг ионного поглотителя и должны учитываться при расчете поглотителя наравне с другими факторами.
2. На технологических соображениях поглотитель ионов обычно выполняется из железа и не экранируется снаружи водородсодержащим материалом. В этом случае нейтроны μ^- -захвата будут являться основным источником рассеянного излучения.
3. При работе нейтронного канала серпуховского ускорителя, взятого нами в качестве примера, с интенсивностью 10^{13} п/п в режиме фокусировки отрицательных частиц на поверхности ионного поглотителя на расстоянии 12 м от его начала, уровни мощности дозы, определяемые низкоэнергетическим нейтронным компонентом, будут превышать в 10 раз контрольные значения.

В заключение авторы выражают признательность В.Н.Лебедеву за поддержку данной работы, Н.В.Мохову, А.В.Узунлику за предоставленную программу "NUTRAN", А.М.Мухому за полезные обсуждения физических аспектов исследуемой проблемы.



Р и с.3. Радиальные распределения эквивалентной дозы нейтронов в железном $M-12$ -поглопителе при работе нейтронного канала в режимах: 1 - фокусировки отрицательных частиц; 2 - без фокусировки; 3 - ВЕЛН-ЯИМР.



Р и с.4. Спектральный состав нейтронов внутри железного поглотителя (1); на поверхности поглотителя (2) для работы нейтронного канала в режиме без фокусировки.

Л и т е р а т у р а

1. Балажов В.В., Корейман Г.Я., Зрамский Р.А. Поглощение мезонов атомными ядрами. М., Атомиздат, 1978.
2. B.Macdonald et. al. Phys. Rev., 139, 253, 1965.
3. Эльсеев В.С., Цамедов Т.Н. ЯФ, 18, 968, 1973.
4. D.E.Hagge, Report No UCRL 10516, Univ of California, Radiation Laboratory, 1963.
5. T.Kozlowski, A.Zglinaki, N.Ph. A-305, 368, 1978.
6. Войтковская Н., Есеев В.С., Козловски Т., Николина А.А. Рогачев В.С. Препринт ОИЯИ Р1-6029, Дубна, 1971.
7. Мохов Н.В., Семенова Г.И., Узунян А.В. Препринт ИБЭЗ 79-101, Серпухов, 1979.
8. Бугорский А.П., и др. ЯФ, 23, 1506, 1979.
9. Волощенко А.И., Кречков В.П., Семенова Г.И. Препринт ИБЭЗ 83-164, Серпухов, 1983.

□

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННОЙ И ИОННОЙ СКОРОСТИ НА КАНАЛЕ МЕЧЕНЫХ НЕЙТРИНО

И.С.Байшев, А.П.Бугорский, С.П.Денисов, Л.А.Маслов, Н.В.Мохов,
С.И.Стриганов, А.В.Трунян

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В настоящее время на крупных ускорителях мира созданы каналы, формирующие пучки нейтрино, основными источниками которых являются распады $\pi^+(\pi^-) \rightarrow \mu^+(\mu^-) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$; $K^+(K^-) \rightarrow \mu^+(\mu^-) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$. В существующих методиках восстановления энергии нейтрино разрешение не лучше $\sigma(E_\nu)/E_\nu = 10-20\%$. Одновременно имелись трудности с уменьшением фона на регистрирующую аппаратуру мюонов и анти-нейтрино (в нейтринных пучках). Существенно улучшить характеристики нейтринных пучков можно путем мечения нейтрино [1]. Суть этой методики состоит в том, что одновременно с нейтрино детектируются и сопутствующие ему продукты распада π -, K -мезонов, определяется их энергия, и по этим данным восстанавливается энергия нейтрино. В этом случае величина $\sigma(E_\nu)/E_\nu = 5\%$.

Конкретная реализация этой идеи нашла свое отражение в создаваемом в настоящее время в ИВЭЗ канале меченых нейтрино [2]. Принятая в расчете схема канала приведена на рис.1. Пучок протонов длительностью импульса 1 с и энергией 70 ГэВ выводится из ускорителя на бериллиевую мишень. Непровзаимодействовавшие в мишени протоны направляются в специальный стальной поглотитель. Система квадрупольных линз $Q_1 - Q_2$, поворотных магнитов θ_1 , θ_2 и коллизаторов K_1, K_2 позволяет формировать пучки π -, K -мезонов перед распадами: промежуток длиной 63 м в диапазоне импульсов от 10 до 35 ГэВ/с.

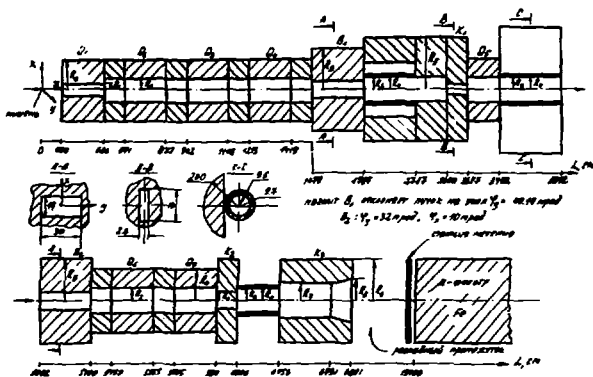
Для успешного осуществления программы экспериментов необходима информация о пространственных и энергетических распределениях адронов и мюонов по трассе канала, на стадии мечения, о распределении потока мюонов по длине мюонного фильтра и фоне мюонов на нейтринном детекторе. Разработанный в ИВЭЗ комплекс Monte-Carlo-ских программ *MARS* расчета образования и распространения адронов и мюонов в геометрически сложных системах при наличии внешних магнитных полей [3-5] позволил создать вариант программы и выполнить расчеты с моделированием всех необходимых условий. В табл.1 приведены внешние и внутренние радиусы стальных коллизаторов и магнитных элементов, используемые в расчете (рис.1).

Т а б л и ц а 1

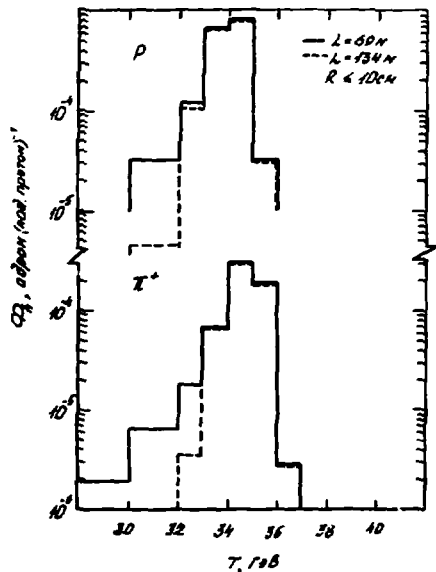
Радиус элементов канала, см

R_1	R_2	R_3	R_4	R_5	R_6	R_7	R_8	R_9	R_{10}	R_{11}
4,8	9,5	9,5	9,7	100	8,7	11	14	200	25	45

В расчет заложены карты распределения составляющих θ_1 , θ_2 индукции магнитного поля в апертуре и веществе линз магнитов. Ядерно-электромагнитные каскады и перенос мюонов прослеживались до энергии $E_{min} = 100$ МэВ. Особое внимание уделено частицам, образовавшимся в результате взаимодействия части проходящего по ионопроводу пучка с элементами конструкции канала, и вновь



Р и с. 1. Модельная схема расчета канала мечения нейтронов.
 Q_1 - 20К200, Q_2 - поворотные магниты СМ-129.



Р и с. 2. Энергетические спектры протонов и K^+ -мезонов в
 круге радиусом 10 см: на выходе из ускоряющего колли-
 матора ($L = 69$ м) и на станции мечения ($L = 134$ м).

попадаем в импульсный интервал транспортируемого пучка. Используемая обычно при расчетах транспортировки пучков в магнитооптических системах программа *TURTLE* [6] принципиально не позволяет решить подобного рода задачу во всем объеме, т.к. она не учитывает судьбу частиц, вышедших за апертуру элементов.

Ниже приведены некоторые результаты расчетов распределений частиц по каналу меченых нейтронов, оптимизированного на равновесный импульс положительно заряженных частиц $\rho_p = 35$ ГэВ/с. Результаты нормированы на один протон, падающий на мишень 70%-й эффективности. Статистическая погрешность не превышает 5% в центре станции мечення и 30% на ее периферии.

В табл.2 представлены данные, которые позволяют судить об изменении состава пучка по трассе канала, о величине потерь частиц на стенках монопровода и о радиальном распределении потоков адронов и мезонов на различных расстояниях от мишени вплоть до станции мечення ($L = 134$ м). Важным показателем эффективности работы канала является отношение числа частиц на детекторе станции мечення вне круга радиусом R_0 к числу частиц, проходящих сквозь отверстие в детекторе того же радиуса $\Delta(R_0) = \Phi(r > R_0) / \Phi(r < R_0)$. В рассматриваемой схеме канала $\Delta(R_0 = 10 \text{ см}) = 4\%$, $\Delta(R_0 = 15 \text{ см}) = 1,6\%$. Отметим здесь, что расчет по *TURTLE* дал бы для тех же значений R_0 1% и 0% соответственно.

Таблица 2

Распределение интегральных потоков частиц с энергией $E > 0,1$ ГэВ вдоль трассы канала (частиц/(пад.протон) $^{-1}$), L - расстояние от мишени, R - расстояние от оси канала

L , м	R , см	P	π	π^+	π^-
14,2	1) <10	3,95 - 1	5,97 - 2	2,03 - 2	9,53 - 3
	2) 10 - 15	2,28 - 4	2,63 - 4	5,29 - 4	3,45 - 4
	3) 15 - 30	9,30 - 6	3,17 - 5	3,24 - 5	9,73 - 6
32,9	1)	1,59 - 2	2,26 - 3	8,05 - 3	1,73 - 3
	2)	1,01 - 4	1,08 - 4	1,73 - 4	1,30 - 4
	3)	1,74 - 8	2,08 - 5	1,26 - 5	4,11 - 6
35,0	1)	2,30 - 3	3,35 - 4	1,39 - 3	3,54 - 4
	2)	3,91 - 5	6,02 - 5	1,78 - 5	1,44 - 5
	3)	9,28 - 8	3,68 - 10	9,21 - 7	5,34 - 7
59,1	1)	1,82 - 3	3,58 - 5	6,71 - 4	3,69 - 5
	2)	2,81 - 6	4,75 - 6	1,19 - 5	6,66 - 6
	3)	5,31 - 6	1,91 - 5	1,38 - 6	6,07 - 6
64,5	1)	1,67 - 3	2,82 - 5	6,01 - 4	1,14 - 6
	2)	8,17 - 9	1,41 - 5	4,71 - 6	2,57 - 7
	3)	8,77 - 9	7,42 - 5	4,53 - 6	5,09 - 6
69,0	1)	1,66 - 3	0	5,90 - 4	0
	2)	0	0	0	1,05 - 8
	3)	1,25 - 6	0	0	0
134,0	1)	1,60 - 3	0	5,47 - 4	0
	2)	3,64 - 5	0	1,43 - 5	0
	3)	1,71 - 5	0	8,03 - 6	0
	4) 30-200	8,19 - 6	0	2,08 - 6	0

Окончание таблицы 2

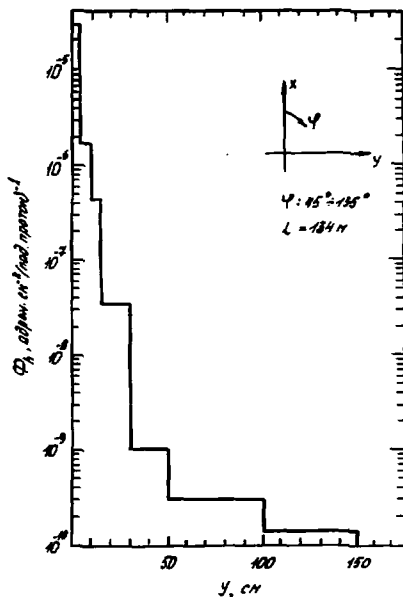
$L, м$	$R, см$	K^+	K^-	μ^+	μ^-
14.2	1) < 10	2,11 - 3	4,02 - 3	1,35 - 4	7,25 - 5
	2) 10 - 15	6,30 - 5	4,62 - 4	1,03 - 5	2,12 - 5
	3) 15 - 30	2,87 - 6	1,06 - 5	1,12 - 5	8,07 - 6
32.9	1)	7,33 - 4	4,01 - 4	1,27 - 4	4,58 - 5
	2)	1,81 - 5	2,84 - 5	4,29 - 5	1,06 - 5
	3)	3,11 - 8	3,38 - 7	5,25 - 5	4,99 - 6
35.0	1)	1,15 - 4	7,18 - 5	1,04 - 4	1,98 - 5
	2)	9,52 - 6	7,50 - 7	3,71 - 5	1,13 - 5
	3)	0	9,01 - 8	4,69 - 5	2,61 - 6
59.1	1)	5,09 - 5	5,52 - 7	1,38 - 5	3,16 - 8
	2)	1,22 - 7	1,29 - 7	5,68 - 6	2,34 - 8
	3)	2,25 - 9	1,85 - 8	2,31 - 5	8,15 - 8
64.5	1)	4,86 - 5	1,40 - 7	1,15 - 5	3,65 - 2
	2)	2,09 - 7	4,67 - 8	3,52 - 5	1,07 - 6
	3)	6,65 - 7	3,74 - 7	1,18 - 5	1,98 - 6
69.0	1)	4,46 - 5	2,85 - 8	1,05 - 5	2,59 - 8
	2)	0	0	3,39 - 6	2,49 - 10
	3)	0	0	6,86 - 6	1,12 - 7
134.0	1)	3,41 - 5	0	2,65 - 5	0
	2)	6,14 - 7	0	2,28 - 6	0
	3)	6,42 - 7	0	4,71 - 6	9,51 - 9
	4) 30-200	1,43 - 7	0	3,22 - 5	1,51 - 7

*) $3,95 - 1 = 3,95 \cdot 10^{-1}$

На рис.2 даны энергетические спектры протонов и K^+ -мезонов вблизи оси канала за последним коллиматором K_2 . Спектр, обогащенный низкоэнергетическими частицами в начале распадной трубы, становится значительно более узким на станции меченки за счет угловой расходимости частиц с энергией меньше ~ 35 ГэВ. Радиальные распределения потока адронов на детекторе станции меченки приведены на рис.3. Пик адронов на расстояниях, больших 30 см от оси канала, определяется лишь каскадными процессами в веществе последних коллиматоров, вызванными потерянными на них адронами из транспортируемого пучка. При этом вклад "каскадных" адронов в поток на оси пучка менее 1%.

За расположенным после станции меченки стальным поглотителем длиной 26 м поток мюонов на оси нейтринного детектора составляет 10^{-11} мюонов/см². Специально приведенные расчеты показали, что использование урана в качестве материала этого поглотителя позволит сократить его продольные размеры приблизительно в два раза. Организация в поглотителе фокусирующего аксиально-симметричного магнитного поля вида $B = q \cdot r$ (r - расстояние от оси поглотителя, $q = 0,45$ кГс/см) приводит к уменьшению его поперечных размеров в оконечной части переходе нейтринным детектором на 30%. Для подавления альбедного фона адронов разработана бетонная ловушка в головной части мюонного поглотителя.

Особенностью создаваемого канала на существующем нейтринном комплексе ИВЭЗ является практическая невозможность сооружения толстой радиационной защиты вокруг распадной трубы. Потоки же адронов в головной части распадной трубы почти на три порядка превышают предельно-допустимые (рис.4, штриховые линии). Нами была рассчитана специальная система коллиматоров K_2-K_3 (рис.1), существенно снижающая потоки адронов на поверхности распадной трубы (рис.4). При этом необходимая толщина боковой бетонной защиты от адронов с энергией больше 10 МэВ не превышает 1 м. Первые 10 метров этого перекрытия после кол-



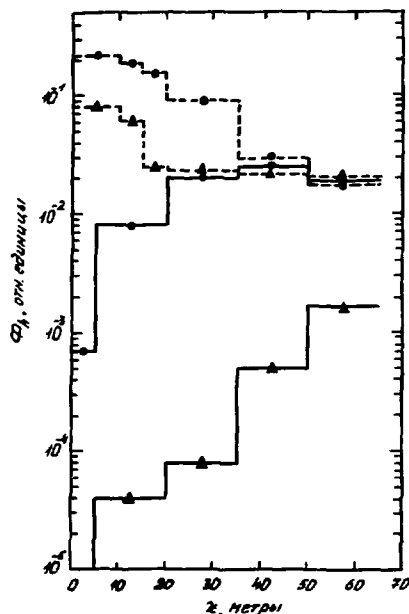
Р и с. 3. Распределение по оси Y потока адронов на станции мечения.

лиматора K_2 выполняют одновременно функции защиты от рассеянного низкоэнергетического нейтронного излучения.

Другим источником излучения, попадающего на стенку распадной трубы, являются продукты распада K^+ -мезонов. Расчет потоков π^+ -мезонов, электронов и фотонов на поверхности трубы от четырех основных мод распада $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^0$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^-$ с последующим распадом $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$ показал, что размер необходимой защиты определяется фотонами. Их энергетический спектр простирается до 3-9 ГэВ (на различных расстояниях от коллиматора K_1), поток на поверхности трубы достигает $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ г/см² на один K^+ -мезон и на 70% определяется распадом $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$. Защиту от этого компонента обеспечивает описанное выше одиметровое бетонное перекрытие по всей длине распадной трубы.

Выполненные расчеты способствовали оптимальному выбору адронной и ионной защиты канала, определению параметров и конструкции коллиматоров, решению фоновых проблем на станции мечения и нейтринном детекторе, а также были использованы при подготовке экспериментов на этом уникальном канале.

В заключение выражаем признательность В.П.Крычкову, В.Н.Лебедеву, Р.А.Разеву, В.П.Сахарову за полезные обсуждения.



Р и с. 4. Распределение по длине распадающего промежутка потока адронов с энергией больше 10 МэВ в двух радиальных интервалах: \circ - $50 \leq r \leq 100$ см; Δ - $200 \leq r \leq 250$ см. Сплошные линии - расчет с коллиматорами K_2 , K_3 ; штриховые - без этих коллиматоров. Ноль оси z соответствует $L = 69$ м (рис.1).

Л и т е р а т у р а

1. Бойков А.А., Денисов С.П., Ерохин С.В. и др. Препринт ИВВ 80-158, Серпухов, 1980.
2. Денисов С.П. Пучки нейтрино - новый шаг в методике нейтринных исследований. ИВВ, Москва, 1984.
3. Мохов Н.В. Препринт ИВВ 82-168, Серпухов, 1982.
4. Мейков В.В., С.И. Зверева, А.В. Усупова. Nucl. Instr. Meth. 190, 469(1981).
5. Беглов Н.С., Маслов М.А., Мохов Н.В. Труды УИ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Протвино, 1982, т.2, с.167, МИИ, Дубна, 1983.
6. Ezzam K.L., Iselin Ch. CERN Report 74-2, Geneva, 1974.

□

СИСТЕМА ВРЕМЕННОГО АНАЛИЗА ВТОРИЧНОГО НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ЦИКЛЕ УСКОРИТЕЛЯ

Б.А.Белогорлов, Г.И.Бритвич, Г.И.Крупный, В.С.Лукашин, В.Д.Маборов,
А.В.Макагонов, В.И.Поленико, Я.Н.Расцветалов

Институт физики высоких энергий, Жерухов

Спектральный анализ нейтронного излучения – основного компонента излучения за защитой ускорителя – является наиболее информативным критерием эффективности биологической защиты ускорителя. В то же время многообразие источников вторичного излучения, действующих в различные временные интервалы всего цикла ускорения, требует проведения такого анализа во времени.

В настоящей работе излагаются результаты применения в ИВЭЗ системы спектрально-временного анализа нейтронного излучения для накопления и хранения информации, поступающей со спектрометра Боннера [1,2]. Система выполнена в стандарте БЭКТОР и работает в комплексе с анализатором импульсов УИО-4096 и ЭИМ СИ-4. Система включает в себя следующие функциональные блоки:

Спектрометр Боннера состоит из набора шаровых полиэтиленовых замедлителей диаметрами 2, 3, 5, 8, 10 и 12 дюймов, в центрах которых осуществляется детектирование тепловых нейтронов с помощью специализированного спектрометра на основе монокристалла молибденового лития, активированного европием диаметром 10 мм и высотой 10 мм с обогащением изотопа литий-6 до 90%. В аппаратном спектре со спектрометра в реальных полях излучения за защитой ускорителя ИВЭЗ имеется два пика, один из которых обусловлен регистрацией нейтронов по реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)T$, другой – регистрацией заряженных частиц, в основном, мюонов. Использование световода (30 мм) и расположение интегратора заряда в корпусе датчика обеспечили удовлетворительный светосбор и оптимальное преобразование заряда с выхода ФЭУ в импульс напряжения, в том числе позволило реализовать достаточно хорошее энергетическое разрешение использованных монокристаллов (~10%). Достигнутое разрешение дает возможность в разработанной нами спектральной методике получить информацию о флюенсе тепловых нейтронов внутри шаровых замедлителей в полях смешанного излучения.

Аппаратная часть системы, отстоящая от детектора спектрометра на расстояниях до 1 км, состоит из интерфейсных спектрометрических блоков электроники (усилители, линейные пропускатели, дифференциальные дискриминаторы), анализатора импульсов УИО-4096 и специально разработанного блока 64ПМ для амплитудного анализа на 64 последовательных временных интервалах. Длительность интервала может меняться переключателем от 10 до 100 мс, точность задания длительности временного интервала – 1 мкс.

Использование монитора в составе спектрометра Боннера является обязательным, так как интенсивность излучения от ускорителя меняется во времени. Практика эксплуатации системы показала, что и компонентный состав излучения также меняется во времени (например, изменяется вклад мюонов), поэтому обязательным является спектральное мониторирование (т.е. применение амплитудного

анализа сигналов датчика-монитора. Датчик-монитор аналогичен датчику-анализатору, но имеет только один постоянный шаровой замедлитель. Им выбрали шар диаметром 5 дюймов, обладающий наиболее равномерной спектральной чувствительностью к нейтронам.

Накопление информации с датчиков системы происходит предварительно в двух анализаторах ЛНО-4096 с последующей перезаписью на магнитную ленту ЗМ СМ-4.

Обработка информации осуществляется по двум программам. По первой программе вычисляется "площадь пика" (отклик детектора нейтронов) в аппаратурном спектре на фоне пьедестала произвольной формы. По полученным таким образом откликам производится восстановление спектров нейтронов по программе, основы алгоритма которой изложены в работе [3], а наиболее обстоятельство - в работе [4].

Результаты, получаемые с помощью данной системы, представлены на рисунках и в таблице, в которой в качестве примера даны характерные временные распределения мощности дозы нейтронного излучения за защитой ускорителя при его работе в 1983-1984 г.г. Цифрами на рисунках и в таблице отмечены уровни излучения, относящиеся к следующим режимам работы ускорителя:

1 - минимум мощности эквивалентной дозы, обусловленной потерями протонов при инжекции и захвате пучка в режиме синхротронного ускорения ($E_p = 100 - 400$ МэВ);

2 - мощность дозы за счет потерь протонов при переходе в процессе ускорения через критическую энергию ($E_p = 8$ ТэВ);

3 - период, в течение которого энергии ускоряемых протонов изменяется от 8 до 70 ТэВ;

4 - максимум мощности эквивалентной дозы, обусловленный быстрым выводом протонов из кольца ($E_p = 52$ ТэВ на рис.2; $E_p = 69$ ТэВ на рис.3);

5,6 - соответственно характеризуют работу медленного вывода и работу внутренних мишеней на "столе" магнитного поля при неизменяемой энергии протонов ($E_p = 70$ ТэВ);

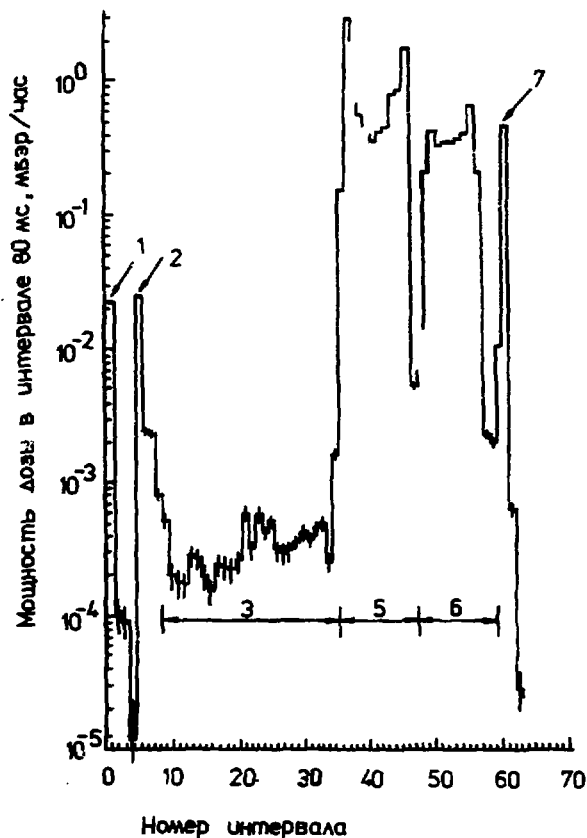
7 - максимум обусловлен сворачиванием на камеру и поглощением в ней неиспользованной доли ускоренного пучка после окончания "стола" магнитного поля.

Т а б л и ц а

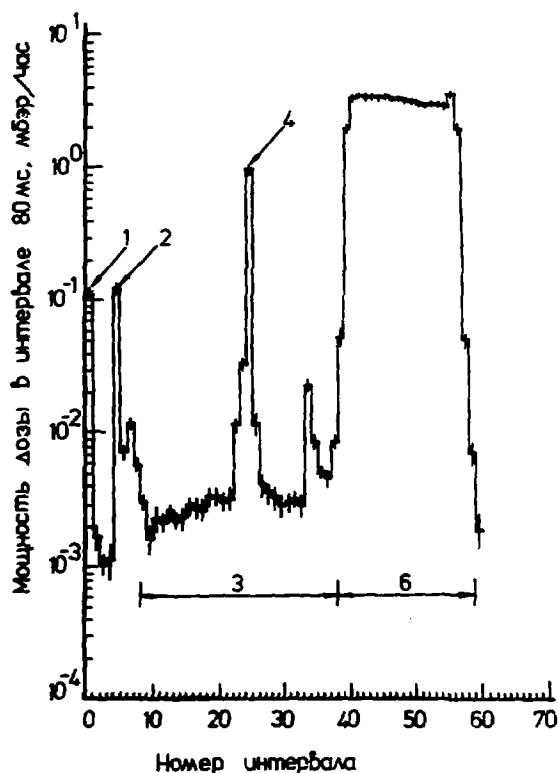
Распределение вклада (%) эквивалентной дозы нейтронного излучения за цикл работы ускорителя

Режим	Октябрь 1983г., см.рис.1	Февраль 1984г., см.рис.2	Июль 1984г., см.рис.3
1. Инжекция	0,18	0,14	0,06
2. Критическая энергия	0,24	0,18	0,90
3. "Спокойная" область	0,08	0,19	~0,01
4. Быстрый вывод	-	1,27	0,06
5. Медленный вывод	72,50	-	-
6. Мишени	23,60	98,21	98,97
7. Неиспользованная часть пучка	3,40	~0,01	~0,01

Представленная система накопления и обработки спектрально-временной информации о нейтронном излучении эксплуатируется в течение полутора лет на уста-



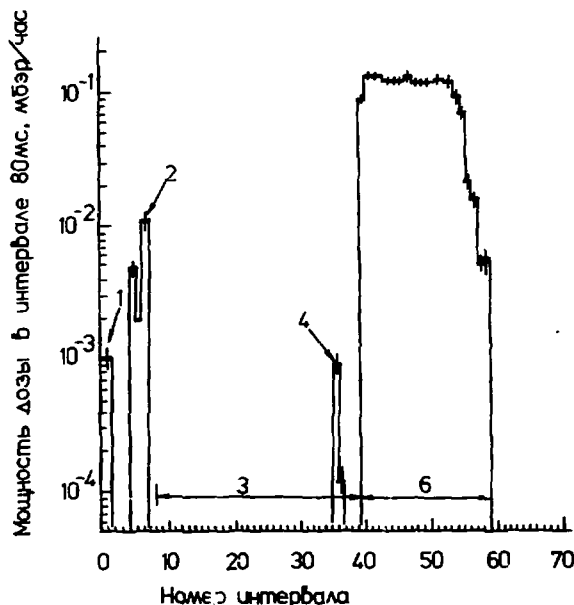
Р и с.1. Распределение мощности дозы на выходе из транспортного лабиринта в течение смены работы ускорителя в четвертом сеансе (октябрь 1963 г.) Цифрами (см. в тексте) отмечены характерные области изменения мощности дозы.



Р и с.2. То же, что и на рис.1, внутри транспортного лабиринта в первом сеансе (февраль 1984 г.) работы ускорителя.

новой "СПЕКТР". Ее использование расширяет возможности диагностики радиационных полей за защитой ускорителя ИБЭЗ и позволяет оперативно прогнозировать обстановку при пусконаладежных работах различных каналов ускорителя.

В заключение авторы выражают благодарность В.Н.Лебедеву за постановку задачи, А.В.Быковскому, А.А.Чумакову за помощь в измерениях, М.И.Афанасову, Т.С.Игнатовой за подготовку и оформление материала.



Р и с.3. То же, что и на рис.1, в экспериментальном зале (установка "ТИНЕФОН") в третьем сеансе (июнь 1984 г.) работы ускорителя.

Л и т е р а т у р а

1. Бритащ Г.И., Лебедев В.Н., Мохов Н.В. Спектральный подход в физике защиты на больших протонных ускорителях. Доклад на XV Международном симпозиуме по физике радиационной защиты, II-13 марта, Дрезден, ГДР. *Kernergie*, Bd.27, N.5 (1984), 207-211.
2. Белогорлов Э.А., Бритащ Г.И., Крупный Г.И. и др. Препринт ИЯВ 84-106, Серпухов, 1984.
3. Белогорлов Э.А., Дулакин А.С. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том II, И., "Наука", 1974, с.236.
4. Белогорлов Э.А., Ефимов В.П. Препринт ИЯВ, Серпухов, 1983.

□

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА НЕПРЕРЫВНОГО РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОГО УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ВЭП-4 (СТРУКТУРА И РЕАЛИЗАЦИЯ)

В.В.Каргальцев, О.М.Коробкин, Э.А.Купер, А.В.Решков

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

Система предназначена для оценки радиационной обстановки на электрон-позитронном ускорительно-накопительном комплексе с целью обеспечения радиационной безопасности. Система предоставляет оператору текущую информацию, оповещает об аварийной ситуации, изменяет режим работы узлов комплекса для предотвращения повышенного облучения персонала, а также производит накопление, хранение, обработку и документирование полученной информации для последующего анализа радиационной обстановки.

Измерительная часть системы включает в себя блоки детектирования, расположенные на территории комплекса, аппаратуру, регистрирующую сигналы блоков детектирования, таймер, часы абсолютного времени и микро-ЭВМ, организующую измерительный процесс.

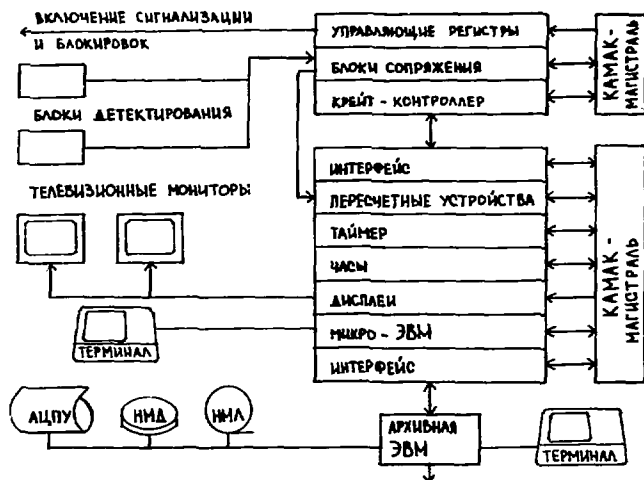
Блоки детектирования, применяемые в системе, содержат электронные блоки предварительной обработки сигналов детекторов. Каждый выносной датчик подключается к регистрирующей аппаратуре с помощью одного коаксиального кабеля, по которому к блоку подводится питание, а от него передается информация.

В настоящее время в системе используются детекторы двух типов - воздушные ионизационные камеры и активационные дозиметры нейтронов.

Ионизационные камеры, предназначенные для детектирования заряженных частиц и фотонов, изготовлены из полиамидной пластмассы. При их проектировании учитывалась необходимость регистрации низкоэнергетичного (~ 8 кэВ) фотонного излучения. Камеры имеют сферическую форму - вместе с улучшением изотропности чувствительности это способствует уменьшению "микрофонного эффекта". Ионизационные камеры изготавливаются двух размеров.

Блок предварительной обработки для ионизационной камеры генерирует стабилизирующее напряжение (~ 400 В) для питания камеры и осуществляет импульсное кодирование ионизационного тока (преобразование ток-частота). На основном, самом чувствительном пределе измерения одному импульсу соответствует заряд 10^{-14} Кл, что при максимальной частоте 10 кГц соответствует току 10^{-10} А.

Предел измерения и разрешение блока детектирования зависят от объема ионизационной камеры и времени экспозиции. Порог чувствительности составляет 10^{-14} А для времени экспозиции 10 с. Эта величина тока соответствует мощности дозы 0,11 мбэр/ч при использовании камеры объемом 0,82 л и 0,024 мбэр/ч для камеры объемом 3,9 л. Отметим, что дальнейшее снижение порога чувствительности блока детектирования, требующее увеличения разрешения способности измерителя по току, представляется нецелесообразным для данного класса устройств из-за резко растущей сложности возникающих при этом проблем, связанных с необходимостью исключения влияния паразитных токов в изоляторах конструкции блока, уменьшения собственного входного тока измерителя (особенно при сохранении приемлемого динамического диапазона), получения достаточно стабильного напряжения питания камеры и обеспечения стабильности геометрических размеров камеры в условиях эксплуатации.



К УПРАВЛЯЮЩЕМУ ЦЕНТРУ

Динамический диапазон блока детектирования в зависимости от времени экспозиции и предела измерения составляет $10^4 - 10^5$. Реальные потребности перекрываются датчиками, изготавливаемыми с тремя различными пределами измерения (по току). Максимальный предел ограничивается recombinational flows в объеме камеры, и составляет для камеры меньшего размера ~ 1200 бар/ч при непрерывном и ~ 5 мбар/импульс при импульсном излучении.

Детектор нейтронов выполнен на основе полнотелового замедлителя, для регистрации тепловых нейтронов использована активированная родиевая фольга. Регистрации жесткого γ -излучения родия производится галогенным счетчиком СМ-20, для исключения фона введен второй канал с таким же счетчиком.

Блок предварительной обработки сигналов нейтронного детектора нормализует импульсы, поступающие от счетчиков, для передачи по линии. Импульсы от основного и фонового счетчиков кодируются различной длительностью.

Аппаратура регистрации сигналов блока детектирования

Сигналы, приходящие с датчиков, преобразуются в цифровую форму с помощью пересчетных устройств (на которые они поступают через блоки сопряжения).

Основные функции блока сопряжения - подача напряжения питания на кабели, соединение его с датчиками, и выделение приходящих от них импульсных сигналов для передачи их в пересчетку. Блок сопряжения для нейтронных детекторов осуществляет также разделение сигналов от основного и фонового каналов.

В процессе измерения пересчетные устройства циклически опрашиваются микро-ЭВМ. Накопленные значения зависят от интервала времени между опросами. Для точного задания времени экспозиции используется программируемый таймер.

Интересное нас измерение может быть локализовано во времени с помощью часов абсолютного времени - блока с резервированием питания, что обеспечивает правильность его показаний после временного отключения питания аппаратуры.

Блоки системы выполнены в стандарте КАМАК и размещаются при имеющемся размере системы, включающей около 50 датчиков, в двух крейтах.

В качестве микро-ЗМ используется программируемый крейт-контроллер (объем памяти 32 К, длина слова - 24 разряда, быстродействие ~ 3 мкс на команду) /1/, расположенный в одном из крейтов.

Работа системы. Микро-ЗМ не имеет внешней памяти и для начальной загрузки в ведении архива подключен к центральной ЗМ ("ОДРА-1325") - одной из ЗМ, управляющих ускорительным комплексом, оборудованной магнитными дисками и магнитофонами.

Основная программа, обслуживающая систему, пользуется двумя файлами: описанием системы и архивом. В описании каждый канал представлен таблицей параметров, включая также, как чувствительность и однит нули показаний датчика, пороговые значения уровней излучения в данной точке, превышение которых требует вмешательства в работу установки или оповещения экспериментаторов, адреса аппаратур, осуществляющей это вмешательство, и данные о режиме визуализации информации. В каждом цикле измерения данные, полученные после опроса аппаратур, для каждого датчика пересчитываются, в соответствии с таблицей описания, в уровни излучения, которые сравниваются с пороговыми значениями, и принимается решение о включении звуковой сигнализации или об отключении радиационно-опасного режима установки. После каждого измерения информация о таком уровне излучения, вместе с данными о режиме работы ускорителя, полученными из управляющего центра, выдается с помощью цветных графических дисплеев /2/ на пульт оператора и рабочие станции, причем для наглядности нормальные и повышенные значения индицируются разными цветами.

Состав индицируемых на каждом дисплее контрольных точек может изменяться (как и другие, содержащиеся в файле описания параметры) оператором с терминала микро-ЗМ без нарушения работы системы и индикации на других дисплеях. Возможен такой режим визуализации, когда информация об интересующих нас точках и режиме работы комплекса выдается в табло измерения еще и на печатальное устройство DZM-180.

Время экспозиции обычно устанавливается равным 10 с. Уменьшение времени измерения для более быстрой диагностики аварийной ситуации приводит к увеличению статистического разброса показаний, что, однако, несущественно для больших уровней, соответствующих аварийным. Поэтому возможен более частый (1-2 с) опрос аппаратур с визуализацией усредненных за несколько измерений значений.

Информация о дозе по каждому каналу накапливается в ОЗУ микро-ЗМ и с интервалом в несколько минут дублируется в архивном файле. Кроме того, в архивном файле делаются отметки о выдаваемых событиях, например, о максимальном за смену значении уровня излучения в каждой контрольной точке с привязкой по времени, отметки о числе превышений заданных для данного канала порогов.

Данные, накапливаемые в архивном файле, используются для составления суммарных отчетов и отчетов по отдельным этапам экспериментальных работ на комплексе.

Особенности. При разработке аппаратур системы был принят ряд мер по повышению надежности, облегчению диагностики неисправностей и замене отдельных ее частей.

Блоки детектирования подключаются одним кабелем, что обеспечивает достаточно высокую надежность соединительных трасс и позволяет относительно легко менять конфигурацию системы. Динамический диапазон фотонного датчика позво-

для исключения необходимости введения в его состав коммутационных элементов для оперативного переключения диапазонов. Целесообразность этих мер видна из опыта эксплуатации серийных приборов, например, СП-1М, где большая часть неисправностей связана с многопроводными соединительными кабелями выносного блока и электромеханическими переключателями пределов измерения, используемыми во входных цепях электрометрического устройства.

Блоки сопряжения контролируют работоспособность кабелей и блоков детектирования по потребляемому блоком детектирования току, генерируя при обнаружении неисправности сигнал прерывания в ЭМ. Этим осуществляется также проверка исправности источника питания.

Нулевой уровень излучения соответствует нулевой частоте, генерируемая блоком предварительной обработки, что дает дополнительную возможность прерванного диагностирования работоспособности выносных датчиков. Таким образом, большинство реальных неисправностей блоков детектирования диагностируются автоматически.

Быстрота пересчетов устройств позволяет без переполнения накапливать информацию в течение 30 минут, что может предотвратить потерю данных о дозе при остановке и перезагрузке программ.

Начальный вариант системы, включавший 10 детекторов, был запущен в 1980 году в первую очередь для обеспечения радиационного контроля при проведении работ по использованию синхротронного излучения. Работой системы управления ЭМ "ОДРА-1325", которая одновременно использовалась для нескольких других задач управления. Неприятности от такого совмещения функций, усложняющие организацию непрерывной работы дозиметрической системы из-за возможных ошибок в организации других процессов, были устранены переводом управления на отдельную микро-ЭМ, связанную с управляющим центром.

Для дальнейшей автоматизации предполагается снабдить микро-ЭМ внешней памятью и аппаратным загрузчиком для автоматического перезапуска программ в случае остановки. По-видимому, является оправданным резервирование питания аппаратуры, поскольку сбои электроснабжения являются для такого рода систем серьезными дестабилизирующими факторами.

Существует потребность в автоматизированных системах радиационного контроля на других, функционально не связанных друг с другом установках института, при этом желательно иметь централизованный сбор данных. Решение такой задачи, видимо, будет осуществляться путем создания индивидуальных систем, объединенных в локальную информационную сеть.

Л и т е р а т у р а

1. Алексеев А.Н. и др. Применение 24-разрядной микро-ЭМ для построения распределенных систем управления на комплексе ВЭШ-4. Доклад на заседании совещания, т.1, с.249.
2. Купер З.А. и др. Цветной графический дисплей ЦДР-2. Препринт ИИФ 84-112. Новосибирск, 1984.

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА НЕПРЕРЫВНОГО РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННОГО УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА ВЭШ-4. Цели, подходы, детекторы.

В.Г.Баркова, О.М.Корышкин, А.В.Решков, В.Я.Чудаев

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

За последние десятилетия в ускорительных центрах страны предпринимались значительные усилия по созданию многоканальных систем оперативного дозиметрического контроля [1-4]. Такие системы способны в значительной степени обеспечить решение следующих основных (и наиболее типичных) задач, возникающих в практической деятельности по обеспечению радиационной безопасности.

1. Оперативное изучение радиационной обстановки на различных участках радиационно-опасного объекта в целях:

- а) предварительной либо текущей (рутинной) оценки риска для персонала при выполнении тех или иных работ;
- б) планирования защитных мероприятий при организации и проведении работ.

2. Возможно раннее выявление резких ухудшений радиационной обстановки с целью предотвращения повышенного или аварийного переоблучения работающих.

Кроме того, в отдельных случаях может оказаться целесообразным придать системе средства, обеспечивающие экспрессную оценку последствий аварийных ситуаций. Подсистемы могут также использоваться для получения информации научного характера о полях излучений и для других целей [3].

Успехи в разработке малых компьютеров и их возрастающая доступность дают возможность сделать эти системы в высокой степени автоматизированными [2,4], а также позволяют надеяться на достижение приемлемого уровня надежности. Непрерывность контроля при наличии достаточных ресурсов памяти ЭВМ (в том числе периферийной) улучшает качество оценок и создает условия для решения дополнительных задач. В частности, радиационную обстановку можно будет характеризовать средним по времени значениям уровней излучений, а не только их экстремальными значениями; детальная ретроспективная информация о радиационных полях предоставит условия для более четкой причинной интерпретации данных индивидуального дозиметрического контроля (ИДК). Это, несомненно, позволит более объективно оценивать степень радиационной опасности и даст необходимые предпосылки для выработки обоснованных мер для предотвращения нежелательных ухудшений радиационной обстановки.

Подчеркнем наиболее характерные, на наш взгляд, качества, которые автоматизация с помощью ЭВМ может придать системе оперативного дозиметрического контроля:

- 1) надежность оперативно поступающей и накапливаемой обширной и детальной во времени и пространстве информации, четко привязанной к параметрам лучевых основных установок комплекса;
- 2) доступность контроля и его основных результатов для операторов, экспериментаторов и других групп работающих.

Эти качества создают необходимые условия для глубокого и оперативного управления радиационной обстановкой и обеспечением условий безопасности персонала.

Достоинством АСНФК является также и то, что она позволяет изучать радиацион-

нук обстановку параллельно с выполнением основных экспериментальных программ (физика высоких энергий, научно-прикладные исследования с использованием сверхкороткого излучения и др.), т.е. практически не прибегая к специальному затратам дорогостоящего ускорительного и пучкового времени.

В то же время АСНРК не должна рассматриваться как средство, способное само по себе обеспечить всю полноту информации, необходимой для объективной оценки радиационной опасности, даже если речь идет только о внешнем облучении.

Наибольшая объективность и эффективность в изучении и контроле радиационной обстановки может достигаться лишь при оптимальном взаимодействии различных взаимодополняющих средств оценки радиационной опасности:

- 1) расчетно-теоретических методов, включая использование ранее полученных экспериментальных данных;
- 2) переносных и носимых средств оперативного дозиметрического контроля;
- 3) методов ИДК.

ИДК может давать наиболее обобщенные показатели, однако из-за невысокой оперативности они не всегда могут быть использованы для прогноза.

Характерными чертами АСНРК как средства контроля и оценки радиационной обстановки являются хорошее временное разрешение (вследствие непрерывности измерения в каждой контрольной точке) и плохое "пространственное разрешение" (из-за ограниченного количества детекторов, размещаемых в фиксированных точках). Для носимой же аппаратуры соотношение между этими качествами обратное. При тематической работе дозиметриста пространственное разрешение носимой аппаратуры приближается по порядку величины к размерам детектора; для стационарной же системы оно определяется расстоянием между детекторами. И, наоборот, временное разрешение АСНРК определяется только установленным временем интегрирования сигнала, тогда как для носимой аппаратуры оно связано с промежутком времени между измерениями в одной и той же точке. Ввиду дискретного характера распределения измерений в пространстве (АСНРК) и во времени (носимая аппаратура) в радиационных полях со значительными градиентами или нестабильными во времени возможны существенные просчеты в оценке радиационной обстановки, если при размещении детекторов АСНРК или при выборе моментов измерения носимой аппаратурой не использовалась достаточная априорная информация о характере поведения поля излучения в пространстве и во времени. Из приведенного рассуждения взаимодополняемость всех трех средств оценки видна достаточно наглядно.

Применение переносной и носимой аппаратуры представляется более предпочтительным при оценке уровней излучений наведенной радиоактивности. Кроме того, при наличии поля излучений наведенной радиоактивности такая аппаратура может оказаться необходимой и для выставки нулевых показаний детекторов АСНРК. С другой стороны, на участках с высокими уровнями излучений использование носимой аппаратуры невозможно.

НЕОБХОДИМОСТЬ создания АСНРК на ВЭПП-4 обосновывалась следующими соображениями:

1. Масштаб комплекса ВЭПП-4 и характер радиационной обстановки на нем предъявляют значительные требования к объему дозиметрического контроля. Необходимо первоначальное количество точек оценивалось приблизительно в 60.

2. Дозиметрическая информация должна поступать одновременно и непрерывно от всех контрольных точек в четкой привязке к режимам работы комплекса и параметрам пучков основных установок.

3. Для удобства использования в будущем полученной информации необходимо иметь возможность ее накопления, длительного хранения и оперативного доступа к ней.

4. Оперативно поступающая к наблюдателям дозиметрическая информация должна представляться в виде, максимально удобном для быстрого восприятия, поскольку уровни излучения на многих участках могут изменяться быстро и в широких пределах.

5. На отдельных участках комплекса наряду полностью исключить возможности возникновения аварийной ситуации (например, в помещениях для экспериментальных работ с пучками СИ).

Выбор дозиметрических критериев радиационной опасности и адекватных детекторов для АСНРК в значительной степени обусловлен характером радиационных полей на комплексе. Радиационные поля при работе ВЗШ-4 формируются из следующих основных компонент [5, 10-12]:

- электронно-фотонного линейного излучения (ЭЛИ)
- синхротронного излучения (СИ)
- тормозного излучения (ТИ)
 - а) автоматических электронов с $E \sim 0,5-1$ МэВ в ускорителях резонаторах;
 - б) мегавольтных электронных пучков ВЧ-генераторов
- нейтронов гигантского резонанса (НГР)

Некоторый вклад создается также нейтронами высокой энергии (НВЗ, $E > 80$ МэВ) и мюонами.

Внутри помещений, где размещаются ускорители и накопители, при углах $\theta > 15^\circ$ к направлению главного пучка, дозные поля, создаваемые ЭЛИ, обусловлены в основном e^+ и фотонами с $E \leq 10-20$ МэВ [11]. При нормальном фронтальном падении этого излучения на тело максимальная эквивалентная доза (МЭД) достигается на глубинах 0-6 см (большие глубины соответствуют меньшим θ). Максимальное отношение МЭД к поверхностной дозе (при $\theta = 15^\circ$) не превышает 2. При меньших углах линейные эффекты становятся гораздо более существенными.

Снаружи защита величина дозы ЭЛИ при любых θ определяется также в основном частицами и фотонами с $E \leq 10-20$ МэВ. Локализация МЭД - на поверхности тела, обращенной к защите (по крайней мере, вблизи защиты).

С учетом данных [6] и характера реальных спектров НЕЙТРОНОВ следует считать, что их МЭД будет близка к $\sum_i (MЭД)_i$ от всех участков спектра.

Величина доз рассеянного СИ на расстоянии L и от выпускаемых из вакуумной камеры прямых пучков СИ в зависимости от материала рассеивателя, критической энергии СИ и геометрии может определяться фотонами с энергией от 8 кэВ до нескольких десятков кэВ. За защитой определяющим являлись фотоны с энергией в несколько десятков кэВ и выше. Фотоны еще более высоких энергий определяют дозное поле за защитой от ПРЯМОГО пучка СИ. Во всех случаях МЭД СИ с высокой точностью локализуется на поверхности тела со стороны облучения.

В зависимости от величин доз и других условий облучения существуют различные дозиметрические критерии опасности воздействия ИИ на человека и предлагаются нормы [6-8]. Поскольку распределение глубинной эквивалентной дозы по телу в условиях электрон-позитронного комплекса может изменяться очень значительно, то наиболее адекватным критерием опасности при хроническом профессиональном облучении следует считать рекомендованную МКРЗ [7] эффективную эквивалентную дозу (ЭЭД). В практически важных случаях ЭЭД, по-видимому, близка к среднетелесной эквивалентной дозе СЭД [6]. Ограничение облученности в плане ЭЭД с точки зрения контроля сводится к одновременному соблюдению следующих условий [6, 7]:

$$\frac{ЭЭД}{МЭД} = \sum_i w_i \frac{H_i}{H_0} \leq 0,05 \text{ Зв} \quad (1)$$

$$\frac{МЭД}{МЭД_0} \leq \left\{ \begin{array}{l} 0,5 \text{ Зв} \\ 0,3 \text{ Зв} \end{array} \right\}, \quad (2)$$

где H_i — средняя эквивалентная доза за год в i -м органе; W_i — весовой множитель i -го органа; условия (2) ограничивают локальное облучение, соответственно, любой части тела и хрусталика. Предполагается также, что годовые индивидуальные дозы персонала не должны превышать $\sim 0,1$ ПД [6,9].

Реализация на практике этой новой концепции [7] МКРЗ связана с усложнением системы дозиметрических измерений и контроля. Переход от показаний детектора с чувствительностью, пропорциональной максимуму эквивалентной дозы при нормальном фронтальном облучении тела ($MЭД_{1г}$) к величине МЭД, соответствующей реальным условиям облучения, и к ЗЭД формально можно представить с помощью следующих соотношений:

$$ЗЭД = \frac{MЭД}{L} = \frac{MЭД_{1г}}{K_{334} \bar{I} L} = \frac{MЭД_{1г}}{K_{\Sigma}} \quad (3)$$

где L — коэффициент неравномерности облучения тела, $L = MЭД/ЗЭД \approx MЭД/СЭД$ [6]; K_{334} — усредненный по действующему спектру коэффициент, учитывающий энергетическую зависимость чувствительности детектора по отношению к градуировочной энергии (в случае простого детектора АСНРК обычно не удается обеспечить постоянство чувствительности в протяжении энергетического диапазона); \bar{I} — средний коэффициент изотропности, учитывающий угловое распределение излучения, а также изменение ориентации тела во время работы.

Коэффициенты K_{334}, \bar{I}, L (либо результирующий коэффициент K_{Σ}) в принципе могут быть определены как расчетным методом, так и экспериментально, с помощью фантомных измерений. При этом в первом случае необходимо знание энергетически-углового распределения (ЗУР) излучения в месте расположения детектора. В любом случае определение этих коэффициентов для большого количества контрольных точек АСНРК будет, без сомнения, достаточно громоздкой задачей. Точность оценки коэффициентов может сильно ухудшиться, если форма ЗУР излучения нестабильна во времени. Скорей всего для большинства контрольных точек коэффициенты будут выбираться на основе более или менее правдоподобных предположений об их величине. Эти трудности в значительной степени обусловлены тем, что величину ЗЭД нельзя определить только через поле скалярной величины: ЗЭД зависит от вида ЗУР излучения, его состава, а также от розы и ориентации тела.

В погрешность априорной оценки (основанной на показаниях АСНРК или носимой аппаратуры) предполагаемой облучаемости персонала будут также вносить вклад такие факторы, как неопределенность в оценке времени, необходимого для выполнения работы; неопределенность местонахождения персонала в процессе работы; неопределенность в оценке поля излучения, вытекающая из дискретного (в пространстве или во времени) характера измерений и др. С учетом сказанного, такого рода предварительные прогнозы радиационной опасности в условиях экспериментального электрон-позитронного комплекса, по-видимому, способны давать лишь приблизительный порядок величины. Подобная точность не должна рассматриваться в данном случае как неприемлемая, поскольку в дальнейшем степень облучаемости персонала уточняется с помощью ИДК. Точность последнего в части оценки ЗЭД в принципе может быть выше, чем у детекторов оперативных средств контроля; кроме того, автоматически устраняется вклад упомянутых выше других факторов неопределенности.

Из вышесказанного ясно, что при решении основных задач оперативного контроля не обязательно предъявлять очень жесткие требования к точности детекторов АСНРК. Погрешность в пределах $\pm(1,5-2)$ является еще приемлемой в условиях электрон-позитронного комплекса (хотя, может быть, и не всегда достижимой).

Несмотря на то, что процедура перехода от МЭД к ЗЭД по соотношению (3) является не вполне удовлетворительной из-за трудностей принципиального характера, представляется целесообразным выполнять оценку радиационной опасности с помощью средств оперативного контроля не только в шкале МЭД, но также и в шкале ЗЭД. Это позволит заметно снизить как систематические, так и случайные погрешности в оценке состояния радиационной обстановки.

Поскольку поверхностные эквивалентные дозы всех компонент, за исключением м-т углового ЗЭД внутри защиты, их совпадают с соответствующими МЭД, или близки к ним, то представляется достаточно естественным для оценки МЭД любой из компонент со средним коэффициентом качества $\bar{Q} \approx 1$ использовать в АСНРК детектор с чувствительностью, пропорциональной тангеновой керме, а для оценки МЭД нейтронов использовать отдельный детектор. Чувствительность детекторов к все эквивалентным видам излучений должна быть по возможности минимальной.

Если хотя бы приблизительно установлен относительный вклад основных компонент в показания детектора МЭД $\Sigma_{i=1}^n M_i$, известны для каждой из компонент ориентировочные значения коэффициентов $K_{\text{эки}}, \bar{I}_i$ и A_i , то с помощью соотношения типа (3) можно оценить парциальные (МЭД) $_i$ и (ЗЭД) $_i$. Величина результирующей (ЗЭД) $_{\Sigma}$ определяется простым суммированием:

$$(ЗЭД)_{\Sigma} = \sum_{i=1}^n (ЗЭД)_i. \quad (4)$$

При оценке результирующей МЭД $_{\Sigma}$ необходимо учитывать, что хотя все гармоничные (МЭД) $_i$ локализованы на поверхности тела, их конкретные поверхностные доз-линии не всегда будут совпадать, поэтому

$$МЭД_{\Sigma} \leq \sum_{i=1}^n (МЭД)_i. \quad (5)$$

Для консервативной оценки можно ограничиться использованием равенства в (5). При облучении, близком к изотропному, это обеспечит хорошую точность. В других случаях для более точного определения МЭД $_{\Sigma}$ необходим дополнительный анализ относительной роли различных компонент.

Облучение маломощным ЗЭД в условиях отсутствия защиты может носить аварийный характер. Поскольку на потенциально опасных территориях возможно такое воздействие аварийных уровней рассеянного СИ, имеющего обратный ход глубинной дозы, то для экспрессной оценки последствий аварийных ситуаций желательно иметь детекторы фантомного типа.

Возможности выбора детекторов для АСНРК существенно ограничиваются импульсным характером излучений. Длительности импульсов существенных источников излучения лежат в наносекундном диапазоне.

В реализованной системе в качестве детектора излучений с невысокой ЛПЭ применена сферическая конизационная камера с воздушным наполнением и со стенкой из полиметалла, покрытой тонким слоем коллоидного графита. Использование диэлектрика в качестве материала, что позволяет несколько уменьшить внешние габариты и вес детектора, а также избежать значительного ухудшения чувствительности камеры к низкоэнергетическому излучению. При измерениях за защитой камера имеет удовлетворительные энергетические характеристики чувствительности по МЭД (так к СИ, так и к ЗЭД (при любых \bar{Q})). Существенные поправки на ЗЭД могут потребоваться лишь в условиях полного отсутствия защиты в полях маломощного ЗЭД и в полях рассеянного СИ, образуемых прямыми пучками, выходящими в воздушную среду помещения.

Камеры изготавливаются в двух вариантах: объемом 0,82 л со стенкой 1,1 мм и объемом 3,9 л со стенкой 2,1 мм. Малая камера имеет нескольколучу 339 для низкоэнергетических фотонов и применяется, в первую очередь, для оценки уровней синхротронного излучения непосредственно в помещениях, где ведутся

работы с использованием пучков СИ. Большая камера пригодна для более изысканной работы с использованием пучков СИ и используется на участках, удаленных от мест возможного эмиссионного излучения СИ в воздух, где дозовый вклад фотонов с $E \leq 15$ кэВ не может быть определен.

Минимально обнаруживаемые уровни при времени измерения 10 с составляют: для блока детектирования с большой камерой $\sim 0,024$ мкР/ч; для блока детектирования с малой камерой $\sim 0,11$ мкР/ч.

Эффективность собирания ионов снижается (из-за их рекомбинации) до 87% при мощности дозы непрерывного излучения 220 рад/ч для большой камеры и при 1300 рад/ч — для малой.

Снижение эффективности собирания до тех же 87% при импульсном облучении происходит для большой камеры при 2,1 мкР/милл., для малой — при 4,8 мкР/милл. Эти характеристики весьма скромны по сравнению с импульсными возможностями "пассивных детекторов" (таких, как ТЛД, фотодозиметры и др.), однако для измерения средних уровней импульсного излучения, базисных и допустимых, они, как правило, достаточны.

Для оценки МЭД нейтронов в системе применен дозиметр на основе полупроводникового замедлителя овальной формы диаметром 29 см и высотой 35 см. Измерение флюенса тепловых нейтронов в центральной области замедлителя осуществляется по явлению реакции $Rh^{103}(n, \gamma)Rh^{104}$. Тестовое β -излучение Rh^{104} из подвижного конвертора толщиной ~ 200 мк/см² регистрируется счетчиком СЕМ-20 в присутствии магнитного поля между цилиндрами ускорения. Для компенсации фоновых компонент счета (космички, естественная и наведенная радиоактивность, квазинепрерывное излучение накопителей, резонаторов и СИ) введен второй счетный канал с таким же счетчиком, отделенным от счетчика с конвертором алюминиевым экраном толщиной 1,5 см и обернутым для улавливания 334 мегабэговской фольгой. Для подавления статистических и иных погрешностей, возникающих под воздействием мощных потоков излучения, генерируемых в цикле ускорения и в течение некоторого времени после него, счет по обоим каналам блокируется с момента начала цикла на время ~ 50 мс.

На участках со значительными уровнями СИ эти меры подавления и компенсации фона иногда оказываются недостаточными. В таких случаях детекторы целиком помещаются в оболочку из листового свинца толщиной до нескольких см.

В благоприятных фоновых условиях минимальный обнаруживаемый уровень нейтронного излучения составляет $\sim 0,25$ мкР/ч (со среднеквадратичной погрешностью $\sim 50\%$). Верхний предел измеримой мощности дозы связан с быстродействием счетчика и составляет около 300 мкР/ч для обычно используемого максимально эффективного конвертора площадью 24 см². При необходимости этот предел можно увеличить, уменьшив размеры конвертора.

Импульсные возможности дозиметра определяются быстродействием счетчика, размерами конвертора и периодом полураспада Rh^{104} . Для обычного конвертора верхний предел составляет $\sim 5,5$ мкР/милл. Этот предел также можно увеличивать, уменьшая размеры конвертора.

Итак, проведенное рассмотрение показывает, что в условиях ВЭПП-4 действуют ряд факторов, заметно снижающих точность оценок радиационной опасности, обусловленных на показаниях детекторов АСРК и других средств оперативного дозиметрического контроля. Действие факторов чисто эквивалентного плана заключается в формировании весьма различных и нестабильных во времени распределений эквивалентной дозы по телу. Непригодность детекторов, рассчитанных на измерение МЭД в условиях нормального фронтального облучения тела, к оценке ЭД и МЭД при нестабильном во времени ЭР, может приводить к значительным неопределенностям в интерпретации результатов оперативного контроля.

Несмотря на то, что дальнейшее снижение погрешностей остается весьма желательным, реализованные детекторы, по нашему мнению, уже могут обеспечить в большинстве случаев точность, приемлемую для целей оперативного прогноза (по крайней мере, за защитой).

На наш взгляд, использование детектора с чувствительностью, пропорциональной СЭД (даже для условий только нормального фронтального облучения), позволило бы несколько уменьшить некоторые из упомянутых неопределенностей.

Однако наиболее радикальным решением представляется создание дозиметра-фантама, начиненного детекторами эквивалентной дозы, пригодными для работы в импульсных полях. Такое устройство позволило бы контролировать как МЭД, так и СЭД при любых условиях облучения.

Л и т е р а т у р а

1. Бородин В.Е., Гаврилов А.С., Крушин Г.И., Лебедев В.Н., Тушабрашвили К.З., Чаманов М.Н. Оперативный дозиметрический контроль на протонном синхротроне ИВВЗ. Препринт ИВВЗ 74-131, Серпухов, 1974.
2. Бородин В.Е., Вугорский А.П., Гаврилов А.С., Криволенко Л.С., Кочетков В.И., Курбаков В.И., Сярыков Ю.М. Система сбора и обработки информации с радиационных мониторов нейтринного канала ИВВЗ. Препринт ИВВЗ 80-50, Серпухов, 1980.
3. Комочков М.М., Шенкин А.И. Система дозиметрического контроля на установке Ф. (Обоснование и структура). ОИЯИ, Р16-81-108, Дубна, 1981.
4. Сидоров В.Т., Шенкин А.И. Автоматизированная система дозиметрического контроля на установке "Ф". ОИЯИ, Р16-82-25, Дубна, 1982.
5. Бакуева В.Г., В.Я. Чудаев. Угловые распределения электронно-фотонной компоненты излучения из массивной железной мишени и глубинные дозы. Препринт ИЯФ СО АН СССР 79-73, Новосибирск, 1979.
6. Кеприн-Маркус И.Б. Эквидозиметрия. М., Атомиздат, 1980.
7. Радиационная защита. Рекомендации МКРЗ. Публикация 26. Пер. с англ. Под ред. А.А.Момсеева и П.В.Рамзаева. М., Атомиздат, 1978.
8. Нормы радиационной безопасности НРБ-76. М., Атомиздат, 1978.
9. Проблемы, связанные с разработкой показателя вреда от воздействия ионизирующих излучений. Рекомендации МКРЗ. Публикация 27. Пер. с англ. Под ред. А.А.Момсеева и П.В.Рамзаева. М., Энергоиздат, 1981.
10. Приходько В.П., Чудаев В.Я. Оценки радиационной опасности на ВЗПП-4. Препринт ИЯФ СО АН СССР 76-68, Новосибирск, 1976.
11. Приходько В.П., Чудаев В.Я. Некоторые оценки доз и защиты от излучений электронов высокой энергии. Препринт ИЯФ СО АН СССР 74-35, Новосибирск, 1974.
12. Бабушкин В.Г., Баркова В.Г., Чудаев В.Я. Номограммы для оценки доз от прямых пучков синхротронного излучения и ее ослабления в различных материалах. Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-108, Новосибирск, 1982.

К РАСЧЕТУ ТОПОГРАФИИ ПОЛЕЙ РАДИАЦИОННЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ В ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЯХ ИОНОВ

Н.А.Хижняк, И.С.Сидоренко, Б.А.Евляев, Н.Г.Пулуска
Харьковский физико-технический институт АН УССР

В качестве объекта исследования выбрана модель ускорителя на энергии 15 МэВ. Математическая модель ускорителя состоит из двух частей: модели оптимального размещения ускоряющих промежутков, обеспечивающей максимальный захват эвандимого из инжектора пучка протонов, и модели ускорительного тракта, учитывающей влияние объемного заряда пучка протонов методом "крупных частиц" [1].

На рис.1 приведены результаты моделирования ускоряющего тракта, которые используются как исходные данные для дальнейших расчетов. Ускоритель состоит из трех секций. Первая секция (I-10 период) представляет собой фазовый группирователь, вторая и третья (II-57 период) — собственно ускоритель. Коэффициент захвата частиц в режим ускорения $\sim 1/3$, энергия инжекции 15С кэВ.

Потери пучка происходят преимущественно в два этапа: при фазовом сдвигивании ($\sim 20^\circ$ входного тока) и при захвате в режиме ускорения ($\sim 50^\circ$), чему соответствует два максимума на кривых удельных потерь пучка $\frac{dE}{dx}$ на рис.1. Оба максимума присутствуют при различных токовых режимах, отличающихся в 10 раз, и несколько различны по величине. Следует отметить, что кроме упомянутых, существуют дополнительные всплески потерь пучка в 21, 26, 30, 37-42, 49-50 зазорах, относительно небольшие по величине, но играющие важнейшую роль в расчете нейтронных полей. Интересно является тот факт, что потеря пучка в 37-42 и 49-50 зазорах существенно выше при меньших токах пучка. Объясняется это тем, что при более высоких токах существенно возрастают потери при захвате пучка в режиме ускорения (за счет кулоновского расталкивания), и протоны, уже захваченные в процесс ускорения, скапливаются ближе к оси ускорителя. При меньших токах в процесс ускорения захватываются и "периферийные" протоны, которые в процессе переменно-фазового ускорения "раскачиваются" и высасываются на трубки дрейфа.

Источником нейтронов в ускорителе являются трубки дрейфа, на которых теряется ток пучка. Протоны, проникая в материал трубок (в качестве материала принята медь естественного состава) вызывают протекание ядерных реакций с выходом нейтронов. Выход нейтронов на 1 протон из толстой мишени может быть рассчитан из формулы

$$N_n = N_p \int_0^{x_{max}} Y_n(E) dx = N_p \int_{E_{pmax}}^0 \sum_{i=1}^m \sigma_i(E) \left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle^{-1} dE \quad (1)$$

где N_n — выход нейтронов на один протон, N_p — атомная плотность материала мишени, x_{max} — пробег протонов начальной энергии E_{pmax} в материале мишени, $Y_n(E)$ — сечение выхода нейтронов из тонкой мишени при энергии протонов E , m — число каналов ядерных реакций с выходом нейтронов, "открытых" при энергии протонов E , $\sigma_i(E)$ — сечения этих реакций, $\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle^{-1}$ — удельные потери энергии протонов в материале мишени.

Числовые данные по формуле (1) получены с использованием статистической пред-равновесной модели атомного ядра АЛЕСА [2] и программы СНЕВ, реализующей вычисление выхода продуктов ядерных реакций из материалов или сплавов есте-
-

венного изотопного состава. Существенный выход нейтронов наблюдается для протонов с энергией выше 3 МэВ, и, таким образом, первые два пика токовых потерь (см. рис. 1) практически не дают вклада в формирование нейтронных полей, выход нейтронов начинается с 20-22 зазора.

В рассматриваемой модели в качестве источника нейтронов принят непрерывный линейный источник переменной интенсивности, совпадающий с осью ускорителя. Такое допущение правомерно в связи с тем, что топография нейтронного поля рассчитывается в точках, удаленных от оси ускорителя (или от его торца) на расстоянии, существенно большем величины зазора или апертуры трубок дрейфа (см. кривую на рис. 1).

В этом предположении плотность потока нейтронов Φ в точке с координатами Z, Z может быть вычислена как

$$\Phi(Z, Z) = N_p \int_{Z_{\text{max}}}^{\infty} \frac{N_p(\epsilon) \cdot \left\langle \frac{d}{dZ} \right\rangle d\epsilon}{4\pi [Z^2 + (\epsilon - Z)^2]}, \quad (2)$$

где N_p — число инжектируемых в ускоритель протонов в секунду, Z_{max} — длина резонатора, $\left\langle \frac{d}{dZ} \right\rangle$ — удельные токовые потери на единицу длины ускорительного тракта.

Топография нейтронного поля вокруг резонатора для образующей цилиндра диаметром 1 м и двух его торцов, удаленных на 0,5 м от каждого резонатора, приведена на рис. 2. Обнаружено два максимума нейтронного поля на образующей цилиндра, соответствующие всплескам удельных потерь пучка на 37-42 и 49-50 зазорах. Максимальная пространственная плотность нейтронного потока достигается на расстоянии 1,5 м от конца ускорителя, средняя энергия вторичных нейтронов составляет 1-2 МэВ.

В заключение следует отметить, что прямое действие протонного потока на элементы ускорительного тракта весьма велико. Если предположить, что терпящий пучок равномерно высвечивается на внутреннюю поверхность трубок дрейфа, можно оценить уровень первичных радиационных повреждений на их поверхности как

$$D = 2 N_p \left\langle \frac{d}{dZ} \right\rangle \cdot \sigma_d(E_p) \cdot t / 2 \pi a^2, \quad (3)$$

где D — доза повреждений в единицах смещений на атом (СНА), $\sigma_d(E_p)$ — сечение диссоциативного образования в поверхностном слое материала от протонов с энергией E_p , a — апертура, t — время облучения [3].

На рис. 3 приведено распределение доз повреждений вдоль оси ускорителя для двух токовых режимов, накапливаемой за один сутки. Эта величина в районе 15 зазора может достигнуть 104 и 4 СНА соответственно для ускоряемых токов, различающихся на порядок. Для сравнения можно отметить, что в реакторах на быстрых нейтронах доза около 60 СНА накапливается за год работы реактора. В этой оценке не учтено, что на внутреннюю поверхность трубок дрейфа протоны падают под малым углом, это несколько снижает накопленную дозу.

Не последнюю роль может играть и процесс физического распыления: оценка, проведенная в соответствии с работой [4], показывает, что этот процесс протекает со скоростью до 0,1 мм/сутки при достаточно высоких ускоряемых токах пучка протонов.

Таким образом, условия работы материалов в протонных ускорителях оказываются очень напряженными и выбор их представляет собой достаточно сложную проблему.

Л и т е р а т у р а

- Белый А. С., Кабанов В. С., Халпин С. С., и др., АЭ, т. 49, в 5, 1980 г., с. 294-295.
- Кузнецов В. А., Пилиев Б. А., Зыныцкий В. А. Вопросы атомной науки и техники, сер. физика радиационных повреждений и радиационное материаловедение, вып. 2 / ИС, Харьков, ХФТИ АН УССР, 1979 г., с. 43-46.

3. Шилев Б.А., Слабоспичкий Р.П. и др. АЭ, 45, 3, 1978 г., с.193-198.

4. Вайсфельд А.И., Слабоспичкий Р.П., Юнжикой В.А., Моделирование физического процесса на поверхности металла: алгоритм ускоренного метода гармонических, -Препринт ХТИ АН УССР, ХТИ 83-40, Харьков, 1983 г., с.41.

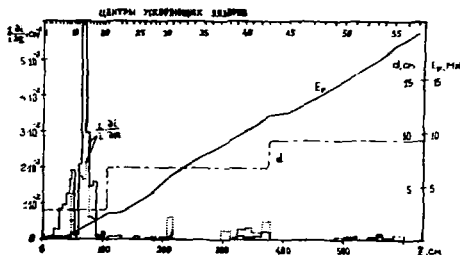


Рис.1. Характеристики пучка протонов в ускорительном тракте, полученные методом математического моделирования: d_0 - диаметр трубки дрейфа, E_0 - энергия протонов, I_0 - ток протонов, Z - продольная координата. Токские потери приведены для двух токовых режимов.

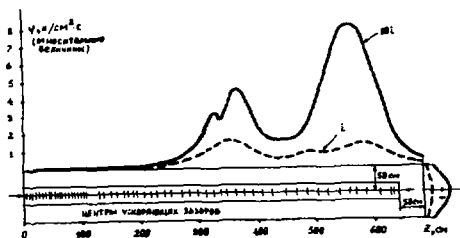


Рис.2. Топография пространственной плотности нейтрального потока вокруг резонатора протонного ускорителя. Кривые построены для цилиндрической поверхности диаметром 1 и 0,5 см для двух токовых режимов, удаленных от торцов резонатора на 0,5 м.

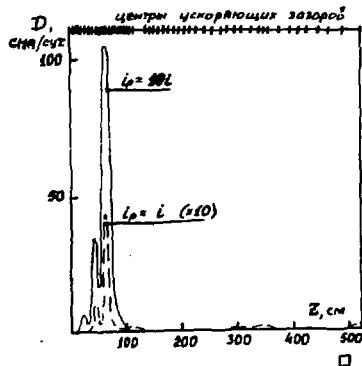


Рис.3. Распределение тепла дефектообразования на внутренней поверхности трубок дрейфа по длине ускорителя для двух токовых режимов.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВОЗМОЖНОСТИ ЗАЩИТЫ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ СИЛЬНОТОЧНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ОТ ПОВРЕЖДЕНИЙ УСКОРЕННЫМ ПУЧКОМ

В.В.Каламшиков, Д.В.Капырин, В.В.Петренко

Институт атомной энергии имени И.В.Курчатова, Москва

В современных сильнотоочных ускорителях поток мощности ускоренного пучка достигает огромных значений. На ускорителе "Факел" [1-2] этот параметр при поперечном сечении пучка $2,5 \cdot 10^{-5} \text{ м}^2$ достигает величины $2,4 \text{ ГВт/м}^2$. Этот поток мощности вызывает принципиальные трудности для организации столь большого теплоотвода даже со специальных элементов (коллиматоры, мишени), снятие же тепла при случайном попадании пучка на элементы просто невозможно. Поэтому единственным методом защиты ускорителя [3] от повреждения является отклонение пучка во всех опасных случаях попадания при различных сбоях в работе его оборудования.

Нам анализ применимости для защиты различных типов датчиков с учетом траекторий ускоренных пучков в трактах ускорителя и транспортировки показал, что наиболее приемлемым для указанных целей является датчик, основанный на акустическом эффекте заряженных частиц [4-7], вследствие их большой информативности о пучке и среде распространения, большой устойчивости к импульсным электрическим помехам, большой радиационной стойкости, простоты конструкции и малой стоимости изготовления.

Однако осуществление этого способа защиты требует предварительного изучения особенностей генерации и распространения звука в реальной среде (конструкциях). Характерными особенностями указанного процесса в этом случае являются термолупный удар в месте попадания пучка, наличие в конструкции стыков, сварных швов, силфоновых разъемов, разнородных материалов и т.п., а также совместимость длины волны звука с толщиной стенок и поперечными размерами электропровода.

Структурная схема исследований показана на рис.1.

Как показали измерения, амплитуда тока акустического сигнала, измеренная амперметром 18, линейно связана со средней мощностью пучка ускоренных электронов. При этом генерация акустических колебаний в элементах конструкции происходила ускоренным пучком 2 с помощью мишени 4. Параметры ускоренных пучков по энергии, частоте следования и току импульсов изменялись в широких пределах.

Частотный спектр акустических колебаний, возникающих в электропроводе, изучался в двух случаях возбуждения колебаний: электроакустическим преобразователем 7 от генератора 5 и пучком 2 в области электропровода 10. Типичный спектр частот акустических колебаний, распространяющихся в электропроводе, представляющем собой трубу из нержавеющей стали диаметром 110 мм и толщиной стенки 5 мм с фланцами, силфоном и сварными швами, показан на рис.2. Спектр, за малым исключением, при обоих способах возбуждения ультразвука в элементах конструкции имеет одинаковый вид. В зависимости от параметров пучка (длительность импульса тока, размеры) и места попадания в спектре частот проследить относительно небольшое искажение формы пика и изменение его интенсивности. Так, при возбуждении ультразвука импульсами электронов с длительностью 5,5 мкс в спектре частот значительно падает интенсивность пиков на частотах выше 110 кГц. Изучение спектра частот показало, что его характер (вид) опреде-

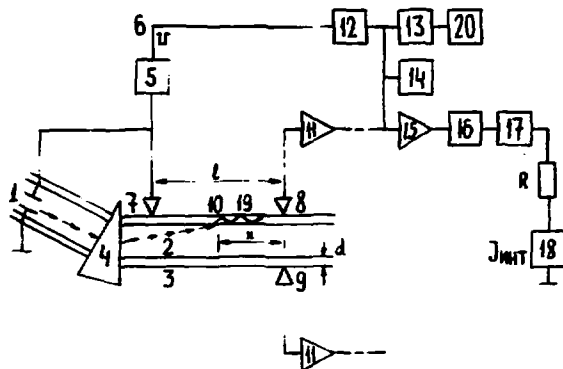


Рис.1. Структурная схема.

1 - устройство запуска электронного пучка; 2 - пучок ускоренных электронов; 3 - электропровод; 4 - поворотный магнит; 5 - генератор Г5-54; 6 - синхронимпульс; 7, 8, 9 - электроакустические преобразователи, пьезоэлемент типа ЦТС-19; 10 - место взаимодействия пучка со стенкой электропровода; 11 - предварительный усилитель ($K_v = 26 \text{ дБ}$); 12 - осциллограф С1-64; 13 - частотный анализатор спектра СКА-68; 14 - селективный микровольтметр В6-2; 15 - оконечный усилитель ($K_v = 20 \text{ дБ}$); 16 - амплитудный детектор; 17 - интегратор; 18 - цифровой микромеристр В7-21; 19 - акустическая волна; 20 - планетарный двухкоординатный потенциометр ЦШ-4-002.

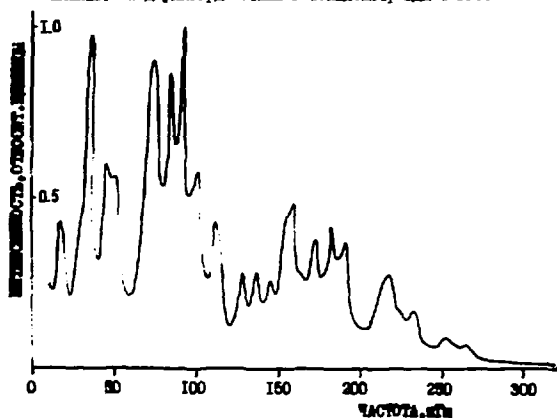


Рис.2. Спектр частот акустических колебаний.

дается, главным образом, акустическими свойствами данного элемента конструкции ускорителя (геометрические размеры, форма, материал и т.п.) и что целесообразно использовать акустический сигнал в узкой полосе частот, наиболее характерных для данной конструкции.

Скорость ультразвука в элементах конструкции определялась также двумя способами: по времени распространения акустического сигнала, возникающего в элементах конструкции при возбуждении электроакустического преобразователя 7, и датчику 8, расположенного на расстоянии l на тракте 3, и по времени задержки сигнала с датчика 8 по отношению к моменту запуска устройства I при возбуждении ультразвука пучком в стенке электропровода 10. В последнем случае все измерения расстояния от места попадания пучка к датчику 8 контролировались измерением остаточной активности вдоль электропровода с помощью различных дозиметров и щенков. Типичное значение скорости ультразвука, усредненное для электропровода из нержавеющей стали с прямоугольной формой поперечного сечения и с изменяющимися по длине его размерами и другими особенностями конструкции, составляет $V_s = (2,8 \pm 0,2) 10^3$ м/с. Полученные данные показывают, что скорость ультразвука в реальных средах, для которых свойственны отражения звуковой волны от границ, дифракция волн, "геометрическая дисперсия" и дисперсия на неоднородностях, уменьшается по сравнению со скоростью продольных колебаний в "неограниченной" среде. Такое явление характерно для нормальных волн Ламбе.

Определение ослабления ультразвука в элементах конструкции важно для определения требований к расположению датчиков. Измерение коэффициента поглощения Δ производилось на частоте 108 кГц, которая выделялась селективным вольтметром 14. Затухание ультразвука хорошо описывается известным законом $U = U_0 e^{-\Delta x}$. Для той же трубы $\Delta = (60 \text{ см})^{-1}$, а в случае распространения ультразвука в стальном из нержавеющей стали (диаметр 150 мм, количество гофр - 13, толщина - 0,5 мм) его интенсивность уменьшается в 5 раз для частот выше 100 кГц.

Из полученных результатов следует:

1. При расстановке датчиков на элементах конструкции ускорителя, на которые возможен попадание ускоренного пучка, необходимо учитывать скорость и затухание ультразвука в этом элементе, а также требуемое быстродействие системы защиты. При времени срабатывания защиты $\sim 1 \cdot 10^{-3}$ с (условие того, что следующий импульс электронов для ускорителя с частотой пусков 1 кГц будет отключен) в нашем случае расстояние между датчиками должно быть примерно 1-2 м.

2. Представляется целесообразным строить систему так, чтобы она сначала отключала пучок, а затем давала информацию о месте попадания пучка.

3. Для определения места попадания пучка вполне достаточно в большинстве случаев организовать совместное решение 2-3 уравнений вида $x = V_s \Delta t_i$, где V_s - скорость звука в элементе конструкции с i -м на нем датчиком, Δt_i - время распространения сигнала, принятого i -м датчиком, относительно момента запуска пучка. Критерий выбора уравнений - минимальные значения Δt_i .

4. Функции измерения параметров пучка и быстрой защиты целесообразно разделять.

5. Влияние электрических и акустических помех полностью исключается за счет их выделения по времени и по частотам.

Л и т е р а т у р а

1. Воронков Р.М., Бойко В.А., Шагов А.М., Филиппова И.В. Атомная энергия, т.26, вып.4, 1969.

2. Петренко Э.В., Черноплеков Н.А. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента. 1983, вып.2(14), с.7-11.
3. Редотов А.П. ПТЭ, 1981, № 5, с.7.
4. Боржковский И.А., Воловик В.Д., Гришаев И.А., Дубовик Г.П., Залобовский И.И., Петренко Э.В. Письма в ЖЭТФ, т.13, с.546, 1971.
5. Боржковский И.А., Воловик В.Д., Петренко Э.В., Зурсов Г.Л., Авт. свид. СССР № 391737. Б.И. Я 31, 1973.
6. Боржковский И.А., Воловик В.Д., Гришаев И.А., Залобовский И.И., Петренко Э.В., Чехутский Г.А. ЖЭТФ, т.63, с.1337, 1972.
7. Арменский Е.В., Бородин А.Н., Емельянов В.К., Рыбин В.М., Ефимов А.П. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Изд. "Наука", М., 1973, т.П, с.35.

□

**ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ
СИСТЕМ УСКОРИТЕЛЕЙ
НА СВЕРХВЫСОКИЕ ЭНЕРГИИ**

Председатель: К.П.Мызников

Секретарь: В.В.Кондратьев

Сессия 12

МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ДИПОЛЬНЫХ МАГНИТОВ УНК

А.И.Агеев, Н.И.Андреев, В.И.Балбеков, Э.А.Бухатов, В.А.Васильев,
Л.М.Васильев, К.Ф.Герцов, В.И.Грицасов, В.И.Долженков, Ю.П.Дмитровский,
В.В.Евстратов, К.П.Изынников, Н.Л.Смирнов, В.В.Сытник, Н.М.Тараканов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

1. Введение

В ИВЭЗ широким фронтом ведутся работы по моделированию сверхпроводящих дипольных магнитов ускорительно-накопительного комплекса (УНК) на энергию 3 ТэВ [1]. На основе предыдущих разработок [2-4], рассчитанных на получение поля в апертуре 5 Т, было изготовлено несколько моделей новой серии (ДБ) с использованием сверхпроводящего (СП) провода с повышенной токонесущей способностью. В настоящем докладе приводятся результаты исследований тренировки, механической стабильности, динамических потерь и качества магнитного поля. Результаты исследования процессов при переходе магнитов в нормальное состояние даны в отдельном докладе [5].

Параллельно продолжалось моделирование полномагнитных диполей УНК длиной 6 м [6]. Сообщаются результаты испытаний диполей, изготовленных в последнее время, которые показали воспроизводимость характеристик, полученных на коротких моделях.

2. Конструкция диполей

Модели диполей имеют двухслойную обмотку, подобную диполям FNAL [7], с некоторыми конструктивными отличиями, позволяющими повысить индукцию магнитного поля в апертуре до 5 Т. Поперечное сечение моделей показано на рис.1, а основные характеристики сведены в таблицу 1.

Т а б л и ц а 1

Основные параметры диполя

Внутренний радиус 1-го слоя	мм	45
Внутренний радиус 2-го слоя	мм	56,75
Угол первого слоя α_1	град	72,339
Угол второго слоя α_2	град	35,721
Число витков 1-го слоя		2 x 38
Число витков 2-го слоя		2 x 23
Отношение B/\bar{I} с ванадием	Т/кА	0,861
Отношение B/\bar{I} без ванадия	Т/кА	0,725

Кабель для этих моделей был изготовлен из провода диаметром 0,85 мм, содержащего 2970 СП жил из сплава $NbTi$ диаметром 10 мкм в медной матрице с коэффициентом заполнения 42%, шаг twistingа - 10 мм. Кабель трансформировался из 23 проводов, 12 из которых были покрыты сплавом $Sn + 5\%Ag$, шаг трансформирования - 75 мм. Оба слоя изготавливались из одинакового кабеля, который в сечении имел трапециевидную форму с высотой 10,55 мм, шириной наружного основания 1,68 мм, внутреннего - 1,34 мм (без изоляции). Кабель изолировался двумя слоями лавсановой ленты шириной 10 мм и толщиной 20 мкм, намотан-

ной спиралью с шагом 4,5 мм, что обеспечивало трехкратное перекрытие длиной 1 мм на границе стыка ее витков. Затем наносился слой эпоксидированной стеклотолы толщиной 100 мкм, намотанной с зазором 4 мм.

Поскольку диноли УНК предполагается изготавливать прямоугольными, для удовлетворения жестких требований к характеристикам краевого магнитного поля применена блочная раскладка проводников на концах обмотки [8]. Для увеличения механической устойчивости края магнита применен поджим лобовых частей обмоток. Он осуществляется с помощью торцевых фланцев, поджимаемых болтами (рис.3), которые создают предварительное осевое давление до 100 кг/см² в лобовой части обмотки. При этом, как показали измерения, предварительное напряжение в концевых частях обмоток возросло до величины 500+700 кг/см², близкой к величине напряжения в прямоугольной части диноли.

3. Исследования коротких моделей

Модели динолей длиной 750 мм испытывались в погружном криостате со свободным кипением гелием, в который они погружались вместе с магнитным экраном. На рис.2 приведены типичные графики тренировки динолей. Было исследовано два способа раскладки и крепления проводников на концах обмотки (рис.3 и 4). Для варианта, изображенного на рис.3а и 4а, наблюдалась дестабилизация тренировки магнитов (рис.2, кривые 1,2). С помощью датчиков, помещенных на концах обмотки (рис.3), было установлено, что при вводе тока происходит уменьшение давления в обмотке (рис.5, кривая 1), связанное с движением концов обмотки. Конструкция лобовых частей была изменена (рис.3б). Новый вариант раскладки витков в блоках показан на рис.4б. Применена арочная конструкция лобовых частей, их длина сокращена до 155 мм. Поджим торцевых фланцев производится с помощью продольных болтов, удерживающих в бездвижном состоянии лобовые части. Эти меры позволили устранить движение концов и потерю давления в обмотке (рис.5, кривая 2), в результате чего существенно улучшилась тренировка магнитов (рис.2, кривые 3,4).

Максимальное поле, полученное при температуре 4,25 К, составило 6,2 Т. При понижении температуры гелиевой ванны сначала до 3,9 К, затем до 3,7 К, после непродолжительной тренировки на каждом уровне было получено максимальное поле соответственно 6,55 Т и 6,7 Т (рис.6). Темп увеличения тока при изменении температуры составил 0,95 Т/К. При различных уровнях магнитного поля был произведен его гармонический анализ. Кроме того, с помощью тензорезисторов измерялась величина радиального перемещения бандажа под действием ландромоторных сил [9]. Измерения показали, что отклонения относительных величин гармоник от допустимых значений на величину $1 \cdot 10^{-4}$ начинается при полях, превышающих 6 Т, что сопровождается деформацией бандажа свыше 100 мкм. Таким образом, разработанная конструкция обладает хорошей механической стабильностью при рабочем поле УНК, равном 5 Т.

Динамические потери измерялись в трапецеидальных циклах изменения тока при скорости ввода 125 А/с. Результаты измерений потерь в зависимости от величины поля в центре апертуры представлены на рис.7. Полюсные потери при поле 5 Т в различных моделях динолей изменялись в пределах 150+180 Дж/цикл (рис.7, кривые 1 и 2). Гистерезисные потери в пределах ошибки измерений сохранялись для всех моделей на уровне 110 Дж/цикл (рис.7, кривая 3). Основной вклад в величину вихревых потерь дают потери, связанные с перетеканием вихревых токов между проводниками в кабеле. Как показали проведенные исследования [10], величина поперечного сопротивления кабеля существенно изменяется при изменении места на практике колебаний температуры и давления при спечивании Ш осмоток. Это может быть причиной наблюдаемого разброса в величинах вихревых потерь.

Зависимости критического тока в диодах от скорости ввода, измеренные в потружном режиме охлаждения, даны на рис.8. Вплоть до скоростей ввода 250 А/с величина критического тока во всех диодах остается постоянной. При дальнейшем повышении скорости ввода наблюдается спад тока тем больше, чем больше величина динамических потерь в диодах.

Для одной из моделей подобная зависимость измерена в прокатном режиме охлаждения. Обмотка диода охлаждалась однофазным потоком гелия при давлении 0,18 МПа. Величина кольцевого зазора между внутренней обмоткой и апертурной трубой составляла 2 мм. При таком зазоре и расходе однофазного гелия 40 г/с условия его протекания в межвитковых каналах соответствуют аналогичным условиям в диодах УНК. Сопоставление зависимостей критического тока от скорости ввода тока, полученных для потружного и прокатного режимов охлаждения, показало, что при расходе 40 г/с прокатной режим не уступает по эффективности охлаждения потружному.

Чтобы определить запас по критическому току в диодах, необходимый в случае возможных теплоемканий в обмотке при воздействии радиационного излучения, одна из моделей была выполнена в прокатном режиме охлаждения при дополнительных теплоемканиях на плато магнитного цикла. Дополнительные теплоемканы в обмотках диода создавались за счет динамических потерь, создаваемых путем введения треугольной составляющей тока амплитудой ± 250 А относительно заданного значения, соответствующего плато магнитного поля (рис.9). Величина энергодозадающей изменялась путем изменения частоты треугольной составляющей. Цикл изменения тока в диоде соответствовал циклу УНК. Ток вводился в обмотку со скоростью 125 А/с и устанавливался на некотором уровне ниже критического значения. Затем на плато тока вводилась треугольная составляющая с заданной частотой. Частота треугольной составляющей тока увеличивалась от цикла к циклу до тех пор, пока магнит не переходил в нормальное состояние. Измеренная зависимость критического тока от дополнительных теплоемканий на плато кризиса на рис.9. За критическую величину тока принималась величина тока на плато с учетом амплитуды треугольной составляющей. Измерения проводили в прокатном режиме охлаждения с расходом однофазного жидкого гелия 40 г/с при температуре гелия на входе в магнит 4,4 К. Из рис.9 видно, что запас по критическому току существенно зависит от значения рабочего тока диода. При рабочем токе 5800 А, соответствующем полю 5 Т, диоды устойчиво работают при дополнительных теплоемканиях более 20 Вт.

Проведено детальное исследование гармонического состава магнитного поля диодов. Неоднородность поля диодов представляется в виде:

$$\Delta B_z(x, 0, z) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \left(\frac{x}{\ell}\right)^n, \quad \Delta B_z(x, 0, z) = \sum_{n=1}^{\infty} S_n \left(\frac{x}{\ell}\right)^n,$$

где x, y, z - горизонтальная, вертикальная и продольная координаты, B_0 - магнитное поле в центре диода, $\ell = 3,5$ см. Были измерены величины гармоник нормальных C_n и косин S_n в центральной части диодов при полях от 0,67 Т до 5 Т, а также интегральные величины гармоник краевого поля $\int C_n dz$ где Δz - длина краевого участка. Как упоминалось выше, раскладку проводили по краям обмоток одинаки таким образом, чтобы интегральные значения гармоник C_2 и C_4 в краевом поле были близки к нулю. Результаты измерений этих величин для различных диодов сведены в таблицу 2. Видно, что они хорошо воспроизводятся от модели к модели.

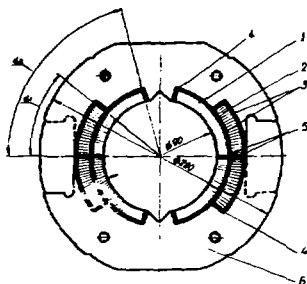


Рис.1. Поперечное сечение малых СД дипольной ЛНД: 1 - внутренний слой обмотки, 2 - наружный слой обмотки, 3 - канавки для ленты, 4 - вставки, 5 - немагнитные прокладки, 6 - база.

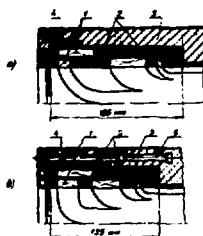


Рис.3. Два варианта намотки немагнитной лентой частей диполя: 1 - слой ленты обмотки, 2 - стеклотекстолитовые вкладыши, 3 - базовый слой, 4 - слой ленты датчика давления, 5 - стальной болт.

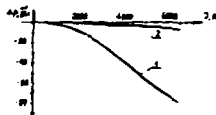


Рис.5. Изменение давления в лобовых частях обмотки в зависимости от тока в диполе.

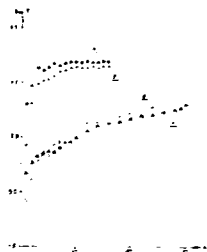


Рис.2. Графики тренировки коротких малых дипольной серии ДБ.

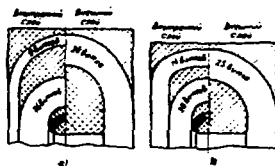


Рис.4. Два варианта резки ленты по-водяным на краях обмоток диполя.



Рис.6. Кривые тренировки дипольной серии ДБ при различных температурах: 1 - $T = 4,25$ К; 2 - $T = 3,9$ К; 3 - $T = 3,7$ К.

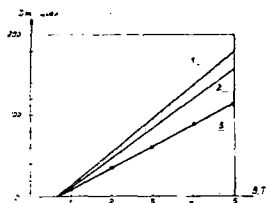


Рис. 7. Зависимость динамических потерь за цикл изменения поля в диполях серии ДЕ от максимального поля в центре апертуры: 1, 2 - полные потери; 3 - гистерезисные потери.

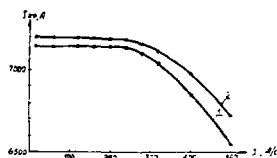


Рис. 8. Зависимость критического тока в диполях от скорости ввода тока: 1 - для ДЕ-4-3; 2 - для ДЕ-4-2.

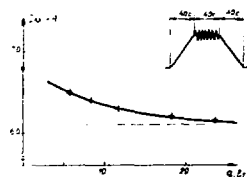


Рис. 9. Зависимость критического тока диполя от дополнительных тепловыделений в обмотке на плоскости цикла.

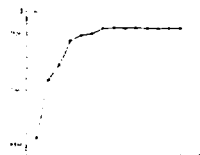


Рис. 10. Кривая тренировки полномасштабного диполя.

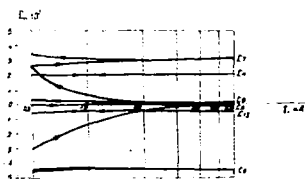


Рис. 11. Зависимость четных нелинейностей диполя от уровня поля в центре апертуры.

Рис. 12. Полномасштабная модель СП диполя в прокачном криостате на циркуляционном стенде.



Таблица 2
Интегральные величины гармоник краевого поля

Диполь	$\int_{-L}^{+L} C_n dz \times 10^4, [м]$	
	n = 3	n = 5
ДЕЗ-1	- 5,56	- 1,37
ДЕЗ-1	- 4,17	- 1,316
ДЕА-1	- 5,58	- 1,35
ДЕА-2	- 5,61	- 1,96
ДЕА-3	- 5,14	- 1,39
ДЕС-1	- 3,67	- 1,67

По результатам измерений гармоник центрального и краевого поля для различных магнитов были вычислены величины гармоник, отнесенные к эффективной длине полномасштабных нестиметровых диполей. Эти величины для трех последних моделей серии ДЕ приведены в таблице 3.

Таблица 3
Мультипольные коэффициенты интегральных полей СП диполей

Диполь	$B_0 = 0,67 \text{ Т}$			$B_0 = 5 \text{ Т}$		
	ДЕА-2	ДЕА-3	ДЕС-1	ДЕА-2	ДЕА-3	ДЕС-1
C_2	-0,8	0,9	0,2	-0,5	1,6	-0,7
C_3	-8,8	-16,3	-9,3	1,9	-3,2	1,2
C_4	-1,3	-0,7	0,7	-0,4	0,6	-0,7
C_5	3,6	2,8	5,6	2,7	2,2	5,5
C_6	2,0	1,7	-2,0	0,3	-0,1	-0,3
C_7	18,4	18,3	16,5	22,6	23,7	22,0
C_8	2,3	1,4	-2,3	0	0	0
C_9	-41,0	-40,6	-40,8	-41,5	-41,9	-41,5
C_{10}	-2,5	-3,4	2,5	-0,2	-0,6	0,3
S_2	3,3	0,1	2,0	1,9	1,2	2,1
S_3	1,5	-0,2	-1,2	1,4	-0,3	-1,1
S_4	0,3	0,3	0,2	0,4	-0,5	0,9
S_5	0,1	-0,6	0,1	0,4	-1,0	-0,1
S_6	-0,6	0,5	-2,3	-0,2	0,7	-1,7
S_7	0,8	-0,7	0,5	0,5	-0,6	-0,3
S_8	-0,5	-0,3	0	0	0	0
S_9	0,1	0,7	-1,4	0	0	0
S_{10}	0,7	0,3	-2,3	0,1	0,3	-0,4

Анализ этих данных показал [11], что в рабочем интервале полей от 0,67 Т до 5 Т величины градиентной составляющей, квадратичной и кубической нелинейностей могут быть скорректированы предусмотренной системой коррекции; нелинейности высших степеней и краевые нелинейности лежат в пределах допусков, предъявляемых к магнитному полю в режимах ускорения и вывода пучка.

4. Полномасштабные модели

На основе опыта, полученного при разработке коротких моделей, было изготовлено несколько полномасштабных диполов длиной 6 м. По конструкции они не отличаются от коротких диполов. На рис.10 дана кривая тренировки полномасштабного диполя этой серии, испытанного в погружном криостате. Ток 7,5 кА был достигнут после нескольких переходов магнита в нормальное состояние. Динамические потери, измеренные в реальных пиках УНК при амплитуде тока 6 кА, составили 750 Дж, из них 550 Дж составляют гистерезисные потери. На рис.11 показана измеренная зависимость четных наливностей диполя от уровня поля в апертуре. Во всем рабочем диапазоне полей до 6 Т наливности практически не меняются. Наливность остаточного поля при поле инжекции удовлетворяет предъявленным требованиям. Измеренные величины гармоник нечетных нормальных и "косых" наливностей не выходят за пределы 10^{-4} , что указывает на хорошее качество сборки магнитов.

Данная конструкция магнита взята за основу для дальнейших разработок. Она была собрана с прокатным криостатом и магнитным экраном. Для ее испытаний в циркуляционном режиме охлаждения создан стенд. На рис.12 показан общий вид полномасштабного СП магнита, подключенного к циркуляционному стенду. Промо-водительность системы криогенного обеспечения стенда составляет 350 Вт. Имеется возможность осуществлять охлаждение магнита как однофазным, так и двухфазным потоками гелия в широком интервале температур (4 К + 4,8 К) и расходов (14 г/с + 100 г/с). Стенд снабжен системой сбора и обработки информации на базе БМВ СМ-4, предназначенной для оперативного контроля режимов и обработки экспериментальных результатов.

На циркуляционном стенде были проведены первые испытания полномасштабного магнита. Сработала система вывода энергии и эвакуации гелия при переходе магнита в нормальное состояние. При охлаждении однофазным гелием с расходом 90 г/с, соответствующем проектному расходу гелия в УНК, температура обмотки магнита составила 4,2 К. Практически без тренировки в центре апертуры было получено рабочее поле 5 Т. Магнит длительное время устойчиво работал в рабочих пиках УНК с полем 5 Т.

В настоящее время исследование диполов продолжается. На следующем этапе будут изучаться особенности их работы в циркуляционном режиме охлаждения.

Л и т е р а т у р а

1. А.И.Агеев, В.И.Балбеков, В.И.Григасов и др. Труды УИ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, ОИЯИ, 1983, т.1, с.8.
2. Н.И.Андреев, В.И.Балбеков, Э.А.Булатов и др. Препринт ИВЭ 81-154, Серпухов, 1981.
3. Н.И.Андреев, В.И.Балбеков, Э.А.Булатов и др. Препринт ИВЭ 82-31, Серпухов, 1982.
4. Н.И.Андреев, В.И.Балбеков, Э.А.Булатов и др. Труды УИ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, ОИЯИ, 1983, т.1, с.241.
5. Н.И.Андреев, Г.И.Антоимов, Л.И.Васильев и др. "Исследование процессов перехода моделей сверхпроводящих магнитов УНК в нормальное состояние". Доклад в настоящей сессии, т. ..., с.343.

6. Б.И.Андреев, В.И.Балбеков, Э.А.Булатов и др. Труды УИ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, ОИИИ, 1983, т.1, с.249.
7. A Progress Report on the Energy Doubler, Saver, Collider Project. - FNAL, Design Report, 1976.
8. Б.И.Андреев, В.И.Балбеков, Э.А.Булатов и др. Препринт ИЯЭЗ 81-121, Серпухов, 1983.
9. Б.И.Андреев, В.А.Васильев, А.Г.Дайковский и др. Препринт ИЯЭЗ 81-159, Серпухов, 1981.
10. Д.П.Дмитровский, А.В.Злобин, А.И.Викунин и др. "Исследование динамических потерь в СИ на базе магнитов УНК". Доклад в настоящей сборнике, т.п. с.376.
11. В.И.Балбеков, А.И.Дроздин, Х.П.Мизников и др. "Требования к нелинейности поля сверхпроводящих магнитов УНК". Доклад в настоящей сборнике, т.п. с.371.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕХОДА МОДЕЛЕЙ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ УНК В НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ

Н.И. Андреев, Г.М. Антоничев, Л.М. Васильев, М.И. Глянский, В.И. Гридасов,
В.И. Деминчук, А.Н. Ерохин, Б.В. Казымин, Н.П. Мызников, В.В. Сатных, Н.Н. Ярыгин
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Энергия, запасенная в сверхпроводящем (СП) диполе УНК, превышает $1 \text{ МДж}^{1/1}$. Это требует тщательной проработки системы защиты СП магнитов и диссипации энергии, запасенной в цепочке СП магнитов. Одним из вариантов такой защиты является система, используемая во $\Phi\text{NALe}^{1/2}$, где при обнаружении перехода в одном из магнитов искусственно переводится в нормальное состояние участок СП кольца, состоящий из нескольких магнитов. Этот участок шунтируется, а оставшая часть кольца поддерживается в сверхпроводящем состоянии. Для эффективной работы такой системы необходимо, чтобы специальные нагреватели, расположенные в каждом магните, вызвали быстрый переход как можно большей части сверхпроводящей обмотки в нормальное состояние и обеспечивали тем самым высокую скорость роста сопротивления обмотки.

Для исследования процессов вынужденных переходов моделей СП диполей УНК в нормальное состояние в ИФВЭ создана короткая модель с внутренними нагревателями. Ниже приводятся основные результаты исследования этой модели.

Конструкция магнита и методика измерений

Для исследования работы нагревателей использован обычный дипольный магнит серии ДБ $^{1/1}$. Две пары основных нагревателей расположены поверх второго слоя обмотки и прижимаются к нему банджом (рис.1). Они изготовлены из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм и шириной 12 мм. Общая длина каждого нагревателя ~ 1500 мм. Одна пара нагревателей (НН1,4) изолирована от обмотки (помимо основной изоляции кабеля) листом из стеклотекстолита толщиной 0,2 мм, другая (НН2,3) двумя слоями картоновой пленки общей толщиной 0,08 мм. Поверх нагревателей помещен слой стеклотекстолита толщиной 0,8 мм, а также корпусная изоляция из лавсановой пленки.

Для инициации переходов магнита нагреватель НН5 расположен в медной плоскости на первом витке первого слоя. Он изготовлен из нержавеющей стали толщиной 0,1 мм и шириной 8 мм. Изоляция между нагревателем и обмоткой — два слоя картона общей толщиной 0,08 мм. Для инициации перехода в нормальное состояние в других участках обмотки служат три "точечных" нагревателя НН1+НН3, изготовленных из константановой проволоки в виде плоской спирали, имеющей размеры $10 \times 10 \text{ мм}^2$, и расположенных под изоляцией кабеля.

Температура обмотки при переходе измеряется четырьмя термопарами. Они сделаны из сплава медь-железо $^{1/3}$ и припаяны к СП кабелю. Вторые концы термопар находятся в ванне с жидким гелием. Для исследования процессов распространения нормальной зоны и скорости роста сопротивления используются потенциальные выводы с различных частей обмотки и ряд потенциальных пар, расположенных вокруг точечных нагревателей. Появление напряжения на потенциальной паре соответствует прохождению фронта распространения нормальной зоны.

Испытания магнита проводились в погружном режиме охлаждения. Электрические сигналы с магнита и датчиков через 16-канальную систему снятия информации записывались в ЭЕМ СМ-4. Максимальная частота опроса по каждому каналу составляла 500 Гц. Система работала таким образом, что после каждого перехода в памяти ЭЕМ оставалась информация, начиная с момента включения инициирующего нагревателя и кончая моментом времени, когда ток падал до нуля.

После каждого перехода вычислялись следующие величины: нагрузка перехода (интеграл $\int i^2 dt$), сопротивление магнита $R_i(t)$, температура обмотки в месте расположения термопар $T_k(t)$, запасенная энергия $W_{\text{зап}} = \frac{L i^2}{2}$ и энергия, выделявшаяся в магните. С целью приближения условий эксперимента к условиям работы СП магнита УНК внешнее сопротивление было равно нулю, так что почти вся запасенная энергия выделялась в криостате.

Для обнаружения перехода использовался специально разработанный датчик нормальной фазы (ДНФ), работающий по принципу выделения активной составляющей напряжения на магните. Порог срабатывания ДНФ можно было регулировать в пределах 0,1-10 В.

Мощность в основных нагревателях выделялась в результате разряда через них предварительно заряженной батареи конденсаторов, емкости 10^{-2} Ф. Максимальная энергия, подаваемая в нагреватели, — 450 Дж, постоянная времени разряда на пару последовательно включенных нагревателей $\tau = 15$ мс. Включение нагревателей производилось либо вручную, либо по сигналу от ДНФ.

Результаты исследования

С помощью установленных на обмотке потенциальных пар были измерены линейные скорости распространения нормальной зоны вдоль СП кабеля после включения инициирующих нагревателей Н12 и Н13. Результаты представлены на рис.2. Анализ полученных результатов показал, что: 1) скорость распространения нормальной фазы вдоль кабеля $V_{н.ф.}$ в обе стороны от точечного нагревателя практически одинакова; 2) при токах более 5 кА величина $V_{н.ф.}$ очень резко возрастает во времени, считая от момента включения нагревателя, при токах ниже 4 кА распространение нормальной зоны замедляется, а при токах менее 2 кА в отдельных случаях имеет место ее исчезновение. Полученные величины линейной скорости $V_{н.ф.}$ находятся в хорошем соответствии с данными других авторов^{4,5/}.

На рис.3а приведены значения нагрузки перехода в зависимости от тока в магните и от порога срабатывания ДНФ при иницииции перехода нагревателем Н15, расположенным в медной плоскости I слоя, с последующим включением от ДНФ пары Н12,3. Интеграл $\int i^2 dt$ вычислялся от момента регистрации аппаратурой появления нормальной зоны в обмотке (порог регистрации составлял ~ 80 мВ) до момента, соответствующего спаду тока до величины менее 10 А. Уменьшение нагрузки перехода при токах стола более 6 кА связано с резким увеличением скорости $V_{н.ф.}$ и скорости нарастания сопротивления R_i , что вызывает уменьшение постоянной времени спада тока. Максимальная температура обмотки, зарегистрированная термопарами, показана на рис.3б. Здесь же кривой I показана максимальная температура, вычисленная для соответствующих значений нагрузки перехода в адиабатическом приближении. Расхождение между экспериментальными и вычисленными значениями объясняется неадиабатичностью условий нагрева обмотки, а также тем, что частично энергия рассеивалась на паразитных сопротивлениях вне криостата.

Из рис.3 видно, что величина нагрузки перехода и соответствующая максимальная температура обмотки слабо меняются при изменении порога срабатывания

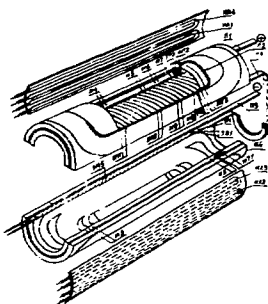


Рис.1. Схематический чертёж короткой модели диполя с нагревателями: НЛ1-НЛ4 – основные нагреватели, НЛ5 – нагреватель в medianной плоскости, НТ1-НТ3 – "точечные" нагреватели, ТП1-ТП4 – термометры, П1-П5 – потенциальные выводы, П1-П11 – измерительные потенциальные п.м.

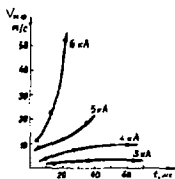


Рис.2. Зависимость скорости распространения нормальной зоны от времени, прошедшего с момента включения нагревателя при разных токах через магнит.

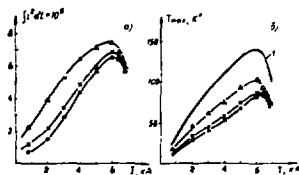


Рис.3. Зависимость от тока в магните интеграла перехода (а) и температуры обмотки (б) при различном пороге срабатывания ДН: • - 0,5 В, x - 1В, Δ - 5 В.

ДНБ в пределах 0,5-1 В, но существенно возрастают при пороге 5 В. Для дальнейшей работы был выбран порог срабатывания ДНБ 1 В. При этом величина нагрузки перехода не превышает $6 \cdot 10^6 \text{ A}^2\text{с}$, что соответствует максимальной температуре магнита не выше 90 К.

На рис.4 показана зависимость нагрузки перехода от тока в магните при включении перехода нагревателем НН5 с последующим выключением НН1,4 или НН2,3. Характер кривых указывает на большую эффективность работы нагревателей с катодовой изоляцией. На этом же рисунке приведены значения нагрузки перехода для переходов, вызванных подъемом тока до критического значения при различной скорости нарастания тока. Меньшие значения интеграла в этом случае объясняются более быстрым ростом $R_i(t)$ при токах, близких к критическому.

Кривые 1 и 2 на рис.5 показывают задержку времени между началом разряда батареи конденсаторов на соответствующие нагреватели в момент, когда активное напряжение на магните достигает порога срабатывания ДНБ (0,5 В), а кривые 3 и 4 - скорость нарастания сопротивления в обмотке в начальный момент времени. Энергия, подаваемая в нагреватели, 200 Дж.

Из результатов проведенных исследований можно сделать заключение о достаточно высокой эффективности данной конструкции основных нагревателей. Температура обмотки при выбранном пороге ДНБ не превышает 100 К.

На основании полученных данных была произведена оценка величины нагрузки перехода для полномасштабного диполя УНК с подобными нагревателями. Оценка показывает, что она не превышает значения $10 \cdot 10^6 \text{ A}^2\text{с}$, что может вызвать увеличение максимальной температуры обмотки в реальных условиях до 200 К. Этот вопрос требует дополнительного изучения на полномасштабных моделях.

Исследования короткой модели с нагревателями будут продолжены в циркулярном режиме охлаждения.

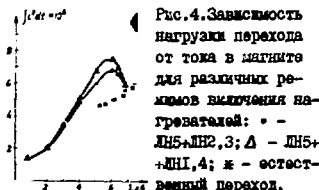


Рис.4. Зависимость нагрузки перехода от тока в магните для различных режимов выключения нагревателей: • - НН5+НН2,3; Δ - НН5+НН1,4; — естественный переход.

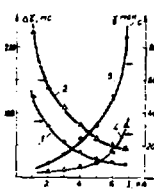


Рис.5. Зависимость времени задержки до выключения ДНБ (1 и 2) и скорости нарастания сопротивления в обмотке (3 и 4) от тока в магните: • - для пар нагревателей НН2,3; Δ - для пар НН1,4.

Л и т е р а т у р а

1. Агеев А.И. и др. Моделирование сверхпроводящих дипольных магнитов УНК. См.наст.оборуд., т.П, стр.335.
2. K.Koebe, P.Martin, and H.Kuehnig. IEEE Trans. on Magnetics, vol. MAG-19, No 3, 696, 1983.
3. Бейлин и др. ИТЭ, №6, с.215, 1972.
4. S.Campi and H.V.Kesselmann, IEEE Trans. on Magnetics, vol. MAG-19, No 3, 692, 1983.
5. J.Allinger et al. IEEE Trans. on Nuclear Science, vol. NS-28, 323., 1981.



РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО КВАДРУПОЛЬНОГО МАГНИТА

Н.И.Андреев, В.И.Бажбеков, Э.А.Булатов, Л.М.Васильев, К.Ф.Гергиев,
В.И.Гридасов, А.В.Двойченко, К.П.Мизникоз, В.В.Сатных, Н.М.Тараханов,
С.В.Трофимов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Первый сверхпроводящий квадрупольный магнит, являющийся короткой моделью сверхпроводящих квадруполов УНН, был разработан с учетом технологического опыта, накопленного в ИВЭФ в процессе изготовления нескольких серий СШ диполов [1]. Он изготовлен из такого же СШ кабеля, как и дипольные магниты, и имеет двухслойную обмотку, заключенную в бандаж из нержавеющей стали. Поперечное сечение обмотки и банджа схематически показано на рис.1. Магнитное поле создается сверхпроводящей обмоткой, состоящей из четырех секций (1), разделенных центральными проставками (5). Между слоями, а также между вторым слоем и банджом (2) установлены прокладки из стеклотекстолита, образующие каналы с поперечным сечением $1 \times 4 \text{ мм}^2$ для протока гелия. Заданные значения угловой протяженности слоев обмотки обеспечиваются при помощи центральных и клинчатых (4) проставок. Предварительные механические напряжения скатия в обмотке создаются бандажными скобами (2) и вкладками (3).

Бандажные скобы, а также пластины вкладной отштампованы из нержавеющей стали толщиной 1,5 мм в прецизионных штампах. Основные размеры выдержаны с точностью $\pm 0,025 \text{ мм}$. Для облегчения сборки магнита пластины банджа и вкладной предварительно собираются в отдельные модули, содержащие по несколько досчаток пластин. Двухстороннее обжатие обмотки производится с помощью прессы при встречном движении половинки банджа до закрытия стыкового замка. Затем половинки банджа фиксируются с помощью четырех продольных сварных швов. Размеры обмоток и проставок таковы, что при полном замыкании банджа азимутальные напряжения скатия в слоях обмотки достигают значений $750-100 \text{ кг/см}^2$. Эти величины контролируются при сборке с помощью осевых датчиков давления, установленных в клинчатых проставках.

Расчетные характеристики квадрупольного магнита приведены в таблице 1. Испытание модели проводилось в погружном криостате со свободной кинематикой гелием. При первом же вводе тока была достигнута величина тока, превышающая максимальное рабочее значение. Результаты тренировки показаны на рис.2. Достигнутый уровень тока более чем на 30% превышает рабочую величину. На рис.3 показана зависимость тока перехода от скорости ввода тока в квадруполь. При увеличении скорости ввода до 500 А/с величина тока перехода уменьшается всего на 3%. Исследования работы магнита в импульсном режиме показали, что он может длительное время работать при треугольных и трапециевидных циклах, если максимальный ток на 2-3% меньше тока перехода, полученного при однократном вводе с той же скоростью.

Зависимость поля в центральном сечении квадруполя от поперечных координат представим в виде

Таблица I
Характеристики квадрупольного магнита

Параметр	Ед. измерен.	Первый слой	Второй слой
Число витков на полюс		16	19
Внутренний радиус	мм	45,12	56,87
Внешний радиус	мм	55,87	67,62
Внутренний угол	град.	0,11	0,42
Внешний угол	град.	29,89	26,11
Толщина центральных проставок	мм	0,2	0,748
Толщина краевых проставок	мм	0,1	1,058
Длина обмоток	мм	690	690
Отношение градиента к току	Т/А·м		0,01536
Максимальный рабочий ток	кА		5,860
Максимальная напряженность поля в обмотке	Т		4,96

$$B_y + i B_x = B_0 \sum_{n=1}^{\infty} W_n \left(\frac{x + iy}{r} \right)^{n-1} \quad (1)$$

где x, y - горизонтальная и вертикальная координаты;

B_0 - напряженность поля в центре диполей УНК при токе, равном току квадруполя; r - радиус нормализации (как и в диполях, он выбран равным радиусу закрученной камеры: $r = 35$ мм).

Измерение мультипольных коэффициентов $W_n = C_n + i S_n$ проводится с помощью индукционных датчиков в виде плоских катушек, совершающих шаговое вращение в постоянном во времени поле. При каждом шаге э.д.с., наведенная в катушках, усиливается и интегрируется. Искомые величины гармонических коэффициентов W_n определяются на основе фурье-анализа шаговых напряжений U_m , выполняемого при помощи ЗЕМ [2].

$$W_n = \frac{\mathcal{E}}{B_0 M K} \sum_{m=1}^M U_m e^{-2\pi i \frac{nm}{M}} \quad (2)$$

Здесь M - число шагов индукционных катушек на оборот, \mathcal{E} - постоянная времени интегратора, K - коэффициент усиления, F_1 - коэффициенты чувствительности индукционного датчика, зависящие от параметров катушек и схемы их включения. Для исключения ошибок установки датчика в квадруполь осуществляется пересчет коэффициентов в систему координат, где $C_0 = S_0 = S_{\theta} a$. Для повышения точности измерения нелинейных мультипольных коэффициентов катушки выполнены так, чтобы обеспечить компенсацию дипольной и квадрупольной составляющих магнитного поля. Точность измерений нелинейностей оценивается величиной $(0,5 \pm 1) \cdot 10^{-4}$.

В таблице 2 приведены измеренные значения прямых и косых нелинейностей при токе 5,86 кА.

Измеренные величины коэффициентов C_2 и C_{20} близки к расчетным. Остальные нелинейности возникают из-за ошибок изготовления и лежат в допустимых пределах.

Таблица 2
Измеренные значения прямых и косых наклонностей

	3	4	5	6	7	8	9	10
$\chi 10^4$	4,8	0,7	-2,0	0,6	2,3	-1,0	0,0	-50,0
$\chi 10^4$	-0,2	-1,2	-0,3	1,4	-0,3	-3,2	0,0	0,0

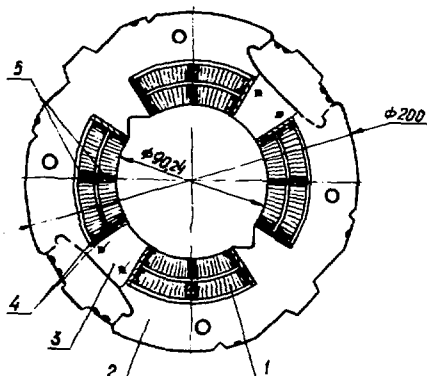


Рис.1. Поперечное сечение полюса и бандажа сверхпроводящего квадрупольного магнита.

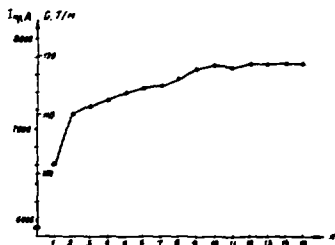


Рис.2. Зависимость тока перехода от номера ввода тока.

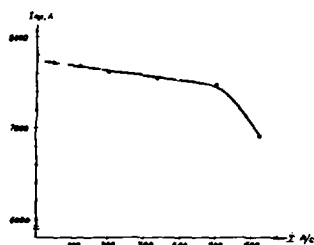


Рис.3. Зависимость тока перехода от скорости ввода тока.

Л и т е р а т у р а

1. Агеев А.И. и др. "Моделирование сверхпроводящих дипольных магнитов УИИ", доклад на настоящем совещании, т.П, с.335.
2. Балбеков В.И. и др. Труды 8 Всесоюзного совещания по ускорителям, т.П, с.147, СибИ, Новосибирск, 1963.

□

СРАВНЕНИЕ СПОСОБОВ КРИСТАТИРОВАНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ДИПОЛЬНЫХ МАГНИТОВ

Сон Зун Ган, В.П.Филиппов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

С.И.Зинченко

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В связи с созданием ускорителей заряженных частиц на высокие энергии, основными элементами которых являются сверхпроводящие (СП) дипольные магниты, было предложено несколько способов кристатирования протяженных цепочек, состоящих из таких магнитов [1,2]. Общее для всех способов состоит в том, что гелий, непосредственно контактирующий со сверхпроводящей обмоткой, принудительно продавливается через цепочку. Это связано со стремлением к компактности криостатов, повышению эффективности теплопередачи и уменьшению общего количества гелия в системе.

Наиболее простым способом прокачного кристатирования может быть следующий. Жидкий гелий в состоянии, близком к насыщению, подается в цепочки магнитов, снимает за счет фазового перехода тепло, выделяющееся в обмотках и поступающее из окружающей среды, и выходит из цепочки в виде парожидкостной смеси (рис.1). Такой способ кристатирования в дальнейшем обозначается "Способ I". Его преимущества состоят в простоте конструкции криостатов и минимальном количестве гелия в криогенной системе. Однако недостаток информации по теплофизическим характеристикам двухфазных потоков гелия заставляет разработчиков криогенных систем отказываться от использования двухфазных потоков или, в любом случае, избегать непосредственного контакта двухфазного гелия со сверхпроводящей обмоткой [3].

В случае применения однофазного потока температура гелия будет возрастать в направлении движения по мере снятия тепла от СП обмотки. Величина повышения температур определяется величинами тепловой нагрузки, расхода и теплоемкости гелия. Величина расхода ограничена, в частности, требованием компактности гелиевых каналов. В связи с этим для относительно длинных цепочек приходится применять промежуточное охлаждение, например, с помощью ванн с кипящим гелием [2]. Сотрудники FNAL предложили организовать такое охлаждение непосредственно в криостате каждого магнита [4] за счет теплопередачи от однофазного прямого потока к двухфазному обратному потоку гелия. Такой способ иллюстрируется рис.2 и в дальнейшем именуется "Способ II". В соответствии со схемой, показанной на этом рисунке, поток однофазного гелия из рефрижератора подается на вход цепочки магнитов, причем перед каждым магнитом поток разделяется на внутренний и обводной. Внутренний поток контактирует с обмоткой и нагревается, а обводной поток через обечайку охлаждается обратным двухфазным потоком. После каждого магнита внутренний и обводной потоки смешиваются. В конце цепочки прямой поток дросселируется и по магистральной обратной потока возмещается в рефрижератор, снимая тепловую нагрузку цепочки за счет фазового перехода. К настоящему времени способ II реализован на действующем ускорителе "Тэватрон" и принят за основу в сооружаемых ускорителях "FELIX" [3] и УНК [5].

Оценка основных параметров системы кристатирования, выполненной на основе "способа II", уже проводилась, в частности в [1]. Из-за недостатка информации

по режимам течения, истинному объемному паросодержанию, а также по гидравлическому сопротивлению в случае движения двухфазного гелия в горизонтальных каналах авторами ограничились томогенной моделью.

В настоящей работе сделана попытка уточнить основные параметры криогенной системы УНК с учетом реальных характеристик двухфазных горизонтальных потоков гелия и наметить пути оптимизации этих параметров. Для сравнения проведена оценка соответствующих характеристик систем, криостатируемых на основе "способа I", т.е. с применением непосредственного охлаждения обмоток двухфазным гелием, поскольку практическая непригодность этого способа не счеждена.

Исходные данные и предположения

На рис.3 показано идеализированное поперечное сечение дипольного магнита. Для простоты обмотка принята однослойной, причем предполагается, что все тепло из нее отводится по внутреннему кольцевому каналу. Размеры обмоточного блока, то есть обескарбонированной сверхпроводящей обмотки, одинаковы для обоих рассматриваемых вариантов: длина $l = 6$ м, внутренний диаметр $d_1 = 90$ мм, наружный диаметр $d_2 = 200$ мм. Для способа I обводной канал S_2 и канал обратного потока S_3 отсутствуют. Обмотка изготовлена из кабеля резерфордского типа, изолированного лапсановой пленкой толщиной 40 мкм и стеклотканью толщиной 100 мкм, пропитанной эпоксидной смолой. Коэффициент теплопередачи через изоляцию кабеля принят равным $140 \text{ Вт/м}^2\text{К}$ [6].

Тепловые нагрузки на гелиевом уровне приняты стационарными и близкими к ожидающимся в УНК, а именно: $q_{\text{св}} = 3 \text{ Вт}$ на метр длины магнитной дорожки - теплоделения в С1 обмотке, и $q_{\text{дс}} = 0,75 \text{ Вт/м}$ - теплопритоки из окружающей среды.

Давление на выходе из пелюхи $P_2 = 1 \cdot 10^5 \text{ Па}$, что соответствует температурному уровню работы рефрижератора $T_0 = 4,2 \text{ К}$. Поскольку в схеме УНК не предусмотрены циркуляторы гелия (эжекторы, насосы жидкого гелия), а в качестве рефрижераторов предполагается использовать бездетандерные дроссельные сателлитные установки [7], массовое расходное паросодержание потока на выходе из пелюхи было принято равным 0,8, что связано со спецификой работы такого рефрижератора.

Оценки на основе [8] показали, что в большинстве рассмотренных случаев структура двухфазного потока на большей части пелюхи должна быть расслоенной. Это было заложено в расчеты, причем предполагалось, что процесс теплопередачи к двухфазному гелию сопровождается нагревом паровой и кипением жидкой фаз. Теплопередача между фазами по длине магнита отсутствует и осуществляется в промежутках между магнитами путем смешения.

Коэффициент теплопроводности нержавеющей стали в рабочем диапазоне температур составляет около $0,4 \text{ Вт/мК}$ [9]. Эффективный коэффициент теплопроводности обмотки в азимутальном направлении оценивается величиной $0,12 \text{ Вт/мК}$ [6], что позволяет пренебречь теплопроводностью обмотки и элементов конструкции криостата в этом направлении.

Экспериментальные результаты [10] показывают, что при плотностях теплового потока, не превышающих 40 Вт/м^2 , и приведенных скоростях двухфазного потока гелия, больших $0,2 \text{ м/с}$, влиянием пузырькового кипения на коэффициент теплопередачи можно пренебречь. Поэтому коэффициенты теплопередачи как к жидкости, так и к пару определялись по критериальному соотношению для вынужденной конвекции в кольцевых каналах [11]. При этом скорости фаз u^* и u^{**} , входящие в числа Рейнольдса, рассчитывались на основе полученных в ОНУ ОИИ экспериментальных данных о величине истинного объемного паросодержания β двухфазного

потока гелия в горизонтальном канале кольцевого сечения ($\psi = S'/S'' + S'$, где S' и S'' — соответственно сечения, занятые жидкостью и паром). Анализ этих данных показал, что для характерных диапазонов рассматриваемых температур, давлений и расходов массовых паросодержаний X гелия величина скольжения фаз $K = \sqrt{\rho'/\rho''}$, которая связана с ψ соотношением [12]

$$\psi = \frac{1}{1 + \frac{1-X}{X} \cdot \frac{\rho''}{\rho'} K}, \quad (1)$$

с достаточной для практических оценок точностью может быть определена с помощью уравнения Зива [13]

$$K = (\rho'/\rho'')^{1/3}, \quad (2)$$

где ρ' и ρ'' — соответственно плотности насыщенных жидкости и пара.

Потери давления двухфазного потока, вызванные трением, определялись на основе обработки полученных нами экспериментальных данных по методике, приведенной в [14]. Эти данные были аппроксимированы выражением вида

$$\frac{\Delta P_{\text{тр}} - \Delta P'}{\Delta P'' - \Delta P'} = Ax^B e^{-Cx} + Dx^E, \quad (3)$$

где $\Delta P_{\text{тр}}$, $\Delta P'$ и $\Delta P''$ — соответственно потери давления двухфазного потока, насыщенной жидкости и пара; A , B , C , D и E — коэффициенты. При относительно малых массовых скоростях $m \leq 50 \text{ кг/м}^2\text{с}$ и давлениях P около $1,2 \cdot 10^5$ Па значения этих коэффициентов следующие: $A = 2,4$; $B = 1,9$; $C = 0,9$; $D = 0$. Величины $\Delta P'$ и $\Delta P''$ рассчитывались по формуле Дарси [15], в которой коэффициент гидравлического сопротивления определялся по формуле Кольбрука-Уайта [15].

При расчете потерь давления учитывались также местные сопротивления, обусловленные соединительными узлами и трубопроводами между криостатами магнитов. Эти потери рассчитывались на основе гомогенной модели по методике [12]. Следует отметить, что рассчитанные значения температур сверхпроводящих обмоток должны отличаться несколько заниженными величинами, поскольку ряд принятых предположений специально направлен на оценки для наиболее жестких условий работы. Среди них предположения: о механизме теплопередачи в расслоенному двухфазному потоку; об отводе тепла, удаляющегося только в одном слое обмотки, через внутреннюю поверхность; пренебрежение неэквивалентной теплопередачей.

Методика расчета

Показателем эффективности того или иного способа криостатирования полюсов магнитов служит максимальная температура одной из сверхпроводящих обмоток. В соответствии с этой целью на всех расчетах было определено этой температуры для различных способов криостатирования.

Для способа I расчеты проводились в следующей последовательности. Задавшись предварительным значением давления на входе в насоску, определяли необходимый расход гелия по формуле

$$G = \frac{L(q_{\text{ср}} + q_{\text{к}})}{x_{\text{вх}}(i'' - i') + (i' - i_{\text{вл}})}, \quad (4)$$

где $L = nL$ — длина магнитной дорожки, n — число магнитов, i' и i'' —

энтальпии насыщенных жидкости и пара, индексы "ж" и "пх" соответствуют входу и выходу цепочки. Затем по соотношению (3) определялось гидравлическое сопротивление каждого магнита. Если на выходе из последнего магнита давление отличалось от выбранной величины $P_0 = 1 \cdot 10^5$ Па, расчет повторялся при новом значении P_{0x} до совпадения с удовлетворительной точностью. С помощью выражений (1) и (2) определялась величина скольжения фаз K и, соответственно, истинное объемное паросодержание φ для каждого сечения магнита. В процессе всех расчетов каждый магнит разбивался на три части длиной 2 м, чего было достаточно для того, чтобы на каждом участке считать термодинамические свойства гелия практически постоянными. В связи с расслоенной структурой потока для заданного сечения и вычисленных величин G и φ определялись скорости и соответственно коэффициенты теплоотдачи для жидкой α' и паровой α'' фаз, температура пара в выходном сечении и доля испарившейся жидкости. Поскольку коэффициенты теплоотдачи к пару ниже, чем к жидкости, температура обмотки рассчитывалась по величине α'' , при этом учитывалось термическое сопротивление изоляции, то есть для каждого сечения магнита вычислялась максимальная температура $C1$ обмотки T_{C10}^{max} . В связи с испарением части жидкости в следующей части магнита изменялись величины расходов пара и жидкости, φ , α' , T_{C10}^{max} и так до конца магнита, где происходило смешение потоков. Из совокупности значений T_{C10}^{max} выбиралась максимальная величина, по которой можно судить об эффективности рассматриваемого варианта.

Во втором случае ("Способ II") расслоение двухфазного потока отражается на температуре обмотки не непосредственно, а через ухудшение эффективности теплопередачи между обводным прямым и обратным потоками. В соответствии с предположением об отсутствии энергообмена между жидкостью и паром в канале для двухфазного гелия на протяжении одного магнита поверхность теплопередачи к каждому криостату делилась на две части, пропорциональные истинному объемному паросодержанию φ . После этого каждая часть рассматривалась как независимый противоточный теплообменник, один типа "жидкость-жидкость", другой типа "Пар-жидкость". Параметры на выходе определялись по известным параметрам теплоносителей на входе в теплообменник в соответствии с общепринятой методикой [11]. Затем потоки смешивались: перегретый пар с жидкостью в обратном потоке и обводной поток с внутренним в прямом потоке. Причем перед последним смешением происходило смешение частей обводного потока, разделенных, как отмечалось выше, в соответствии с текущей величиной φ . Параметры смешанных потоков принимались в качестве входных для следующего криостата, и расчет повторялся. Точность расчета контролировалась по разности энтальпии прямого и обратного потоков в конце цепочки – в идеальном случае они должны быть равными. Разбиение магнита на части было таким же, как при расчетах по способу I.

Расчет термодинамических свойств гелия в зависимости от температуры и давления проводился на основе данных [16] с помощью составленных нами полиномиальных функций.

Результаты расчетов

Результаты расчетов в виде зависимостей максимальных температур обмоток от длины магнитной дорожки L (иг. от количества магнитов N) представлены на рис. 4 и 5 соответственно для способов I и II. При криостатировании по способу I (рис. 1) поток гелия на входе в цепочку магнитов недогрет до состояния насыщения, поэтому температура обмотки сначала несколько возрастает. Однако "экономизаторный" участок относительно невелик, и магнит с наибольшей температурой обмотки T_{C10}^{max} расположен вблизи начала цепочки. Снижение температур

обмотки в направлении течения связано со снижением температуры двухфазного потока из-за падения давления. Как следует из рис.4, наибольшая температура обмотки соответствует той ее части, которая омывается газообразным телом. Перепад температур между $T_{\text{сго}}^{\text{max}}$ и температурой криостатирования T_0 складывается из следующих разностей температур: $\Delta T_{\text{до}}$, обусловленной гидравлическим сопротивлением; $\Delta T''$, связанной с теплоемкостью газообразного тела $C_p \cdot \Delta T$, учитывающей коэффициент теплоотдачи от обмотки к газообразному телу и термическое сопротивление изоляции кабеля.

При криостатировании по способу II в найденном тепловом режиме находится последний магнит цепочки (рис.2). На рис.5 показаны составляющие общего перепада температур. Как и в случае способа I, $\Delta T_{\text{до}}$ определяется изменением давления двухфазного потока. Теплопередача между двухфазным потоком и обводным потоком учитывается величиной $\Delta T_{\text{тн1}}$. Характерная для этого способа разность температур $\Delta T_{\text{до}}$ обусловлена смещением внутреннего и обводного потоков. Повышение температуры внутреннего потока за счет тепла, отводимого от обмотки, обозначено через $\Delta T_{\text{вн}}$. Наконец, $\Delta T_{\text{тн2}}$ учитывает термическое сопротивление электроизоляции кабеля и коэффициент теплоотдачи от обмотки к внутреннему потоку гелия.

Так как размеры обмоточного блока были зафиксированы, то в рамках принятой математической модели проектируемыми параметрами были длина магнитной дорожки (цепочки магнитов) L и площади поперечных сечений гелиевых каналов: S_1 - внутреннего, S_2 - обводного и S_3 - обратного потока. Целевой функцией служила максимальная температура обмотки $T_{\text{сго}}^{\text{max}}$, а задача оптимизации состояла в ее минимизации. Пространство изменений параметров явно не ограничивалось, за исключением тех случаев, когда давление на входе в цепочку становилось относительно большим (выше $2 \cdot 10^5$ Па). Хотя явные ограничения и существуют, например, размер апертуры ограничивает S_1 , а стремление максимально использовать магнитные свойства железного звена ограничивает S_2 и S_3 , значения параметров, близкие к оптимальным, находились в разумных пределах. Уточнение же граничных значений параметров требует решения задачи оптимизации, в которой температура обмотки будет выступать в качестве параметра, а это выходит за рамки предпринятого анализа.

Топология гиперповерхности целевой функции иллюстрируется сечениями, показанными на рис.6. В соответствии с выражением (4) для способа I при постоянном значении S_1 (рис.6а) с увеличением длины цепочки L растет расход гелиевого потока. Это приводит как к увеличению коэффициента теплоотдачи к газообразному телу (уменьшению $\Delta T_{\text{тн}}$ на рис.4), так и к уменьшению величин нагрева паровой фазы $\Delta T''$. В результате температура обмотки падает. Однако при дальнейшем увеличении L с ростом расхода увеличивается гидравлическое сопротивление цепочки, возрастает $\Delta T_{\text{до}}$ и, соответственно, температура обмотки. Зависимость $T_{\text{сго}}^{\text{max}}$ от S_1 при фиксированной L имеет такой же характер и показана на рис.6б.

В случае способа II задача оптимизации усложняется, так как число параметров увеличивается с двух до четырех. При фиксированных сечениях S_1 и S_2 влияние параметров S_3 и L на $T_{\text{сго}}^{\text{max}}$ такое же, как влияние площади сечения S_1 и длины цепочки L при способе I (рис.6а и 6б). В случае постоянных S_3 и L изменение S_1 или S_2 сказывается на $T_{\text{сго}}^{\text{max}}$ следующим образом. С одной стороны, увеличение S_1 или S_2 приводит к снижению коэффициентов теплоотдачи и росту величин $\Delta T_{\text{тн1}}$ и $\Delta T_{\text{тн2}}$. С другой стороны, изменяется соотношение расходов внутреннего и обводного потоков. Для последнего магнита цепочки (при числе магнитов больше 6) с достаточной для практических

целой точностью справедливо соотношение

$$\Delta T_{обд} + \Delta T_{вн} = \frac{q_{св} L}{G C_p x (1-x)}, \quad (5)$$

где x - доля внутреннего потока относительно общего расхода гелия, а $q_{св} L$ - мощность тепловыделений в обмотке одного магнита, которая отводится внутренним потоком гелия. Зависимость функции $1/x(1-x)$ от x показана на рис.7. Из него следует, что оптимальное значение x равно 0,5. Однако это не означает, что S_1 и S_2 должны быть жестко связаны условием $x = 0,5$, так как, во-первых, минимум функции весьма пологий, а во-вторых, диапазон изменения величины S_1 ограничен размерами обмоточного блока и апертур. Поэтому параметры S_1 и S_2 считались независимыми, а их влияние на $T_{св}^{max}$ показано на рис.6в и 6г.

Результаты расчетов, позволяющие сопоставить рассматриваемые способы криостатирования для УНН, представлены на рис.8. Для сравнения на этом же рисунке приведены результаты расчета по принятой модели при параметрах, характерных для ускорителя "Тэватрон" [17]. Рис.8 показывает, что при длине цепочки до 300 м способ I обеспечивает более низкую температуру обмотки (таблицы 1 и 7). Так, замена способа II на способ I в условиях тэватрона может дать выигрыш в величине максимальной температуры обмотки около 0,2 К (зависимости 8 и 9) при неизменном числе станций криостатирования и одинаковых размерах криостата.

При длине $L = 300-400$ м температуры обмотки становятся сопоставимыми, а при больших длинах способ I становится предпочтительным для практической реализации, что иллюстрирует зависимости I и 7 на рис.8. Необходимо отметить, что область применения способа I может быть расширена двумя путями. Один из них предполагает увеличение внутреннего канала S_1 криостата с целью снижения $T_{св}^{max}$ при увеличении длины цепочки, что показано на рис.8 посредством зависимостей 2+4. Однако в этом случае величина сечения S_1 лимитируется размером апертур, влияние которого на $T_{св}^{max}$ при различных длинах магнитной дорожки иллюстрирует рис.9. Так, при $L = 600$ м (параметр, близкий к УНН) криостатирование непосредственно потоком двухфазного гелия может быть неприемлемым, как это следует из рассмотрения зависимостей 4 и I, соответственно, на рис.8 и 9. В принципе, это ограничение может быть ослаблено другим путем, если для прокладки двухфазного потока использовать наряду с внутренним и обводной канал, например, зачерченные сечения на рис.1, причем наличие такого канала не усложняет конструкцию в целом^{*)}. Рис.9 также показывает, что при относительно большой длине L выбор величины S_1 оказывает существенное влияние на $T_{св}^{max}$. Вместе с тем, при сравнительно коротких длинах магнитной дорожки это влияние выражено значительно слабее. При этом с уменьшением величины L минимальное значение функции $T_{св}^{max}(d_0)$ возрастает и смещается в сторону больших размеров апертур.

*) Анализируя возможность криостатирования на основе способа I, следует учитывать влияние гелия, находящегося в зазорах между проводниками сверхпроводящего кабеля, на его стабильность [18,19]. Так, отсутствие жидкого гелия в кабеле при высоком паросодержании криостатирующего потока может привести к снижению устойчивости обмотки по отношению к выпучившим тепловыделениям.

Как и при реализации способа I, выбор сечения для двухфазного потока гелия имеет важное значение и для способа I. Зависимости величины $T_{\text{сп}}$ от площади сечения канала обратного потока S_3 при различных сечениях канала обводного потока S_2 показаны на рис. 10. Этот рисунок свидетельствует о том, что для цепочки УНК величина S_3 должна составлять около $65 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, а оптимальный размер сечений внутреннего и обводного каналов при длине магнитной дорожки 600 м составляет около $10 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$. Следует отметить, что в настоящей работе оптимизация проводилась применительно только к режиму криостатирования. Учет таких режимов, как захлаживание и отогрев магнитов (например, при ремонтных работах), может потребовать компромиссного выбора площадей сечений.

Таким образом, при относительно большой длине цепочки магнитов $L = 600 \pm 700$ м выбор способа I для криостатирования сверхпроводящих магнитов УНК представляется обоснованным. При этом оптимальные значения характерных сечений СД дипольного магнита находятся в следующих пределах: для внутреннего и обводного каналов - $S_1 \approx S_2 = (10+13) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, для канала обратного потока двухфазного гелия - $S_3 = (60+65) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$.

При длине цепочки около 300-400 м сравниваемые способы практически равнозначны по температурному критерию, однако, на наш взгляд, способ I предпочтительнее вследствие более простой конструкции криостата и меньшего количества гелия в системе.

Для цепочек относительно небольшой длины $L < 300$ м применение способа I выигрышнее, поскольку в этом случае может быть обеспечена наиболее низкая температура сверхпроводящей обмотки.

Л и т е р а т у р а

1. Васильев В.И. и др. Препринт НИИЯФ Б-0480, Л., 1960.
2. SSC Reference Designs Study Group., Draft II, May 8, 1981.
3. Studygroup "Superconducting Magnets for HERA, DESY E284 81/12", June, 1981.
4. Van der Arend P.C., Fowler M.B. Proceedings of the Particle Accelerator Conference (March 5-7, 1973), IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, Vol. NS-20, No.3, p.19.
5. Бондаренко В.И. и др. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 11-13 октября 1978 г., I, с.175-177.
6. Бологов Б.Д. и др. Препринт ИЯЭ, ОУНК 63-158, Серпухов, 1983.
7. Агеев А.И., Шамичев А.Н. Препринт ИЯЭ, ОУНК 82-159, Серпухов, 1982.
8. Намедов И.С. и др. Сообщение ОИЯИ, Р6-84-156, Дубна, 1984.
9. Справочник по физико-техническим основам криогеники. Под редакцией Малкова И.Л., М., Энергия, 1973.
10. Григорьев В.А. и др. Теплоэнергетика, 1977, № 4, с.11-14.
11. Янкулин З.И. и др. Техника низких температур, М., Энергия, 1975.
12. Теплопередача в двухфазном потоке. Под ред. Д.Баттерворса и Г.Хьюитта. М., Энергия, 1960.
13. Zivi S.M. Trans. ASME, Series C., Vol.86, No.2, 1964, p.247-252.
14. Сон Зун Ган, Филиппов Ю.Л. Теплоэнергетика, № 3, 1984, с.19-23.
15. Идельчик И.Э. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. М., Машиностроение, 1975.
16. Mc.Carty R.D. NBS Technical Note 631, 1972.

17. A Report of the Design of the FMAI, Batavia, Illinois, May, 1975.
18. Baynham D.E. et al. III International IGFA Workshop, Protvino, USSR, 15-23 October, 1981, p.61-69.
19. Васильев И.Г. и др. Сообщение СЭИИ Р9-63-787, Дубна, 1983.

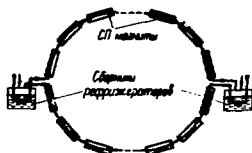


Рис.1. Схема криостатирования цепочки магнитов по способу 1. (один из вариантов)

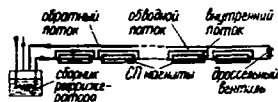


Рис.2. Схема криостатирования цепочки магнитов по способу 2.

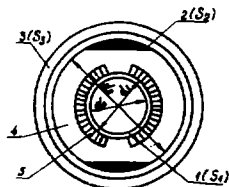


Рис.3. Упрощенное поперечное сечение сверхпроводящего дистального магнита. 1,2,3 – соответственно каналы для внутреннего, обводного и обратного потоков; 4 – бандаж; 5 – сверхпроводящая обмотка.

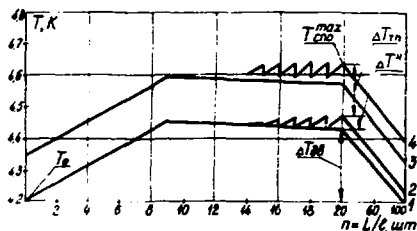


Рис.4. Зависимости температур T обмотки и потоков гелия от числа магнитов n при охлаждении по способу 1. 1 – температура жидкой фазы; 2 – температура пара; 3 – максимальная температура части обмотки, охлаждаемой жидкостью; 4 – максимальная температура части обмотки, охлаждаемой паром.

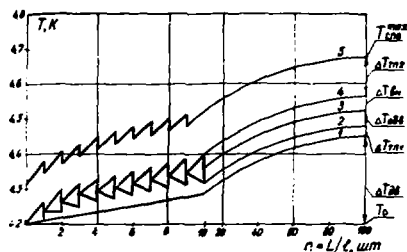


Рис.5. Зависимости температур T обмотки и потоков гелия от числа магнитов n при охлаждении по способу II.

- 1 - температура насыщения двухфазного потока гелия;
- 2 - температура обводного потока на выходе из магнита;
- 3 - температура спирального потока на входе в магнит;
- 4 - температура внутреннего потока на выходе из магнита;
- 5 - максимальная температура обмотки.

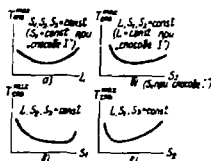


Рис.6. Сечения гиперповерхности целевой функции T_{CPO}^{max} характеристиками плоскостями.

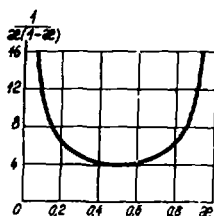


Рис.7. График функции $f(z) = \frac{1}{z/(1-z)}$, где z - доля внутреннего потока P относительно к общему расходу гелия.

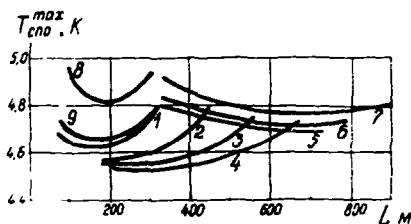


Рис.8. Зависимости максимальной температуры обмотки T_{cno}^{max} от длины петлички L при разных способах криостатизации.

1,2,3,4 - способ I, параметры УНК - $q_{cno} = 3$ Вт/м, $q_{oc} = 1,0$ Вт/м, $L = 6$ м, $S_1 = (10,8; 10,8; 20,8 \text{ и } 25,1) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ соответственно;
 5,6,7 - способ I, параметры УНК (те же, что для 1-4), $S_1 = 10,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, $S_2 = 45,5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, $S_3 = (16, 23 \text{ и } 33) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ соответственно;
 8 - способ II, параметры таватрона - $q_{cno} = 2$ Вт/м, $q_{oc} = 1,0$ Вт/м, $L = 6$ м, $S_1 = 9,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$;
 9 - способ I, параметры таватрона (те же, что для 8), $S_1 = S_2 = 9,9 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$, $S_3 = 11,3 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$.

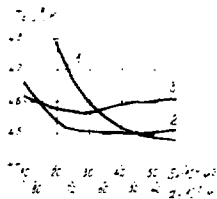


Рис.9. Зависимости максимальной температуры обмотки T_{cno}^{max} от площади сечения внутреннего гелиевого канала S_1 (или от диаметра апертуры d_0) при способе I, параметры УНК (те же, что для рис.8).
 1,2,3 - $L = (600, 240 \text{ и } 120) \text{ м}$ соответственно.

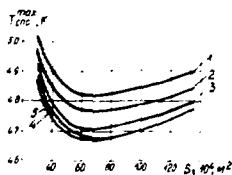


Рис.10. Зависимости максимальной температуры обмотки T_{cno}^{max} от площади сечения обратного потока S_3 при способе II, параметрам УНК (те же, что для рис.8), $L = 600$ м, $S_1 = 10,8 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$,
 1,2,3,4 и 5 - $S_2 = (40, 30, 20, 10 \text{ и } 5) \cdot 10^{-4} \text{ м}^2$ соответственно.

□

ЭФФЕКТЫ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В УИК

В.И.Балбеков

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В настоящей работе рассмотрены следующие вопросы:

Кулоновские сдвиги бетатронных частот при высоких энергиях, их влияние на устойчивость бетатронных колебаний и возможность их компенсации.

Поперечная стеночная неустойчивость пучка и средства, необходимые для ее подавления.

Продольная неустойчивость сгруппированного пучка и допуски на продольные изгибы элементов вакуумной камеры.

1. Кулоновские сдвиги бетатронных частот

Некогерентный кулоновский сдвиг удобно разбить на две части, первая из которых пропорциональна локальной интенсивности сгустка, а вторая - средней интенсивности пучка. Первая часть максимальна в центре сгустка и равна 0 на его краях, в результате чего возникает практически неустраняемый разброс бетатронных частот. К счастью, величина этого разброса быстро уменьшается с ростом энергии частиц ($\Delta Q_i \sim \beta^2 \gamma^{-5}$), и в ускорителях на сверхвысоких энергиях, как правило, пренебрежимо мала. Так, в I-й ступени УИК при энергии пикселей и максимальной интенсивности $|\Delta Q_i| \approx 4 \cdot 10^{-4}$, что не имеет практически никакого значения.

Вторая часть некогерентного кулоновского сдвига определяется полями отраженных зарядов и токов. Поэтому она почти не зависит от положения и размеров пучка. Следуя [1], запишем ее в виде:

$$\Delta Q_i^{(n)} = \frac{r_p N}{4\pi\gamma} \left\langle \beta_x \left[\epsilon_i \left(\frac{1}{b_z^2} - \frac{1}{b_x^2} \right) + \mu_i \left(\frac{1}{h_z^2} - \frac{1}{h_x^2} \right) \right] \right\rangle \quad (1)$$

(формула для сдвига частоты вертикальных колебаний получается перестановкой индексов x и z). Здесь $r_p = 1,53 \cdot 10^{-16}$ см - электромагнитный радиус протона, N - полная интенсивность, γ - приведенная энергия частиц, угловые скобки означают усреднение по обороту, β_x - амплитудная функция горизонтальных бетатронных колебаний, $b_{x,z}$ - полуоси вакуумной камеры, $\epsilon_i \sim 1$ - коэффициент, зависящий от отношения b_z/b_x (рис.1). Коэффициент $\mu_i \sim 1$ зависит от формы магнитного экрана. Ради удобства примем, что внутренняя поверхность экрана представляет собой эллиптический цилиндр с полуосями $h_{x,z}$. Тогда зависимость μ_i от h_z/h_x имеет вид, также показанный на рис.1. Для обычных диполов можно принять $\mu_i = \mu_i(0) = \frac{1}{6}$, для сверхпроводящих магнитов $\mu_i = \mu_i(0) = 1$.

Взаимодействие пучка с полями отраженных зарядов и токов приводит также к появлению когерентного кулоновского сдвига, который отличается от некогерентного на величину:

$$\delta Q_i^{(n)} = \Delta Q_i^{(n)} - \Delta Q_i^{(n)} = -\frac{r_p N}{4\pi\gamma} \left\langle \beta_x \left[\epsilon_i \left(\frac{1}{b_z^2} + \frac{1}{b_x^2} \right) + \mu_i \left(\frac{1}{h_z^2} + \frac{1}{h_x^2} \right) \right] \right\rangle \quad (2)$$

Зависимости $\epsilon_{1,2}$ от b_z/b_z и $\mu_{1,2}$ от k_z/k_z представлены на рис.1. В силу соображений, изложенных выше, в формуле (2) опущена небольшая добавка, пропорциональная локальной интенсивности сгустка.

Накопление пучка в 1-й ступени УНК будет производиться при энергии 70 ГэВ путем последовательной инжекции 12 пучков, содержащих по $5 \cdot 10^{13}$ протонов. При этом некогерентные и когерентные бетатронные частоты будут скатываться в рабочей клетке от исходной точки 0 вдоль линии ОН и ОК (рис.2). Максимальные сдвиги частот, соответствующие интенсивности $6 \cdot 10^{14}$, равны:

$$\Delta Q_x^{(n)} = 0,22; \quad \Delta Q_z^{(n)} = -0,16; \quad \Delta Q_x^{(c)} = -0,09; \quad \Delta Q_z^{(c)} = -0,41.$$

После инжекции полной интенсивности во 2-ю ступень при энергии 400 ГэВ появятся сдвиги:

$$\Delta Q_x^{(n)} = -\Delta Q_z^{(n)} = 0,004; \quad \delta Q_x^{(c)} = \delta Q_z^{(c)} = -0,026.$$

Таким образом, некогерентные бетатронные частоты во 2-й ступени практически не смешиваются. Положение когерентных частот отмечено на рис.2 звездочкой.

Поскольку кулоновские сдвиги почти одинаковы у всех частиц, их нетрудно компенсировать с помощью системы коррекции градиента. Однако таким способом невозможно устранить разность когерентных и некогерентных частот $\delta Q^{(c)}$. Поэтому до выбора режима работы системы коррекции следует установить, какие значения бетатронных частот являются запрещенными. С этой целью рассмотрим уравнение бетатронных колебаний с учетом кулоновских сдвигов и возмущений внешнего магнитного поля. Чтобы избежать ненужных усложнений, воспользуемся гамильтонианом приближением и учтем только возмущения дипольной и квадрупольной составляющих поля:

$$\frac{d^2 x}{d\theta^2} + [Q_x^2(p) + 2Q_0 \Delta Q_x^{(n)} + g(\theta)]x = -2Q_0 \delta Q_x^{(c)} x_s(\theta) + f(\theta) \quad (3)$$

где θ - азимут, $Q_x(p)$ - функция, характеризующая зависимость исходной бетатронной частоты от импульса, Q_0 - соответствующее среднее значение, f и g - возмущения поля и градиента. Для устойчивости решений прежде всего необходимо:

$$Q_x^{(n)}(p) \equiv Q_x(p) + \Delta Q_x^{(n)} \neq \frac{n}{2} \quad (n - \text{целое}),$$

где p берется из области возможных значений. Другими словами, некогерентные бетатронные частоты всех частиц должны находиться вне полос параметрических резонансов. При этом вынужденное решение (3) имеет вид:

$$x_s(\theta) \approx \sum_n \frac{I_n \langle f e^{-in\theta} \rangle e^{in\theta}}{1 - 2Q_0 \delta Q_x^{(c)} I_n} \quad (4)$$

$$I_n = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{F(p) dp}{[Q_x^{(n)}(p)]^2 - n^2} \quad (5)$$

где $F(p)$ - нормированная функция распределения по импульсам. Отсюда следует второе условие устойчивости: когерентная бетатронная частота не должна быть целой.

Обобщая этот результат, найдем, что запрещенными являются целочисленные значения когерентных бетатронных частот и любые резонансные значения некогерентных частот. Практически это означает, что при инжекции в 1-ю ступень система коррекции градиента должна смещать исходные бетатронные частоты $Q_{x,z}$ вдоль линии ОК (рис.2). При этом некогерентные частоты все время будут находиться в положении 0, а когерентные перемещаться вдоль ОК'. Корректировать кулоновские сдвиги во 2-й ступени нет необходимости.

В заключение рассмотрим вопрос о разбросе некогерентных бетатронных частот, обусловленном нелинейностью полей отражения. Основным причиной разброса является кубическая нелинейность. Расчеты дают следующую добавку к некогерентному кулоновскому сдвигу:

$$\Delta Q_n^{(n)} = -\frac{3\sqrt{N}}{64\sqrt{\beta}} \left\langle \left(\beta_x A_x^2 - 2\beta_x \beta_z A_z^2 \right) \left[\epsilon_z \left(\frac{1}{\beta_x^2} - \frac{1}{\beta_z^2} \right)^2 + \mu_z \left(\frac{1}{h_x^2} - \frac{1}{h_z^2} \right)^2 \right] \right\rangle, \quad (6)$$

где $A_{x,z}$ — амплитуды бетатронных колебаний в точке с амплитудной кривичкой β_0 (далее $\beta_0 = 152$ м). Зависимости $\epsilon_z(\beta_x/\beta_z)$ и $\mu_z(h_x/h_z)$ представлены на рис. 1.

В I-й ступени при энергии инжекции и максимальной интенсивности будем иметь:

$$\Delta Q_x^{(n)} = (-3,9 A_x^2 + 3,5 A_z^2) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2},$$

$$\Delta Q_z^{(n)} = (-1,4 A_x^2 + 3,5 A_z^2) \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}.$$

В линируемом пучке $A_x^2 + A_z^2 \leq 4 \text{ см}^2$, так что разбросы некогерентных частот составят 0,03 по горизонтали и 0,02 по вертикали. Допустимые разбросы имеют сравнимую величину 0,15 [2], поэтому нелинейная часть кулоновских сдвигов будет подавляться с помощью оккультной системы коррекции.

Кулоновский разброс частот во 2-й ступени не превышает $5 \cdot 10^{-5}$ и не нуждается в коррекции.

2. Поперечная стеночная неустойчивость

Главной причиной когерентной поперечной неустойчивости пучка в УЖ, определяющей требования к системам подавления неустойчивости, будет взаимодействие пучка со стенками вакуумной камеры. Расчеты показывают, что дискремент этой неустойчивости значительно превышает разброс бетатронных частот, так что последним можно пренебречь. Несущественна также азимутальная структура, так как частота следования ступиков на много порядков превышает частоту когерентных поперечных колебаний. Таким образом, для наших целей вполне достаточно модель азимутально-однородного пучка без разброса частот. Соответствующая теория хорошо разработана [3,4] и нуждается в уточнении лишь в связи с большой толщиной стен-слоя, которая в крупных ускорителях не только значительно превышает толщину стенок, но и может оказаться сравнимой с поперечными размерами вакуумной камеры.

Представив отклонение центра пучка от равновесной орбиты в виде суммы бегущих волн $\sim e^{i(k\theta - \omega t)}$, можно получить следующее дисперсионное уравнение:

$$\omega = \omega_s \left[k - Q_n^{(n)} - \Delta Q_n(\omega) \right], \quad (7)$$

где ω_s — угловая скорость пучка, $Q_n^{(n)}$ — частоты некогерентных бетатронных колебаний. Расчет показывает, что для достаточно высоких частот функция $\Delta Q_n(\omega)$ может быть представлена в виде:

$$\Delta Q_n(\omega) = -\frac{\sqrt{N}}{4\sqrt{\beta}} \left\langle \frac{\beta_x \epsilon_x c}{\sqrt{-i\pi\omega\sigma}} \left(\frac{1}{\beta_x^2} + \frac{1}{\beta_z^2} \right) \operatorname{cth} \frac{\pi d}{c} \sqrt{-i\pi\omega\sigma} \right\rangle, \quad (8)$$

где d — толщина стенки камеры, σ — ее удельная проводимость, коэффициенты $\epsilon_{x,z} \approx 1$ зависят от отношения полуосей камеры (рис. 1). При $|\omega| \rightarrow \infty$ эта формула совпадает с известными [3,4]. Со стороны малых частот имеется ограни-

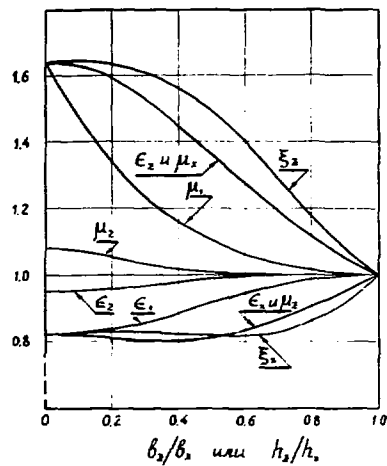


Рис.1. Коэффициенты, характеризующие взаимодействие пучка с вакуумной камерой и магнитными экранами.

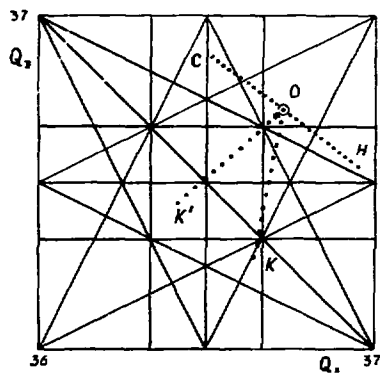


Рис.2. Движение рабочих точек в клетке неагротонных частот 1-й ступени ЛИС при линковании.

чение:

$$\delta^2 < b d \quad \text{т.е.} \quad |\omega| > \frac{c^2}{2\pi\sigma b d}. \quad (9)$$

Для того, чтобы установить вид функции $\Delta Q_+(\omega)$ при более низких частотах, заметим, что в пределе $\omega \rightarrow 0$ ΔQ_+ должен переходить в статическую разность когерентного и некогерентного сдвигов $\delta Q_+^{(c)}$ (см. (2)). Поэтому можно предложить следующую общую формулу:

$$\Delta Q_+(\omega) = -\frac{\pi N}{4\pi \gamma} \left\langle \beta_+ \left[\epsilon_+ \left(\frac{1}{b_+^2} + \frac{1}{b_-^2} \right) + \mu_+ \left(\frac{1}{h_+^2} + \frac{1}{h_-^2} \right) \right]^{-1} + \right. \\ \left. + \left[\frac{\xi_+ c}{\sqrt{1-\beta_+^2}} \left(\frac{1}{b_+^2} + \frac{1}{b_-^2} \right) \operatorname{cth} \frac{2d}{c} \sqrt{1-\beta_+^2} \omega \right]^{-1} \right\rangle. \quad (10)$$

В подтверждение укажем, что в аксиально-симметричном случае, который полностью поддается расчету, формула (10) является точной.

На рис. 3 представлены графики зависимостей $\operatorname{Im} \Delta Q_{+, \pm}$ от ω для 1-й и 2-й ступеней ЛНК при соответствующей энергии инжекции и максимальной интенсивности (сплошные линии). Для достаточно высоких частот в (7) можно положить $\omega = \omega_k = \omega_k(k - Q_+^{(c)})$, так что $\operatorname{Im} \omega = -\omega_k \operatorname{Im} \Delta Q_+(\omega_k)$. При низких частотах следует разложить гиперболический котангенс в ряд, после чего уравнение (7) сведется к квадратному. Результаты его решения показаны на рис. 3 пунктиром. При этом под ω/ω_k следует понимать его первое приближение $k - Q_+^{(c)}$. При отрицательных значениях аргумента $\operatorname{Im} \omega < 0$, т.е. пучок устойчив.

Видно, что в 1-й ступени инкремент статичной неустойчивости может достигать $0,1 \omega_k$, т.е. примерно 10^3 с^{-1} . Для подавления этой неустойчивости будет использоваться система обратной связи с шириной полосы около 1 МГц. При более высоких частотах $|\Delta Q| < 4 \cdot 10^{-3}$, и неустойчивость не будет возникать из-за естественного разброса некогерентных бетатронных частот пучка. Так же будет осуществляться борьба с неустойчивостью во 2-й ступени, причем эта проблема проще ввиду меньшей величины инкремента.

3. Продольная неустойчивость и допуск на излучение вакуумной камеры

Общий критерий продольной устойчивости сгруппированного пучка до сих пор не получен. В 1968 г. А.Н. Лебедев свел эту задачу к бесконечной системе алгебраических уравнений для азимутальных гармоник тока пучка, а также к эквивалентному интегральному уравнению для плотности заряда [5] (рассматривался одиночный ступок, однако результат легко обобщается на периодическую последовательность ступков). Позже F. Sachetzg предложил новую формулировку в виде бесконечной системы уравнений для так называемых радиальных мод [6]. В этом подходе возникают определенные трудности при учете влияния нелинейности синхротронных колебаний, без чего не обойтись при вычислении порога неустойчивости [7].

Тщательный анализ этих и последующих работ показывает, что все результаты, пригодные для практических оценок допустимого излучения вакуумной камерой, получены при явном или неявном использовании предположения, что излучение определяется узкополосным резонансным элементом. Поэтому полученные далее допуски на излучение вакуумной камеры ЛНК относятся, строго говоря, к его резонансной части, причем ширина резонансных полос не должна превышать частоту ускоряющего поля, т.е. 200 МГц.

В своем изложении мы будем следовать работе [8], где получен общий критерий

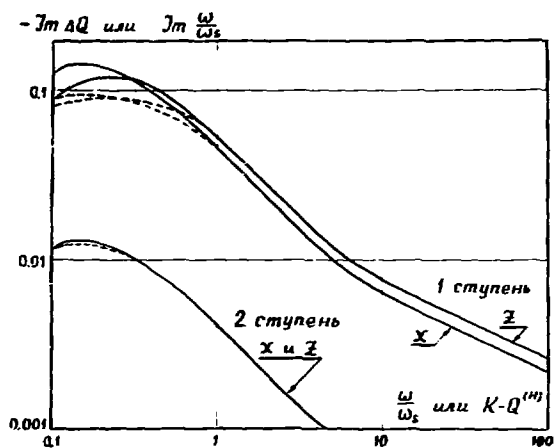


Рис.3. Мнимая часть частотного сдвига и инкремент стеновой неустойчивости пучка в УИК.

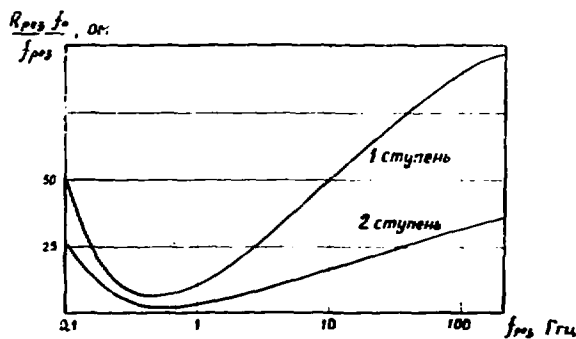


Рис.4. Допустимые значения добротности связей резонансных элементов вакуумной камеры УИК.

устойчивости сгруппированного пучка, взаимодействующего с узкополосным резонатором. В предшествующих работах использовалось либо так называемое приближение разделенных мультиплелей [9], либо модель локально-однородного пучка без синхротронных колебаний [10], причем анализ условия применимости той или иной модели не проводился.

Критерий устойчивости пучка имеет вид:

$$JR_{\text{рез}} \frac{\omega_0}{\omega_{\text{рез}}} < \frac{\varphi_0^2 V / \sin \varphi_s}{2\pi \Lambda}, \quad (11)$$

где J — средний ток пучка, $R_{\text{рез}}$ — сопротивление связи на резонансной частоте $\omega_{\text{рез}}$, ω_0 — частота ускоряющего поля, φ_0 — фазовый подуразряд сгустка, V — амплитуда ускоряющего напряжения, φ_s — синхронная фаза. Множитель Λ имеет сравнительно простой вид только в крайних случаях. Если

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} < \frac{3\omega_0}{\varphi_0 \omega_{\text{рез}}}, \quad (12)$$

где $\frac{\Delta\Omega}{\Omega}$ — относительный разброс синхротронных частот в сгустке, то неустойчивость сгустков проявляется в виде колебаний определенной мультиплельности: дипольных, квадрупольных и т.д.. Таким образом, (12) есть условие применимости приближения разделенных мультиплелей. При этом для получения порога колебаний m -й мультиплели в формулу (11) следует подставить:

$$\Lambda = \Lambda_m \approx \frac{4\Omega}{\Delta\Omega} J_m^2 \left(0,7 \frac{\varphi_0 \omega_{\text{рез}}}{\omega_0} \right) \quad (13)$$

(численные коэффициенты могут несколько изменяться в зависимости от вида функции распределения по амплитудам синхротронных колебаний). Наиболее не точный критерий будет получаться при том m , для которого величина Λ_m максимальна. При выполнении условия

$$\frac{\varphi_0 \omega_{\text{рез}}}{\omega_0} \gtrsim 3,5 \quad (14)$$

наибольшую опасность представляют дипольные колебания, и в формуле (13) следует брать $m = 1$. Для более высоких частот резонатора достаточную точность дает оценка:

$$m \approx 0,7 \frac{\varphi_0 \omega_{\text{рез}}}{\omega_0}; \quad \Lambda \approx 2,6 \frac{\Omega}{\Delta\Omega} \left(\frac{\omega_0}{\varphi_0 \omega_{\text{рез}}} \right)^{2/3} \quad (15)$$

При очень высоких частотах, т.е. при выполнении условия:

$$\frac{\omega_0}{\varphi_0 \omega_{\text{рез}}} \ll \frac{\Delta\Omega}{\Omega} \quad (16)$$

одновременно возбуждается много мультиплелей, которые в сумме создают в сгустке возмущение типа плоской волны, характерное также для аксиально-однородного пучка (так называемая микроволновая неустойчивость), в этом случае $\Lambda \approx 1$.

В промежуточной области, где не выполняются неравенства (13) или (16), возбуждают колебания нескольких связанных мультиплелей. Численные расчеты показывают, что при повышении $\omega_{\text{рез}}$ фактор Λ убывает от значения, данного формулой (13), до микроволнового предела, примерно равного 1.

На рис. 4 показаны допустимые значения сопротивления связи в 1-м и 2-м ступенях ЛВ, вычисленные по формуле (11) в широком диапазоне частот. Следует, что в обеих ступенях наиболее критичным является режим циркуляции сгруппиро-

вального пучка при максимальной энергии ступени (600 ГэВ и 3000 ГэВ). Это связано, главным образом, с укорочением пучка в процессе ускорения. Учитывая, что

$$\frac{\Delta\Omega}{\Omega} \approx \frac{\varphi_0^2}{16} \left(1 + \frac{5}{3} \operatorname{ctg}^2 \varphi_0\right) \quad (17)$$

и используя формулу (15) для Λ , можно заключить, что в наиболее опасной зоне разделения мультиплов допустимое сопротивление связи примерно пропорционально $\varphi_0^{4/3}$. Данные, представленные на рис.4, относятся к "естественной" длине ступени: $\varphi_0 = 0,385$ в 1-й ступени и $\varphi_0 = 0,30$ в 2-й. Если фактическое значение оказывается превышает пороговое, произойдет удлинение ступени до величины:

$$\varphi_1 \approx \varphi_0 \left[\frac{R_{\text{рез}}}{(R_{\text{рез}})_{\text{порог}}} \right]^{3/4} \quad (18)$$

В настоящее время ведется исследование макетов различных элементов вакуумной камеры с целью измерения их резонансных частот и сопротивлений.

Л и т е р а т у р а

1. Lawlett L.J. - Труды 7 Международной конференции по ускорителям. Брнн, 1969, т.2, с.326.
2. Ефимов В.М., Чирков П.Н. Препринт ИВЭ 83-150, Серпухов, 1983.
3. Lawlett L.J. et al. - Rev. Sci. Instr., 1965, 36, p.436.
4. Ефимов В.М., Колосовский А.А. АЭ, 1965, 19, с.126.
5. Лебедев А.Н. АЭ, 1968, 25, с.100.
6. Secherer F.J. - CERN/SI-PR/72-5, 1972.
7. Zetter B. - CERN SPS/81-19 (DI), 1981.
8. Ефимов В.М., Мамон С.В. Препринт ИВЭ 84-28, Серпухов, 1984.
9. Secherer F.J. - IEEE Trans. Nucl. Sci., 1973, NS-20, p.625.
10. Coussard D. - CERN LABIT/RE/Int 75-2, 1975.

□

ЗАЩИТА СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО КОЛЬЦА ОТ ОБЛУЧЕНИЯ ПРИ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПОТЕРЬ ПРОТОНОВ В УНК

А.И. Дрождин, М.А. Маслов, Н.В. Мохов, К.П. Мызников, Ю.С. Недотел,
В.Н. Чепегин, С.А. Шарипов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Вследствие потерь ускоряемых протонов на элементах кольца и прямолинейных промежутках сверхпроводящие магнитные системы (СМС) УНК будут работать в полях ионизирующего излучения. Низкий уровень допустимого энерговыделения в сверхпроводящих обмотках [1,2] приводит к необходимости применять меры, снижающие уровень облучения [3]. Распределение потерь частиц по азимуту ускорителя является неоднородным, что может приводить к повышенным радиационным нагрузкам на произвольных участках ускорителя. Чтобы локализовать потери, в определенных местах на ускорителях используют специальные системы [4,5]. Для УНК разработана аналогичная система, размещаемая в первом согласованном прямолинейном промежутке (СПИ I).

Схема участка СПИ I, на котором производится локализация потерь, показана на рис.1. Поглощение теряемых частиц осуществляется отдельно в горизонтальной и вертикальной плоскостях. Перед инжекцией пучка из первой ступени во вступов включаются бамп-магниты БМВ1+БМВ5, создающие локальное искажение орбиты в вертикальной плоскости. При этом край циркулирующего пучка поддерживается вблизи соленоидной мишени М1, которая располагается на краю поглотителя пучка П1. За счет рассеяния протонов в веществе мишени происходит увеличение амплитуд бетатронных колебаний и заброс частиц на торец поглотителя.

В случае локализации потерь протонов в радиальной плоскости край циркулирующего пучка поддерживается вблизи мишени М2 бамп-магнитами БМГ1+БМГ6. На рис.1 бамп-магниты БМГ1 и БМГ2, расположенные в СПИ I перед БМВ1, не показаны. В процессе увеличения амплитуд радиальных колебаний часть пучка забрасывается в септум-магнит СМ1 системы аварийного вывода [6], что позволяет выводить из ускорителя до 75% перехваченных частиц.

Вторичные частицы, образующиеся в мишенях М1 и М2, поглотителе П1 и токовой перегородке СМ1, при попадании на следующие за ними магнитные элементы создают в них значительные уровни энерговыделения. Для обеспечения работоспособности СМС промежутка и магнитной структуры кольца [7] разработана специальная система подвальных коллиматоров-перехватчиков вторичного излучения.

Процессы взаимодействия первичного пучка протонов с элементами системы локализации потерь, образования вторичных частиц и их дальнейшая транспортировка в магнитной структуре УНК моделировались методом Монте-Карло с помощью комплекса программ *MARTUP* [8]. В расчетах принималось, что поглотители, магнитные элементы (за исключением обмоток), коллиматоры и окружающая их радиационная защита изготовлены из стали. Поперечная толщина поглотителя и коллиматоров - 5 см, защиты - до 75 см, длина поглотителей и коллиматоров - 3 м, длина защиты - 5 м.

Предварительные расчеты показали, что величина плотности энерговыделения в сверхпроводящих обмотках линз *OL* и *OL* при локализации в двух плоскостях по 1% от полной интенсивности достигает значения 50-200 мДж/г за импульс.

а в СМО участка восстановления дисперсии орбиты 20-50 мкм/г. Согласно [1,2] при адиабатическом разогреве энерговыделения, равное 3 мдж/г, приводит к разогреву обмоток на $T = 3-4$ К. Для уменьшения разогрева в систему были введены коллиматоры К1-К7 (рис.1).

Перехват вторичного излучения от мишени М1 и поглотителя П1 осуществляется следующим образом. Как и в системе, описанной в работе [3], скалярное искажение орбиты бэмпи-магнитами БМБ1-БМБ5 одновременно с наведением края пучка на мишень М1 выполняет еще одну функцию: совместно с коллиматорами К1-К3 оно обеспечивает перекрестик апертуры СМО промежутка и кольца для положительных частиц с энергией $E < 0,75\gamma_0$ всех отрицательных и нейтральных частиц (рис.1). Здесь γ_0 — энергия протонов перед входом в пучок. Аналогичную функцию при перехвате вторичных частиц, образованных на М2 и СВ1, осуществляет коллиматор К4, К5. При этом уровни энерговыделения в обмотках СМО промежутка оказываются ниже допустимых.

С помощью коллиматора К4 одновременно удается перехватить высокоэнергетический компонент излучения, образованный на М1 и П1. Принцип действия коллиматора К4 поясняет рис.2. Угловой разброс протонов с $E > 0,75\gamma_0$ за поглотителем превышает угловую расходимость протонов в пучке, а область пространства, занимаемая ими, меньше размеров пучка. После прохождения через линзу СВ1 примерно через четверть длины волны бетатронного колебания вторичные частицы и первичный протонный пучок оказываются пространственно-разделенными. Размещая в этом месте коллиматор, удается перехватить значительную часть быстрых протонов.

На рис.3 сплошной линией приведено рассчитанное распределение плотности потерь частиц в магнитной структуре второй ступени УНК за СМ1 I при локализации в двух плоскостях по 1% от полной интенсивности пучка протонов с энергией 400 ГэВ. Отметим периодическую структуру распределения. В наиболее напряженных местах линейная плотность потерь достигает уровня $\sim 3 \cdot 10^8$ протон/м, что приводит к плотности энерговыделения за импульс ~ 3 мдж/г.

Дальнейшее снижение радиационного разогрева СМО кольца осуществляется с помощью коллиматоров К6, К7. Эти коллиматоры позволяют перехватить большую часть быстрых протонов, рожденных на мишени М2 и перегородке септума СМ1. Расположение всех коллиматоров в рабочем состоянии схематически изображено на рис.1.

Результаты расчета распределения потерь после введения коллиматоров К6, К7 представлены на рис.3 заштрихованной гистограммой. Видно, что при рассматриваемой интенсивности потерь в системе уровень линейной плотности потерь частиц нигде не превышает $\sim 10^7$ протон/м. В остальной части кольца, не изображенной на рис.3, уровни потерь от исследуемых здесь источников не превосходят 10^4-10^5 протон/м, приблизительно совпадая с потерями на остаточном газе. При таких потерях радиационный разогрев обмоток СМО становится незначительным.

Таким образом, разработанные меры защиты сверхпроводящих магнитных систем второй ступени УНК позволяют обеспечить работоспособность магнитов и динз при локализации в начальный момент рабочего цикла УНК нескольких процентов проектной интенсивности.

Л и т е р а т у р а

1. М.А.Маслов, Я.В.Мохов. Препринт ИЯЭ 81-128, Серпухов, 1981.
2. M.A.Maslov, N.V.Mokhov, Particle Accelerators, 1980, v.11, p.91.
3. Л.С.Бейшев, В.И.Балбеков, А.И.Дрожжин и др. Труды УИ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, с.262, Дубна, 1983.
4. W.C.Middelkoop, B.de Raad, P.Sievers. CERN-LAB 11/87/73-1.

5. Л.А.Ким, А.А.Логинков, Э.А.Маркер и др. Труды УИ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П, с.175, Дубна, 1983г.
6. И.С.Вайнер, В.А.Васильев, Г.Г.Гуров и др. там же, т.1, с.268.
7. В.И.Валбеков, К.П.Маминков, И.С.Федотов и др. там же, т.1, с.187.
8. И.С.Вайнер, М.А.Маслов, Н.В.Мохов. там же, т.П, с.167.

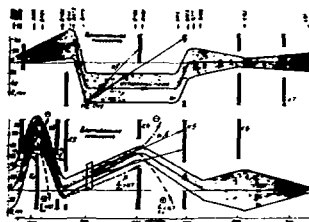


Рис.1. Схема участка локализации потерь пучка во второй ступени УНК. Стрелками показаны компоненты излучения.

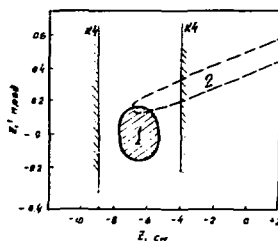


Рис.2. Циркулирующий пучок (1) и пучок высокоэнергетических протонов, рожденных на поглотителе П (2) после прохождения бамп-магнита БМБ. Вертикальные прямые - апертура коллиматора К4 на фазовой плоскости $Z-Z'$.

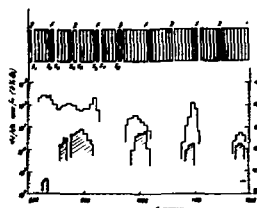


Рис.3. Распределение линейной плотности потерь протонов в участке восстановления дисперсии орбиты в регулярной части кольца. Верхняя гистограмма - без коллиматоров К6, К7. Запунктированная гистограмма - со всеми коллиматорами.

□

ТРЕБОВАНИЯ К НЕЛИНЕЙНОСТИ ПОЛЯ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ УНЧ

Б.А.Балбеков, А.И.Дроздин, Н.П.Мызников, Ю.С.Федотов, П.Н.Чирков, А.А.Языкин
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Введение

В результате макетирования была разработана серия сверхпроводящих магнитов ДБ, являющихся короткой моделью диполей II ступени УНЧ [1]. Проведены магнитные измерения центрального и краевого поля этих диполей. По этим данным проведен расчет нелинейностей магнитного поля диполей, имеющих проектную эффективную длину 5,6 м. Зависимость вертикальной компоненты поля H_z , усредненной по длине диполя, от горизонтальной координаты представляется в виде:

$$H_z(x,0) = H_0 \left\{ 1 + \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\Delta H_m}{H_0} \left(\frac{x}{r} \right)^m \right\}, \quad (1)$$

где H_0 — напряженность поля в центре диполя, $r = 30$ мм — полуширина вакуумной камеры. В табл. I содержатся значения $\frac{\Delta H_m}{H_0}$ (в единицах 10^{-4}) для поля инжекции и максимального поля.

Таблица I
Интегральные нелинейности диполей серии ДБ, приведенные к эффективной длине 5,6 м

	m	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$H_0 = 0,67$ Т	ДБ4-2	-0,8	-8,6	-1,6	3,6	2,0	16,4	2,3	-41,0	-2,5	19,6
	ДБ4-3х	0,9	-16,3	-0,7	2,6	1,7	16,3	1,4	-40,6	-3,4	19,6
	ДБ5-1	0,2	-9,3	0,7	5,6	-2,0	16,5	-2,3	-40,8	2,5	20,7
$H_0 = 5$ Т	ДБ4-2	-0,5	1,9	-0,4	2,7	0,3	22,6	0,0	-41,5	-0,2	16,7
	ДБ4-3х	1,6	-3,2	0,6	2,2	-0,1	23,7	0,0	-41,9	-0,6	16,3
	ДБ5-1	-0,7	1,2	-0,7	5,5	-0,3	22,0	0,0	-41,5	0,3	16,5

Относительно большая величина нелинейностей 6,8 и 10 степеней объясняется особенностями конструкции обмотки. При инжекции возникает также значительная нелинейность 2 степени, обусловленная незатулащившими вихревыми токами в сверхпроводящих нитях. Прочие нелинейности связаны с ошибками изготовления. В настоящей работе обсуждаются некоторые аспекты влияния этих нелинейностей на бетатронное движение при ускорении и медленном выводе.

Расчетные значения бетатронных частот в УНЧ равны ~36,7 без учета набега фазы колебаний в специальных участках магнитной структуры, кратного 2π [2]. Основанием для такого выбора послужили следующие соображения: а) в ближайшей окрестности указанной рабочей точки отсутствуют резонансы ниже 7 порядка; б) близость Q_x к резонансному значению 36,7 удобна для медленного вывода час-

тиц (рис.1). Следовательно, при анализе бетатронного движения в первую очередь необходимо принимать во внимание резонансы 3 и 4 порядков. При медленном выводе следует учитывать также разностные резонансы $nQ_x - lQ_y = 0$, где $l = 1, 2, \dots$

Исследования, подробности которых приводятся ниже, показывают недопустимость приближения бетатронных частот при инжекции и ускорении к линиям резонансов 3 и 4 порядков на расстояния, меньшие чем $\sim 0,04$ и $\sim 0,01$ соответственно. Следовательно, полный разброс частот в пучке может равняться $\sim 0,03$. На рис.1 область допустимых значений бетатронных частот ограничена пунктирным квадратом.

Влияние систематических возмущений магнитного поля

Систематические возмущения градиента приводят к сдвигу частот, одинаковому у всех частиц пучка: $|\Delta Q_{x,y}| \approx 10^3 \left| \frac{\Delta H_z}{H_0} \right|$. Из табл.1 следует, что $\left| \frac{\Delta H_z}{H_0} \right| \leq 1 \cdot 10^{-4}$, т.е. $|\Delta Q| \leq 0,1$. Такой сдвиг легко компенсируется системой коррекции бетатронных частот, состоящей из двух групп квадрупольных корректоров, расположенных вблизи F и D линз всех 160 нормальных периодов ускорителя.

Систематическая нелинейность степени $m \geq 2$ вызывает разброс частот

$$\delta Q^{(m)} = f_m \left| \frac{\Delta H_m}{H_0} \right| \quad (2)$$

Значения коэффициентов f_m зависят от импульсного разброса и экзистансов пучка. Они уменьшаются с ростом энергии из-за адиабатического затухания и, следовательно, максимальны при инжекции ($\frac{\Delta P}{P} = \pm 0,001$ и $\Delta \epsilon_{x,y} = 1$ мм·мрад). Соответствующие значения f_m приведены в табл.2. Искажения скорректированной замкнутой орбиты, которые в рабочем режиме не должны превышать 3-4 мм, практически не влияют на величину $f_m/3$.

Т а б л и ц а 2

Допуски на нелинейности диполей и разброс бетатронных частот при инжекции во II ступень УНД

m	2	3	4	5	6	7	8	9	10
f_m	222	160	35,4	10,3	4,91	1,40	0,67	0,14	0,10
$\frac{\Delta H_m}{H_0} \times 10^4$	± 10	± 1	± 3	± 1	± 3	± 1	-40	± 1	± 0
$\delta Q^{(m)} \times 10^6$	22,2	1,6	1,1	0,1	1,2	0,0	0,3	0,0	0,0

В табл.2 указаны измеренные значения тех нелинейностей, которые определяются конструкцией диполя ($m = 2, 6, 6, 10$). Для прочих нелинейностей, возникающих из-за ошибок изготовления, дана допустимая величина, установленная с учетом данных магнитных измерений и их возможной погрешности. В последней строке этой таблицы приведены значения разбросов бетатронных частот, вносимые такими нелинейностями.

Квадратичная нелинейность вызывает недопустимо большой разброс бетатронных частот при инжекции. Для его компенсации предусмотрена система коррекции, состоящая из двух групп секступольных корректоров, размещенных вблизи F- и D-линз всех нормальных периодов. Сила корректоров достаточна для полной компенсации разброса частот, вызываемого квадратичной нелинейностью диполей, а также для подавления линейной хроматичности. Во избежание перегрузки этой системы квадратичная нелинейность диполей при $H_0 \geq 3$ т должна быть

не более $2 \cdot 10^{-4}$, что не противоречит данным магнитных измерений.

Как следует из табл.2, разброс частот, вносимый кубической нелинейностью диполей $|\frac{\Delta H_2}{H_0}| = 1 \cdot 10^{-4}$, может составить значительную часть полного разброса. Для его уменьшения предусмотрена система коррекции, которая имеет 4 периода с 3 независимыми группами октупольных корректоров и размещена в согласованных прямолинейных промежутках и примыкающих к ним участках подавления - восстановления дисперсии. Такая система может не только компенсировать естественную кубическую нелинейность, но и позволит независимо регулировать разброс частот X - и Z - колебаний.

Таким образом, с учетом действия систем коррекции можно принять, что полный разброс бетатронных частот при инжекции и ускорении будет обусловлен нелинейностями 4-10 степеней.

На рис.1 отмечена область А, в которой распределятся бетатронные частоты пучка при инжекции под влиянием четных нелинейностей 6,8 и т.д. степеней $^{3/4}$. Размер этой области значительно меньше допустимого. Указанные в табл.1 нелинейности 2,7 и т.д. степеней вносят пренебрежимо малый разброс частот. Отсюда следует, что для нелинейности 4 степени можно считать допустимой величину $\sim 3 \cdot 10^{-4}$. Сопоставление с результатами магнитных измерений показывает, что нет необходимости корректировать эту нелинейность.

Рассмотрим влияние краевых нелинейностей низших степеней, измерения величин которых для диполей серии ДБ приведены в табл.3 (интегрирование ведется по одному из краев магнита $^{1/4}$).

Т а б л и ц а 3
краевые нелинейности диполей серии ДБ

	$\int_{\Delta s} \frac{\Delta H_2}{H_0} ds, \text{ м}$	$\int_{\Delta s} \frac{\Delta H_4}{H_0} ds, \text{ м}$
ДБ4-2	$-3,6 \cdot 10^{-4}$	$-2,0 \cdot 10^{-4}$
ДБ4-3к	$-5,1 \cdot 10^{-4}$	$-1,4 \cdot 10^{-4}$
ДБ5-1	$-3,7 \cdot 10^{-4}$	$-1,7 \cdot 10^{-4}$

Из-за того, что ось диполя УН1 прямолинейна, а равновесная орбита в нем изогнута по окружности, краевая нелинейность m степени производит такое же действие, как интегральная нелинейность $(m-1)$ степени $^{1/4}$. Средние краевые нелинейности 2 и 4 степеней, указанные в табл.3, эквивалентны пренебрежимо малым средним нелинейностям диполей: $\frac{\Delta H_2}{H_0} = 2 \cdot 10^{-5}$ и $\frac{\Delta H_4}{H_0} = 1 \cdot 10^{-5}$. Этого удалось достичь благодаря специальной раскладке витков обмотки на концах диполей $^{1/4}$.

При медленном выводе зависимость частоты горизонтальных бетатронных колебаний от их амплитуды может привести к нелинейному искажению фазового объема выведенного пучка и увеличению его размеров. Для нелинейностей, указанных в табл.2, увеличение размеров пучка имеет допустимую величину $\sim 10\%$ при условии компенсации кубической нелинейности.

Влияние резонансов

Систематические нелинейности диполей, расположенных в нерегулярных частях магнитной структуры, возбуждают структурные резонансы $^{1/4}$. Наиболее сильных из них $3Q_0 = 110$ имеет при инжекции полуширину $\delta_p \approx 1,2 |\frac{\Delta H_2}{H_0}|$, где δ_p - рас-

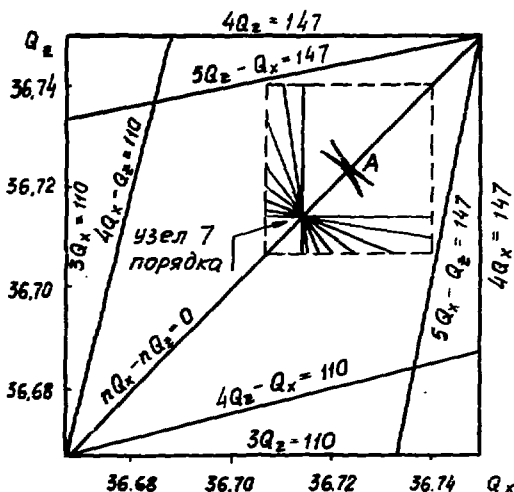


Рис.1. Рабочая клетка бетатронных частот 2-й ступени УНК

стройка, при которой движение частиц с максимальными амплитудами становится неустойчивым. Поскольку фактическая расстройка $|\delta| \gg \delta_p$, увеличение эмиттанса равно $\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \approx 0,66 \frac{\delta_p}{|\delta|}$. При инжекции $|\frac{\Delta H_z}{H_0}| \approx 1 \cdot 10^{-3}$, поэтому $\delta_p \approx 1,2 \cdot 10^{-3}$, что дает $\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \approx 2\%$ при $|\delta| = 0,04$. Такое увеличение эмиттанса практически неустойчиво.

При достаточном удалении рабочей точки от узла резонансов n порядка $|\delta| = |Q - \frac{k}{n}| \gg \delta_p$, увеличение эмиттансов пучка не превосходит величин

$$\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \leq \frac{g_n \sigma_n}{|\delta|}, \quad (3)$$

где σ_n — дисперсия нелинейности n степени. Значения коэффициентов g_n для нормальных и косых нелинейностей приблизительно одинаковы, и для существенных резонансов при инжекции равны: $g_2 \approx 100$, $g_3 \approx 11$, $g_4 \approx 1,5$. Сопоставляя наши данные с параметрами диполей FNAL/3, можно дать следующие оценки ожидаемых разбросов нелинейностей: $\sigma_2 \approx 1 \cdot 10^{-4}$, $\sigma_n \approx 2 \cdot 10^{-4}$ для всех $n \geq 2$, кроме нормальной квадратичной нелинейности, для которой $\sigma_2 \approx 5 \cdot 10^{-4}$. При таких допусках основной вклад в $\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}}$ будут давать ближайшие узлы резонансов 2,3 и 4 порядков. Выбирая рабочую область в соответствии с рис.1 и определяя минимальные расстройки относительно этих узлов, получим соответственно 0,2, 0,04 и 0,01. Соответствующие биения эмиттанса составят $\sim 7\%$, $\sim 1\%$ и $\sim 4\%$, а суммарное увеличение размеров пучка не превышает 1 мм.

Как видно из рис.1, рабочие точки некоторых частиц могут оказаться внутри резонансных полос 7-го порядка. При этом формула (3) непригодна. Увеличение эмиттанса пучка необходимо оценивать с учетом нелинейного разброса бетатрон-

них частот δQ . Если этот разброс создается за счет кубической нелинейности магнитного поля, относительное увеличение эмиттанса при инжекции имеет вид:

$$\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \approx 0,2 \sqrt{\frac{\sigma_x}{\delta Q}}. \quad (4)$$

Таким образом, ограничение $\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} < 0\%$ при $\sigma_x = 2 \cdot 10^{-4}$ требует $\delta Q \geq 0,003$. Такой разброс частот укладывается в допуск, и при необходимости может быть создан системой октупольной коррекции.

Резонансная раскачка горизонтальных бетатронных колебаний при медленном выводе может сопровождаться увеличением вертикального размера пучка за счет резонансов связи $nQ_x - mQ_y = 0$ и $2Q_x + Q_y = 110$. Система возбуждения резонансной гармоники нелинейности сконструирована так, что не возбуждает резонанс $2Q_x + Q_y = 110$. Численный анализ показал, что резонансы, возбуждаемые случайными нелинейностями с указанными выше разбросами, практически не опасны, если частота вертикальных колебаний лежит в диапазоне: $35,72 < Q_y < 35,74$. При этом вертикальный размер пучка возрастает не более, чем на 10%. Линейный резонанс связи будет подавлен с помощью специальной системы коррекции, размещенной в согласованных приколинейных промежутках.

Л и т е р а т у р а

1. Агеев А.И. и др. Моделирование сверхпроводящих дипольных магнитов ИИВ. доклад на настоящем совещании, т.1, в.335.
2. Балбеков Б.И. и др. Труды 6 Всесоюзного совещания по ускорителям, т.1, с.107, Мубна, 1983.
3. Балбеков Б.И., Чирков П.Н. Препринт ИИВ 83-100, Серпухов, 1983.
4. Балбеков Б.И., Чирков П.Н. Препринт ИИВ, 84-103, Серпухов, 1984.
5. Edwards H. Proc. XII Intern. Conf. on High Energy Accel., Fermilab, 1983, p.1.

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ПОТЕРЬ В СП КАБЕЛЕ МАГНИТОВ УНК

М.П.Дмитревский, А.В.Злобин, А.И.Никулин, В.И.Луцкий

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В качестве токонесущего элемента моделей сверхпроводящих (СП) магнитов УНК выбран плоский транспонированный СП кабель резерфордовского типа, состоящий из 23 жил диаметром 0,85 мм, содержащий 2970 твистированных ниобий-титановых нитей ϕ 10 мкм в медной матрице [1]. Исследовались образцы кабелей с различными конструктивными и технологическими решениями: по покрытию жил, кату твиста СП нитей, отрицательному направлению твистирования и транспонирования. Данные по образцам представлены в таблице.

Т а б л и ц а
Основные характеристики образцов

Номер образца	Покрытие жил	Шаг транспонирования жил, мм	Шаг и относительн. направление твиста ^{*)} , мм	Коэффициент зап. жил сверхпроводником	Термообработка пакетного образца		
					температура, °C	время, час	давление, МПа
1А	оксид		- 38				
1Б	оксид	71	+ 23	0,43	150	5	60
1В	Sn+5%Ag		- 38				
1Г	Sn+5%Ag		+ 23				
2А	оксид		+ 7,3				
2Б	оксид	71	- 8,3	0,40	150	5	60
2В	Sn+5%Ag		+ 7,3				
2Г	Sn+5%Ag		- 8,3				
3А	оксид		- 9,6		150	5	
3Б	оксид	71	- 9,6	0,42	150	5	60
3В	"		- 9,6		170	5	
3Г	"		- 9,6		200+170	0,1+5	

Исследовалось влияние на величину динамических потерь в кабеле указанных параметров, а также давления и температуры при формировании обмотки магнитов и предварительной нагрузки при бандажировании. Измерения потерь проводились при температуре кипения жидкого гелия в однородном магнитном поле, циклически изменяющемся с различными скоростями нарастания в интервале 0,02-0,6 Тл/с

*) "+" - одинаковое направление твиста и транспонирования,
"- " - противоположное;

нк) чередование луженых и оксидированных жил.

с амплитудой от 0,5 Тл до 5 Тл по методике [2]. Измерялись также критические токи жил, извлеченных из кабеля, продольное и поперечное сопротивление матрицы жил, поперечное сопротивление кабеля [3]. Применение указанной совокупности методов позволяло разделить и исследовать в отдельности все составляющие потерь в кабеле в зависимости от изменения характерных параметров.

Гистерезисные потери определялись путем экстраполяции зависимости полных потерь от скорости изменения индукции магнитного поля к $\dot{B}=0$. На рис.1 представлены результаты измерения гистерезисных потерь W_g в единице объема кабеля в треугольном цикле в зависимости от амплитуды магнитного поля B_{max} . Точность определения гистерезисных потерь, составляющая примерно 10%, объясняется считать их практически одинаковыми во всех образцах. В пределах указанной точности нет заметного влияния на величину гистерезисных потерь конструкции и технологии изготовления СП кабеля, т.е. вида резистивного покрытия жил, относительного направления тапирования и транспонирования, а также предварительного нагружения. Из величины гистерезисной намагнитичности образцов в поле 5 Тл, были вычислены значения критической плотности токов $j_{cn}(5\text{ Тл})$, которые совпали с данными измерениями и составили для образцов 1А-Г - $(1,8 \pm 0,2) \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$, 2А-Г - $(2,2 \pm 0,2) \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$, 3А-Г - $(1,9 \pm 0,2) \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$.

Вихревые потери в матрице СП жил исследовались на образцах с оксидированными жилами. Такие образцы не нагружались во время измерений, что в совокупности с высокорезистивным оксидным покрытием обеспечивало отсутствие вихревых токов, перетекающих между жилами. На рис.2 представлены вихревые потери в жилах в оксидированных образцах в зависимости от величины и направления твиста относительно транспонирования в цикле с $\dot{B}=0,1 \text{ Тл/с}$, $B_{max}=2,64 \text{ Тл}$. Видно, что точки, соответствующие образцам 1А и 1Б, 2А и 2Б, 3А, принадлежат одной параболе, проходящей через начало координат и симметричной относительно оси ординат. Определенные из приведенных данных усредненные за цикл величины эффективного удельного поперечного сопротивления у всех образцов составляют примерно $3 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Измеренное прямым методом удельное продольное сопротивление матрицы после термообработки при спекании составило в образцах 2А, 2Б - $2,8 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}\cdot\text{м}$, 1А, 1Б - $2 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}\cdot\text{м}$, 3А - $3 \cdot 10^{-10} \text{ Ом}\cdot\text{м}$. Как видно из сравнения результатов на рисунках 1 и 2, при достаточно низкой величине сопротивления медной матрицы в измеренных образцах при шаге твиста $\approx 8 \text{ мм}$ вихревые потери в жилах уже пренебрежимо малы по сравнению с гистерезисными.

Измерения дополнительных вихревых потерь, связанных с перетеканием вихревых токов между жилами, и поперечного сопротивления кабелей проводились при давлениях на образцах примерно 40-60 МПа, близких к давлениям в магнитах, создаваемым при баллажировании обмотки. На рис.3 представлены графики зависимости дополнительных вихревых потерь в единице объема кабеля от скорости изменения индукции магнитного поля в цикле с амплитудой 2,64 Тл. Из сравнения результатов, полученных на образцах 1Б, 1Г и 2Б, 2Г с луженым сплавом $\text{Sn}-5\% \text{ Ag}$ жилами, следует, что дополнительные вихревые потери в кабеле возрастают с ростом шага твиста СП житей. В образцах с малым шагом твиста дополнительные вихревые потери определяются только поперечным сопротивлением кабеля. Увеличение поперечного сопротивления кабеля путем чередования луженых и оксидированных жил в образцах 3Б, 3В, 3Г приводит к заметному (более чем в 2 раза) снижению дополнительных вихревых потерь. При этом было обнаружено, что результат зависит от температуры при спекании образцов. На образцах с чередующимися лужеными сплавами $\text{Sn}-5\% \text{ Ag}$ и оксидированными жилами

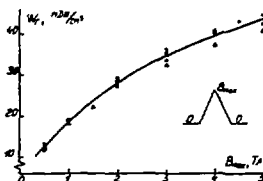


Рис.1. Гистерезисные потери за цикл в единице объема СИ кабеля в зависимости от амплитуды магнитного поля: \circ - 2Б, 2Г; \bullet - 2А, 2В; Δ - 3А-3Г; $+$ - 1А, 1В; \times - 1Б, 1Г.

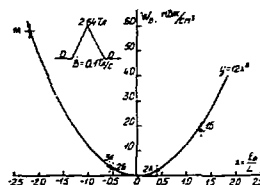


Рис.2. Вихревые потери за цикл в единице объема кабеля с оксидированными жилами в зависимости от относительной величины и направления магн. тмиста.

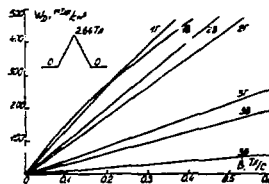


Рис.3. Графики зависимости дополнительных вихревых потерь в единице объема кабеля за цикл от скорости изменения индукции магнитного поля.

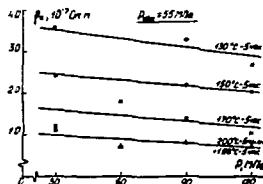


Рис.4. Поперечное сопротивление СИ кабеля с чередующимися луженым сплавом Sn-5%Ag и оксидированными жилами в зависимости от давления во время спекания пакетного образца при различных температурах спекания.

были проведены исследования влияния давления и температуры при спекании на величину поперечного сопротивления кабеля. Интервал температур был выбран таким образом, что нижняя граница соответствует минимально возможным температурам, обеспечивающим спекание кусков кабеля в пакете, верхняя граница находится в области плавления сплава $S_{n-5\%Ag}$. Выбранные давления соответствуют возможным давлениям при формировании обмотки магнитов. Полученные результаты представлены на рис.4. Из них видно, что с повышением температуры спекания поперечное сопротивление кабеля заметно снижается. Небольшое снижение поперечного сопротивления происходит также с ростом давления при формировании пакета.

Из рассмотрения результатов, приведенных на рисунках 3 и 1, следует, что в цикле с амплитудой 2,64 Тл и скоростью нарастания индукции магнитного поля $\dot{B}=C, I+C, 2$ Тл/с дополнительные вихревые потери в кабеле с лужеными тапсированными с шагом $6+9$ мм жилами составляют $100-200$ мДж/см³, что существенно превышает гистерезисные потери, которые в указанном цикле равны $30-35$ мДж/см³. В кабеле с чередующимися лужеными и окислярованными жилами дополнительные вихревые потери заметно меньше, и при термообработке с температурой не выше $150^{\circ}C$ в рассматриваемом цикле могут быть снижены до уровня гистерезисных.

На основе полученных экспериментальных данных проведены оценки динамических потерь в СИ диклозе УНК в трапециевидном цикле $600A-6000A-600A$ со скоростью изменения тока 130 А/с в течение 40 с и плато при 6000 А длительностью 40 с. Согласно этим оценкам, учитывая распределение магнитного поля в обмотке, уровень тепловыделений на метр длины магнита в токонесущем элементе составит примерно 130 Дж/м·цикл, при этом около 100 Дж/м·цикл из них дадут гистерезисные потери. Средняя нагрузка на криогенную систему при этом не превышает $1,1$ Вт/м, что близко к допустимой величине.

Л и т е р а т у р а

1. Андреев Н.И. и др. Препринт ИЯЭ 83-121, Серпухов, 1983.
2. Димитревский Ю.П. и др. Препринт ИЯЭ 83-19, Серпухов, 1983.
3. Злобин А.В., Зиндерлейн Г. Препринт ИЯЭ 81-57, Серпухов, 1981.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОДЕЛИ КРИОГЕННОГО МОДУЛЯ

А.И.Агеев, С.И.Ситченко, М.В.Левин, С.Н.Логачев, А.Н.Самичев

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В Институте физики высоких энергий создан стенд для испытаний полномасштабных сверхпроводящих магнитов УНК в прокачном режиме охлаждения. Система криогенного обеспечения (СКО) стенда (рис.1) включает в себя рефрижератор с обратным потоком (сателлит 1) производительностью 400 Вт; прокачной криостат 3 со сверхпроводящим магнитом; охладитель (в схеме не показан), в качестве которого используется криогенная гелиевая установка КТУ-500/4,5-140 производительностью 140 л/час [1]. Как по составу оборудования, так и по схемному решению СКО стенда аналогична криогенному модулю СКО УНК [2], который состоит из охладителя производительностью 1000 л/час; сателлита холодопроизводительностью 2100 Вт при $T=4,1$ К; цепочки из 105 магнитов. Так как сателлит СКО стенда имеет меньшую холодопроизводительность, чем сателлит криогенного модуля СКО УНК, в СКО стенда включен циркуляционный блок 2, предназначенный для создания на стенде условий криостатирования магнита, тождественных условиям криостатирования цепочки магнитов УНК, а именно: расход потока однофазного гелия до 120 г/с при $T=4,1$ К. Это достигается применением в блоке двух эжекторов: эжектора 31 для повышения расхода однофазного потока и эжектора 32 для снижения температуры однофазного потока. Эксперименты показали, что блок обеспечивает расход 100 г/с при температуре входа в магнит 4,0 К.

СКО стенда позволяет производить захламление и отогрев СП-магнита с заданным градиентом температур на входе и выходе из магнита. При градиенте $\Delta T=60$ К время захламления полномасштабного магнита не более 10 часов.

К моменту создания СКО стенда практически не вышло экспериментальных данных по сателлитному рефрижератору. Поэтому на данном этапе исследования модели криогенного модуля было проведено исследование сателлита. Основным элементом сателлита являются витые кожухотрубные теплообменники, выполненные из медных трубок $\varnothing 30,35$, "оребренных" проволокой $\varnothing 0,5$ мм, изготовленные по аналогии с теплообменниками установки КТУ-500/4,5-140 на предприятии-изготовителе этой установки. При расчете поверхности теплообмена использовались следующие исходные данные: минимальная разница температур $\Delta T=0,2$ К [3], расход прямого потока $G = 35$ г/с, давление прямого потока $p_m=1,6+2,2$ МПа, давление обратного потока $p_n=0,105+0,125$ МПа, относительная добавка жидкого гелия $\chi = 0,05$. Для этих условий с учетом гарантированного запаса были изготовлены теплообменники с общей поверхностью 141 м^2 . Число единиц переноса такого теплообменника составляет $NTU=210$.

Для сателлита с данным теплообменником при $G = 35$ г/с и $p_m=1,6$ МПа с использованием методики [4] была найдена расчетная зависимость удельной холодопроизводительности q_0 от относительной добавки жидкого гелия χ (кривая 1, рис.2). Однако, как следует из рис.2, экспериментальные значения q_0 значительно меньше расчетных при одинаковых значениях χ . Экспериментальные значения $q_0=f(\chi)$ находятся между кривыми 2 и 3, полученными расчетным путем для сателлита с теплообменниками, NTU которых соответственно 95 и 66, хотя теплообменник сателлита создан с $NTU=210$.

Расхождение экспериментальных и расчетных характеристик $q_o = f(x)$ можно объяснить влиянием на работу теплообменников следующих вторичных факторов, не учитываемых в методике [4]: технологические факторы, например, неравномерность распределения обратного потока по сечению теплообменника; теплоприток из окружающей среды; осевая теплопроводность насаски теплообменника.

Для любого кожухотрубного теплообменника, даже выполненного с нарушениями технологического процесса изготовления, верны следующие соотношения:

$$K \sim (G)^{0.8} \quad NTU = \frac{\bar{K} \cdot F}{\bar{C}_p \cdot G} \quad (1)$$

где: \bar{K} - среднестатистический коэффициент теплопроводности; G - расход потока; F - реальная поверхность теплообмена; \bar{C}_p - среднестатистическая теплоемкость потока. Из выражения (1) следует:

$$NTU_2 = NTU_1 \left(\frac{G_1}{G_2} \right)^{0.8} \quad (2)$$

т.е. снижение расхода сжатого гелия через теплообменник при наличии только вторичных технологических факторов должно привести к увеличению NTU , а следовательно, и к увеличению q_o при одних и тех же значениях X . Однако экспериментальные значения q_o , полученные при $G = 17,5$ г/с, значительно ниже соответствующих значений q_o при $G = 35$ г/с (рис.2). Это показывает, что только лишь одними технологическими факторами нельзя объяснить имеющиеся большое несоответствие между расчетной и экспериментальной зависимостями $q_o = f(x)$.

На спутнике были приняты специальные мероприятия по снижению теплопритока из окружающей среды, среди которых: колонна теплообменников изолирована металлизированным лавсаном; кожух блока теплообменников выполнен по типу сосуда Дьюара с высоковакуумной суперизоляцией; пространство, где находятся теплообменники, было откачано до вакуума $1 \cdot 10^{-4}$ мм рт.ст. Обработка экспериментальных результатов показала, что реальный теплоприток из окружающей среды не может привести к получению расхождения между расчетными и экспериментальными значениями $q_o = f(x)$.

На рис.3 приведены расчетные зависимости температурного к.п.д. ε от X для теплообменников гелиевого спутника с различными значениями NTU . Из графиков следует, что наличие добавки X позволяет достичь температурного к.п.д., близкого к единице, вне зависимости от того, какое значение NTU имеет теплообменник. Естественно, что чем ниже NTU , тем больше требуется жидкого гелия для добавочного потока (растет X) и тем ниже эффективность спутника. Но для любого значения NTU полезная холодопроизводительность гелиевого спутника может быть достигнута только при $\varepsilon > 0,99$, а максимальные значения холодопроизводительности обеспечиваются такими значениями X , которым соответствует величина $\varepsilon > 0,999$. Как следует из [5] и других источников, влияние осевой теплопроводности на эффективность теплообменников особенно велико при высоком температурном к.п.д. последних, и в этом случае полезный эффект спутника может значительно уменьшаться. Таким образом, влияние осевой теплопроводности необходимо учитывать при конструировании и создании гелиевых спутниковых рефрижераторов, и с этой целью необходимо дальнейшее изучение этого фактора.

Основные результаты и выводы

1. Создан стенд для исследования полномасштабных СП-магнитов в прокачном режиме охлаждения, позволяющий с относительно небольшой мощностью рефрижератора $Q = 400$ Вт обеспечить циркуляцию хладагента по каналам СП-магнита в количестве 100 г/с при температуре на входе в магнит 4,0 К.

2. СКО прокачного стенда как по схемному решению, так и составу оборудова-



Рис.1. Схема модели криогенного модуля УНК.

1 - спутниковый рефрижератор, 2 - циркуляционный блок, 3 - прочный криостат со сверхпроводящим магнитом.

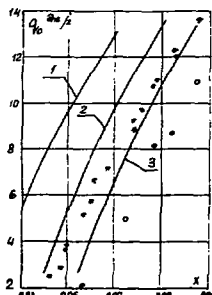


Рис.2. Зависимости удельной холодопроизводительности q_0 от относительной добавки жидкого гелия X .

1 - Расчетная зависимость q_0 от X для рефрижератора с реальной конструкцией теплообменника с $NTU = 210$. 2,3 - Расчетные зависимости q_0 от X для рефрижератора с теплообменниками, NTU которых 95 и 66 соответственно.

• - Экспериментальная зависимость q_0 от X при $G = 35$ г/с и $p_m = 1,6$ МПа. ○ - Экспериментальная зависимость q_0 от X при $G = 17,5$ г/с и $p_m = 1,6$ МПа.

ния аналогична криогенному модулю УНК, что позволяет провести исследования основных элементов модуля с целью выдачи рекомендаций на проектирование оборудования криогенного модуля УНК.

3. Исследования спутникового рефрижератора показали значительное расхождение расчета с экспериментом, что объясняется влиянием вторичных факторов на работу теплообменника.

4. Показано, что теплообменник спутника имеет высокий температурный к.п.д., и в этих условиях необходимо учитывать влияние осевой теплопроводности при проектировании теплообменников.

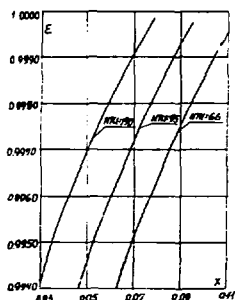


Рис.3. Расчетные зависимости температурного к.п.д. теплообменников с различным значением NTU .

Л и т е р а т у р а

1. Пронько В.Г. и др. Криогенная гелиевая установка КГУ-500/4,5-140. Учен. и нефт. машиностроение: Реферативный сборник ЦИНИ химнефтемаш. М., 1982, №2, с.32.
2. Агеев А.И. и др. Система криогенного обеспечения ускорительно-накопительного комплекса. Труды УИ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, октябрь 1980 г., том I, Дубна, 1981, с.115-120.
3. Агеев А.И., Шамичев А.Н. Термодинамический анализ рефрижераторного цикла с избыточным обратным потоком. Препринт ИЯЭ 82-159, Серпухов, 1982.
4. РИМ 26-04-82-76. Теплообменники венте криогенных систем. Тепловой, гидравлический и конструктивный расчет. Учен. и нефт. машиностроение. ЦИНИ химнефтемаш №4, 1977, с.24.
5. Kroeger R.G. Performance Deterioration High Effectiveness Heat Exchangers to Axial Conduction Effects. Advances Cryog. Eng. New York, 1967, v.12, p.363-372.

СТАНЦИЯ ПЕРЕГРУППИРОВКИ ПУЧКА ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА У-70 НА ЧАСТОТУ УСКОРЯЮЩЕГО ПОЛЯ УНК

В.А.Васильев, Г.Г.Гуров, А.Д.Маловицкий, К.П.Мазников, В.В.Поляков,
И.И.Сухомин, Б.К.Шембаль

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Н.И.Балазанин, Н.Б.Рубин, В.П.Сарапцев, Г.И.Сидоров

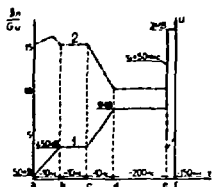
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В соответствии с программой подготовки Серпуховского протонного синхротрона (У-70) к работе в качестве инжектора в УНК^{1/1}, на У-70 создается станция перегруппировки пучка с частоты 6 МГц на частоту ускоряющего поля УНК 200 МГц (СНП).

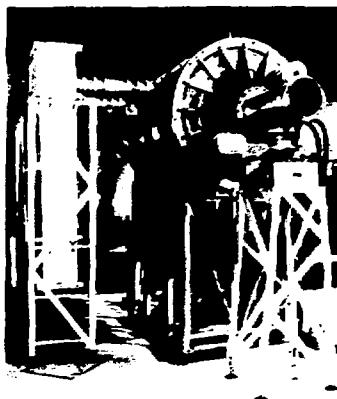
Процесс перегруппировки происходит при энергии 69,6 ГэВ, близкой к конечной (70 ГэВ), и состоит из нескольких этапов, включающих адиабатический захват предварительно разгруппированного пучка, медленное доускорение и отсечение незахваченных частиц, сокращение фазовой протяженности сгустков с целью согласования их формы на фазовой плоскости с фазовыми траекториями ускоряющего напряжения УНК. На рис.1 (кривая 1) приведена диаграмма изменения амплитуды эффективного ускоряющего напряжения, обеспечивающего заданный режим перегруппировки^{2/2}. Из диаграммы видно, что цикл работы СНП состоит из двух существенно различных режимов: квазиперерывного (α -с) длительностью 0,2-0,3 с с максимальной амплитудой ускоряющего напряжения 1 МВ и импульсного (ϵ -с), длительностью ~150 мкс с напряжением 3 МВ. Поэтому система ВЧ питания станции разбита на две части, и эти режимы осуществляются с помощью разных ВЧ генераторов.

Далее доклад посвящен описанию аппаратуры первой очереди СНП, обеспечивающей квазиперерывный режим. Кроме своей основной задачи - подготовки пучка У-70 к переводу в УНК - создание первой очереди СНП дает возможность провести практическую проверку при работе с пучком основных решений, задаваемых в проект ВЧ системы УНК^{3/3}, исследовать устойчивость продольного движения пучка, сгруппированного на частоте 200 МГц, управлять фазовым объемом сгустков для борьбы с продольными неустойчивостями пучка, улучшить качество пучка при медленном выводе и решить ряд других задач по аналогии с тем, как это сделано на ускорителе PS в ЦЕРНе^{4/4}.

В СНП применена резонантная ускоряющая система с мостовым питанием резонаторов, аналогичная модулю ускоряющей системы, разрабатываемой для УНК^{5/5}. В ней используются неперестраиваемые цилиндрические резонаторы кардасной конструкции, работающие на E_{010} моде колебаний. Пара резонаторов размещена по орбите ускорителя на расстоянии $3/4$ длины волны ускоряющего ВЧ поля и питается от ВЧ генератора через квадратный мост деления мощности по коаксиальным линиям связи. К одному из плеч моста присоединена согласованная балластная нагрузка. Такая система обладает постоянством входного сопротивления для источника ВЧ мощности в условиях изменяющейся нагрузки пучком. Это позволяет внести ВЧ генератор в обслуживаемое помещение и передавать ВЧ-мощность к ускоряющей системе по длинной фидерной линии.



Р и с. 1. Диаграммы изменения по циклу работы СПП; 1 – эффективного ускоряющего напряжения; 2 – реактивной проводимости, вносимой в резонатор пучком B_{II} , в долях шунтовой проводимости $G_{ш}$.



Р и с. 2. Общий вид ускоряющей системы СПП.



Р и с. 3. Оборудование ВЧ генератора в процессе монтажа.

Процесс перегрупуировки происходит при синхронной фазе, равной или близкой к 90° , поэтому пучок вносит в резонаторы, в основном, реактивную компоненту проводимости B_p , т.е. расстраивает их. Величина этой расстройки сильно меняется в процессе перегрупуировки из-за изменения первой гармоники тока пучка и ВЧ напряжения на резонаторах. График B_p , нормированной на пунтовую проводимость резонатора G_p , представлен кривой 2 на рис.1. В этих условиях неперестраиваемые по частоте резонаторы СШП в принципе могут быть согласованы с питающими линиями лишь в одной точке цикла перегрупуировки, и параметры настройки ускоряющей системы оптимизируются по минимуму требуемой ВЧ мощности с учетом ее изменения по циклу $\sqrt{6}$. Эта мощность составляет около $100 \text{ кВт}^{1/2}$ при номинальном токе пучка $I,6 \text{ А}$, соответствующем проектной интенсивности У-70 с бустером - $5 \cdot 10^{13}$ прот/цикл.

Эффективный пунтовый импеданс связи ускоряющей системы с пучком ($R_{\text{п}}^2$) на ее основной частоте составляет около 2 МОм , что вдвое меньше допустимой величины с точки зрения устойчивости продольного движения пучка на частоте 200 МГц . Однако эта величина примерно в 20 раз превышает допустимый импеданс для основного режима ускорения в У-70 (на частоте 6 МГц). Поэтому резонаторы СШП снабжены специальными коммутируемыми демпферами основного колебания (для частоты 200 МГц), обеспечивающими снижение $R_{\text{п}}^2$ примерно в 25 раз на время ускорения пучка в У-70 и практически не гасящими резонаторы при перегрупуировке. Для предотвращения неустойчивостей на высших модах (выше 200 МГц) в резонаторах использованы демпферы колебаний высших мод, разработанные для ускоряющего модуля УНК $\sqrt{6}$. Они обеспечивают снижение импедансов связи с пучком ускоряющей системы СШП до уровня, примерно в 20 раз меньшего допустимой величины.

Постоянство входного сопротивления мостовой ускоряющей системы позволило отказаться от разработки специального мощного ВЧ генератора и построить систему ВЧ питания на базе выпускаемых промышленностью оконечных каскадов типовых телевизионной станции ТВ-50/15-III мощностью $25 \text{ кВт}^{1/2}$. Для получения мощности 100 кВт использовано четыре таких каскада. Их мощности складываются сначала в двух квадратурных мостах на связанных линиях и затем в волноводном мосте. Предварительный ВЧ тракт изготовлен на базе полуконспекта передатчика изображения указанной станции. Программирование амплитуды и частоты ускоряющего напряжения и синхронизация работы СШП с циклом ускорения У-70 осуществляется системой маломощной электроники, включающей задающий генератор, систему обратной связи по пучку и систему синхронизации. Структурная схема построения системы ВЧ питания во многом совпадает со схемой, принятой для ВЧ системы УНК $\sqrt{3}$.

Поскольку в УНК для передачи ВЧ мощности к ускоряющей системе предполагается использовать волноводный фидер, то в СШП принято аналогичное решение с целью получения практического опыта по изготовлению, монтажу и эксплуатации таких систем. Поперечные внутренние размеры волновода $86 \times 300 \text{ мм}$. Фидер составлен из типовых прямолинейных секций длиной от $0,5$ до 2 м , угловых поворотов в Е и Н плоскостях и коротких (80 мм) гибких вставок, облегчающих монтаж и позволяющих компенсировать изменения размеров фидера по длине на $\pm 25 \text{ мм}$ и по углу на $\pm 3^\circ$. Клеевые элементы фидера выполнены из листового алюминия толщиной 4 мм и армированы алюминиевыми уголками $50 \times 50 \text{ мм}$. Между склеиваемыми проложены плоские пружинные контакты из бериллиевой бронзы толщиной $0,4 \text{ мм}$.

Ускоряющая система размещается в одном из больших прямолинейных проекут-

ков У-70 (длинной ~3,7 м), ВЧ генератор и общетехнологические системы расположены в технологическом здании вблизи кольцевого тоннеля и занимает площадь 200 м². Общетехнологические системы включают в себя систему энергоснабжения, приточно-вытяжную вентиляцию для охлаждения ламп ВЧ генератора и систему водного охлаждения резонаторов и балластных нагрузок, обеспечивающую поддержание температуры воды на входе в резонаторы с точностью $\pm 1^{\circ}$.

В настоящее время закончено изготовление ускоряющей системы, включающей волноводный мост, два резонатора с узлами ввода мощности, линиями связи с мостом, устройствами подстройки частоты, демферами колебаний основной и высших мод, систему вакуумной откачки. На ускоряющей системе проведены радиотехнические измерения, в том числе получено расчетное ослабление каскадных связей. После обработки поверхности резонаторов тлеющим разрядом в среде аргона, они откачаны до давления $1 \cdot 10^{-7}$ мм рт.ст. и запитаны ВЧ мощностью 20 кВт от испытательного ВЧ генератора в непрерывном и импульсном режимах. Проведена контрольная сборка системы и подготовлена к монтажу на ускорителе. Общий вид системы показан на рис.2.

Произведена доработка ВЧ каскадов станций ТВ-50/15-Ш и выпрямителей их питания под схему ВЧ генератора СИП. Изготовлены мосты деления и сложения ВЧ мощности, балластные нагрузки, элементы коаксиальных фидеров, аппаратура управления и питания переменным током. Проведены наладка и испытание предварительного ВЧ тракта и двух выходных каскадов станций ТВ-50/15-Ш при их работе с мостом сложения на эквивалент нагрузки. В настоящее время начал монтаж ВЧ генератора на ускорителе У-70 (рис.3).

Полностью изготовлен волноводный фидер длиной около 140 м. Проведены радиотехнические измерения на всех его типовых элементах, начал монтаж фидера на ускорителе. Полностью изготовлены и смонтированы общетехнологические системы и ведется их наладка.

Работу СИП с пучком планируется начать в 1965 году.

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, 1961, т.1, с.13.
2. Кузнецов А.В. и др. Сообщения ОИЯИ, Дубна, P9-83-836, 1963.
3. Бутряков Э.Н. и др. Разработка и исследование высокочастотной системы УЖ. Доклад на настоящем совещании, т.1, с.127.
4. Вольфганг В. CERN-SPS/ARP/78-6.
5. Катаев В.В. и др. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1963, т.1, с.138.
6. Гуров Г.Г. и др. Препринт №83 79-53, Серпухов, 1979.
7. Степанов Н.В., Панченко М.И., Курский В.И. Радиопередающее оборудование телевизионной станции ТВ-50/15-Ш. В кн. Оборудование радиопередающих телевизионных и УКВ вещательных станций. Связь, М., 1974.

СИСТЕМА ОХЛАЖДЕНИЯ ОПЫТНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО УСКОРТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

С.П.Гурин, В.Д.Мазнов, В.А.Лермоновский, Б.А.Соколов, В.Н.Танчук

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

В течение ряда лет в НИИЭФА ведется разработка экспериментального сверхпроводящего линейного ускорителя электронов на энергию 3 ± 5 МэВ (ЛУЭС-5). Проектные параметры ускоряющей системы ЛУЭС-5: собственная добротность не хуже $1 \cdot 10^9$ при $T=1,9K$, эффективное ускоряющее поле 50 кВ/см. Величина омических потерь СВЧ мощности в ускоряющей системе составляет 4,6 Вт. Получение холодопроизводительности на температурном уровне $1,85 \pm 1,9K$ в гелиевых рефрижераторах связано с понижением давления обратного потока газа до ~ 2 мПа. Отсутствие в настоящее время серийно выпускаемых вакуумных насосов с требуемыми параметрами привело к необходимости применения в качестве откачивающих устройств для нижней ступени рефрижератора струйных аппаратов, работающих на вскипающих потоках гелия. Как известно, использование эжектора в низкотемпературной ступени гелиевого рефрижератора одерживается резким снижением его КПД при высоких степенях повышения давления сжимаемого гелия до величины, определяемой сопротивлением канала для обратного потока газа в рефрижераторе. Для получения температур $T_0 = 1,85K$ необходимо повысить давление откачиваемого из криостатируемого объема потока гелия в 65 раз, при этом на самый низкий температурный уровень можно трансформировать около $1/3$ общей холодопроизводительности цикла. С целью повышения эффективности цикла предложена двухступенчатая эжекторная схема низкотемпературной рефрижераторной ступени (рис.1). Введение в схему второго эжектора позволяет повысить в каждом из них отношение давлений P_3/P_1 при неизменной общей степени повышения давления, что ведет к увеличению суммарного коэффициента инжекции. На основе термодинамического анализа рассмотрим методику приближенного расчета эжекторно-дроссельной ступени гелиевого рефрижератора с двойным эжектированием. Для этого расчета должны быть заданы: давления прямого (P_0) и обратного (P_8) потоков, давление в криостатируемой емкости (P_H) и холодопроизводительность, реализуемая на температурном уровне T_H . Расчет коэффициента инжекции (U_I) нижнего эжектора производим по методике, изложенной в [1], используя результаты анализа [2]. Коэффициент инжекции верхнего эжектора (U_{II}) определяем, основываясь на экспериментальной зависимости

$$z_{ad} = f(P_H/P_1) \quad [1]. \text{ Находим величину потоков гелия}$$

$$m_3 = \frac{Q_{ох}}{t_6 - t_7} = \frac{Q_{ох}}{2(t - X)}; \quad m_2 = \frac{m_3}{U_I}; \quad m_1 = \frac{m_2}{U_{II}}.$$

По найденной величине потоков может быть вычислен суммарный коэффициент инжекции ступени

$$U_{\Sigma} = \frac{m_3}{m_1 - m_2}.$$

На рис.2 изображены расчетные зависимости, позволяющие найти рабочие параметры каждого из эжекторов ступени с определением оптимального суммарного коэффициента инжекции при условии получения 1 Вт холодопроизводительности на температурном уровне $T_0 = 1,85 \pm 1,9K$.

Анализ, проведенный на основе приведенной методики, показал, что доля холо-

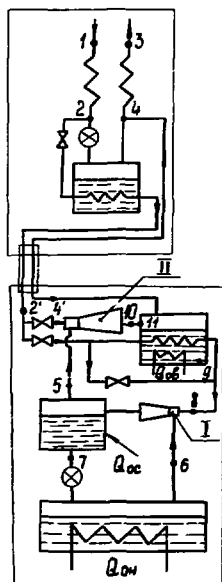


Рис.1. Схема двухступенчатой эжекторно-дроссельной криогенной системы охлаждения.

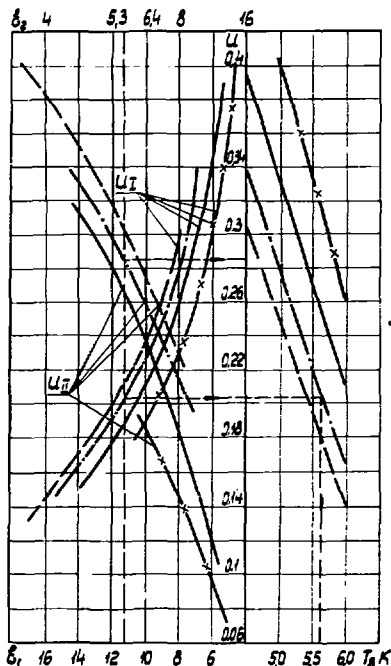


Рис.2. Расчетные характеристики двухступенчатой эжекторно-дроссельной ступени при

$T_1=16\text{K}$, $P_4=0,125\text{ МПа}$, $P_H=2\text{ МПа}$, $Q_{ох}=1\text{ Вт}$

— $P_2=2,45\text{ МПа}$; — $P_2=2,25\text{ МПа}$
 — $P_2=1,96\text{ МПа}$; — $P_2=1,47\text{ МПа}$

да от общей холодопроизводительности цикла, перекачиваемая на температурный уровень T_H при двухступенчатом эжектировании, возросла в 7÷8 раз по сравнению с эжектированием одним эжектором и равняется для рассматриваемой схемы 8% от общей холодопроизводительности цикла. Удельный расход прямого потока ($m=m_1+m_2$) при получении холодопроизводительности 1 Вт на температурном уровне 1,85±1,9К составляет около 2,2 г/с по сравнению с 11,1 г/с при одноступенчатом эжектировании.

С целью практической проверки предлагаемой методики расчета эжекторно-дроссельной ступени охлаждения было проведено экспериментальное исследование криогенных тепловых эжекторов с цилиндрическими и коническими камерами смешения. В качестве активных сопел применялись сопла Лавала с различной длиной и углом раскрытия расширяющейся части, эффективность которых определялась от-дельно. На рис.3 показаны экспериментальные характеристики трех из общего чис-

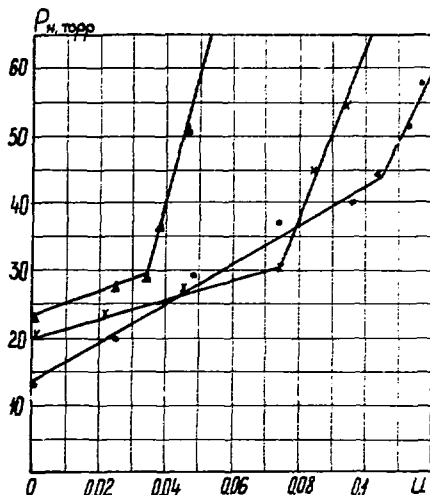


Рис.3. Экспериментальные характеристики криогенных эжекторов при $P_0 = 2,25$ МПа, $T_0 = 6,1$ К, $P_c = 0,103$ МПа

(Δ)- $l = 15$ мм; (\times)- $l = 13$ мм; (\bullet)- $l = 9$ мм

ла исследованных эжекторов, работа которых осуществлялась при постоянных параметрах рабочей среды и при постоянном давлении за эжектором. Во всех трех случаях использовалась коническая камера смешения с основными геометрическими размерами $l/d = 6$. Исследуемые эжекторы имели сопла левая с углом раскрытия расширяемой части $\alpha = 4^\circ$, длина которой (l) изменялась от 9 до 15 мм.

Определение предельных коэффициентов инжекции исследуемых криогенных эжекторов производилось как по приближенной методике [1], так и по газодинамическим зависимостям с использованием расчетного показателя адiabоты [3]. По найденному коэффициенту инжекции производился расчет основных конструктивных размеров криогенных эжекторов по методике, изложенной в [4]. Расчетные коэффициенты инжекции имели хорошую сходимость с экспериментально полученными на эжекторах, конструктивные размеры которых были рассчитаны по указанной методике.

Криогенная система охлаждения опытного сверхпроводящего линейного ускорителя электронов ЛУЭС-5 имеет следующие основные параметры: холодопроизводительность при $T_1 = 1,85 \pm 1,9$ К - 5 Вт; расход рабочего потока на нижний эжектор 2 г/с при $T_2 = 5,25$ К; расход рабочего потока на верхний эжектор 7,8 г/с при $T_2 = 6$ К; давление рабочего потока газа $P_0 = 2,25$ МПа. Нижний эжектор имеет геометрические размеры: активное сопло - $d_2 = 0,33$ мм; угол расширяемой части $\alpha = 4^\circ$ при длине $l = 9$ мм; камера смешения - коническая $l/d = 6$, где $d = 1,6$ мм; коэффициент инжекции $U_1 = 0,25$ при степени повышения давления 9.

Верхний эжектор характеризуется следующими размерами: активное сопло - $d_2 = 0,7$ мм, угол $\angle = 4^\circ$ при $l = 13$ мм; номера смещения - числитель, $U_f = 6$, где $d = 3,2$ мм; коэффициент инжекции $U_f = 0,23$ при степени повышения давления γ, I .

Л и т е р а т у р а

1. В.Н.Бродянский, А.В.Мартынов, А.И.Атеев. Термодинамический расчет криогенных установок с эжекторами. Известия вузов. Серия: энергетика, 1978, № 7, с 66-73.
2. С.С.Будневич, С.П.Гурин, В.А.Барминовский. Низкотемпературная ступень гелиевого рефрижератора с многократным эжектированием. В кн.: Машины и аппараты холодильной, криогенной техники и кондиционирование воздуха /Сборник научных трудов - Л., 1979, с 16-21/.
3. Е.Я.Соколов, И.И.Зингер. Сиринговые аппараты - 2-е издание, перераб. М., "Энергия", 1970.
4. В.А.Барминов, С.П.Гурин. Термодинамический расчет двухфазного криогенного эжектора. В кн.: Повышение эффективности процессов и оборудования холодильной и криогенной техники. Тезисы докладов Всесоюзной научно-технической конференции - изд. Ленинградского технологического института холодильной промышленности, Л., 1981, с.133-134.

СИСТЕМА КОРРЕКЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПЕРВОЙ СТУПЕНИ УНК

В.И.Балбаков, И.Б.Волков, Г.Г.Гуров, Б.В.Казымин, О.В.Кураев,
К.П.Мизяков, Д.С.Федотов, П.Н.Черков

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Система коррекции магнитного поля I ступени УНК предназначена для выполнения следующих основных функций:

- коррекция замкнутой орбиты;
- коррекция бетатронных частот;
- коррекция хроматичности и возбуждение резонансной гармоники при медленном выводе;
- коррекция линейной связи бетатронных колебаний;
- коррекция кубической нелинейности магнитного поля.

Система коррекции замкнутой орбиты

В таблице I содержатся данные об ожидаемых искажениях орбиты по горизонтали и вертикали. Различные причины искажений рассматриваются как статистически независимые, и их вклады в дисперсии $\langle X \rangle$, $\langle Z \rangle$ складываются квадратами. Максимальное отклонение центра пучка от оси камеры с вероятностью 95% не превосходит утроенную дисперсию. Величина отклонения приведена к центру квадрупольной линии, расположенной в регулярной части магнитной структуры и фокусирующей в рассматриваемом направлении. Характеристики магнитной структуры приведены в работе [1].

Т а б л и ц а I

Данные об ожидаемых искажениях орбиты

Причина искажения	Величина возмущения	$\langle X \rangle$, мм	$\langle Z \rangle$, мм
Разброс полей диполей	$5 \cdot 10^{-4}$	3,2	3,2
Ошибки привязки осей квадруполь к геодезическим знакам	0,1 мм	3,3	3,3
Ошибки установки квадруполь:			
по горизонтали	0,5 мм	2,5	
по вертикали	0,7 мм		1,6
Полная дисперсия		5,2	4,8
Максимальное искажение орбиты		± 16	± 14

Для подавления искажений орбиты по горизонтали и вертикали будут использоваться, соответственно, 232 дипольных корректора КТ и 222 корректора КВ. В регулярной части структуры корректоры расположены вдоль квадрупольных линий, фокусирующих по рассматриваемому направлению. Размещение корректоров в согласованных привлекательных промежутках и участках подавления-восстановления дисперсии показано на рис.1. Каждая последовательная тройка корректоров КТ или КВ позволяет создать локальное искажение орбиты на участке длиной около половины длины волны бетатронных колебаний. Численное моделирование работы

такой системы показало, что в результате коррекции величина искажений орбиты уменьшается до уровня, не превышающего ± 2 мм. Необходимая для этого предельная сила корректора равна 0,06 Т·м при энергии протонов 500 ГэВ.

Система коррекции бетатронных частот

Для коррекции бетатронных частот предполагается использовать 60 квадрупольных магнитов KQF и KQD , расположенных вблизи основных квадрупольных регулярной части магнитной структуры. Предельная сила корректора выбрана равной $1 \text{ Т} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{м}$, что позволит иметь диапазон регулирования бетатронных частот $\Delta Q \approx \pm 1$ при энергии протонов до 600 ГэВ.

Система коррекции хроматичности и возбуждения резонансной гармоник

Линейная часть хроматичности I ступени равна:

$$\xi_{1,x} = \rho \frac{dQ_x}{d\rho} = -65.$$

Для уменьшения разброса бетатронных частот и подавления поперечных неустойчивостей пучка эта величина должна быть около +5 во всем цикле ускорения. Компенсация хроматичности, а также подавление средней нелинейности магнитного поля будет осуществляться с помощью 320 сектупольных корректоров KSF и KSD , размещенных в регулярной части магнитной структуры рядом с основными квадрупольными. Предельная сила корректора равна:

$$KSF = 54 \text{ Т} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{м}, \quad KSD = 93 \text{ Т} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{м}.$$

Это позволяет регулировать хроматичность в требуемых пределах во всем цикле ускорения, а также компенсировать квадратичную нелинейность диполей с величиной до $2 \cdot 10^{-4}$ (указана относительная квадратичная добавка к полю на расстоянии 35 мм от оси диполя).

Эти же корректоры будут использоваться для возбуждения резонансной гармоник при медленном выводе. Поскольку вывод будет осуществляться при $\xi_x = -(30+50)$, создание резонансной гармоник не потребует увеличения сил корректоров.

Система коррекции линейной связи бетатронных колебаний

Допустимая поперечная полоса резонанса $Q_x - Q_z = 0$ равна $\sim 0,01$. Для этого средняя относительная величина косого градиента диполей не должна превышать $3 \cdot 10^{-6} \text{ см}^{-1}$, что практически невыполнимо. Поэтому в I ступени предусмотрена коррекция указанного резонанса, которая будет осуществляться с помощью 32 косых квадрупольных линз KQS , расположенных в согласованных прямолинейных промакнутах и в промакнутах к ним участках подавления-восстановления дисперсии (рис.1). Требования к ним такие же, как к линзам системы коррекции бетатронных частот, что позволит компенсировать резонанс с поперечной до 0,1 при энергии 600 ГэВ.

Система коррекции кубической нелинейности

На кубическую нелинейность диполей установлен допуск $1 \cdot 10^{-4}$. При этом разброс бетатронных частот в пучке при инжекции и медленном выводе может достигать недопустимо большого значения 0,04. Для компенсации разброса предусмотрена система, включающая 32 октупольных корректора KOF , KOD , $KOFD$ (рис.1). Наличие 3 функциональных групп позволяет независимо регулировать разбросы частот x и z - колебаний, а также силу резонанса связи $2Q_x - 2Q_z = 0$. Предельные силы всех корректоров равны $5000 \text{ Т} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{м}$, что позволит подавить влияние средней кубической нелинейности диполей при энергии протонов до 600 ГэВ.

Технические характеристики систем

Разработка корректоров велась с учетом унификации источников питания. В связи с большой протяженностью кабельных соединений, максимальный ток питания для корректоров всех типов выбран равным 10 А. Поскольку требуемые силы корректоров сравнительно невелики, для них выбрано естественное воздушное охлаждение. Основные проектные параметры магнитов представлены в таблице 2.

Таблица 2

Проектные параметры корректоров

Тип корректора	Максимальное поле или градиент	Эффективная длина, м	Апертура, мм
Диполи КГ, КВ	0,2 Т	0,4	120 x 75
Квадрупольи KQF, KQD, KQS	2,5 Т · м ⁻¹	0,4	φ 80
Секступольи ASF	110 Т · м ⁻²	0,5	φ 90
Секступольи KSD	190 Т · м ⁻²	0,5	φ 75
Октупольи KOF, KOD, -OFD	10 ⁴ Т · м ⁻³	0,5	φ 96

Изготовлены и испытаны опытные образцы дипольного и секступольного корректоров. Их обмотки выполнены из медного провода ПСД 1,32 x 3,55 мм. Максимальная температура обмотки не превышает 76°C при постоянном токе 7 А. Неоднородность поля дипольного корректора равна 1,2 % на расстоянии 45 мм от оси, что укладывается в допуск.

Изготовлен и испытан опытный образец унифицированного источника питания на основе транзисторного широтно-импульсного преобразователя постоянного напряжения. Диапазон регулирования выходного тока источника равен 0,01-10 А, максимальное выходное напряжение 200 В. Получена одновременная стабильность тока $\pm 5 \cdot 10^{-4}$. Пульсации на плите не превышают $2 \cdot 10^{-5}$ в диапазоне частот 10-100 Гц. Все эти параметры удовлетворяют поставленным требованиям.

В каждом из 12 технологических зданий УНК будет установлено около 100 таких источников, что с учетом их взаимозаменяемости легко решит проблему резервирования.

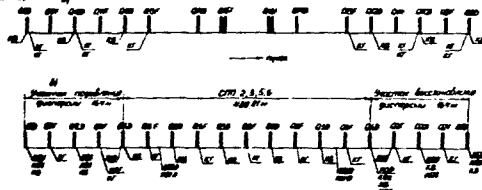


Рис.1. Размещение корректоров в сверхпроводящих частях магнитной структуры: а) согласование параллельные пропускания 1,4; б) согласование параллельные пропускания 2,3,5,6 и параллельные к ним участки подавления и восстановления дисперсии.

Литература

1. В.И.Байбеков и др. Труды 8 Всесоюзного совещания по ускорителям, т.1, с.137, Дубна, 1983.

□

РАЗРАБОТКА ГОЛОВНОЙ СЕКЦИИ УДАРНЫХ МАГНИТОВ УНК

В.Н.Андреев, А.Б.Басильков, О.В.Курнаев, С.И.Маценко, В.А.Сичев,
В.Д.Трофимов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В двух ступенях УНК предполагается использовать шесть ударных магнитов различного назначения общей длиной около 100 м. В дальнейшем, с развитием УНК, на этапе встречных пучков их количество возрастет. Ударные магниты (УМ) используются в системах ввода пучка в I ступень, перевода пучка из первой ступени во вторую, аварийного сброса пучка на поглотитель и в системах быстрого вывода из обеих ступеней. При таких масштабах применения представляется существенным разработать унифицированную конструкцию и отработать основные технические решения на головном образце. Основные требования к ударным магнитам сформулированы в таблице.

Т а б л и ц а
Требования к параметрам ударных магнитов

Назначение магнита	Апертура, мм гориз.х вертик.	Длина, м	Расчетное поле, Т	Время нагрева- талия поля, мкс	Время спада поля, мкс	Длит. плато поля, мкс
Ввод пучка в I ступень	60 x 60	6	0,032	0,6	5	5
Вывод пучка из I ступени для перевода	60 x 60	12	0,075	5	-	65
Ввод пучка из I ступени во II ступень	60 x 60	12	0,06	-	5	65
Аварийный сброс из I ступени	60 x 60	18	0,08	5	-	65
Аварийный сброс из II ступени	80 x 80	24	0,07	5	-	65
Вывод из I ступени	60 x 80	24	0,08	1,8	5	5-65

Для размещения фронтов поля УМ в азимутальной структуре пучка УНК создаются искусственные разрывы на стадии инжекции в I-ю ступень [1]. При медленном выводе - это 11 разрывов по 0,6 мкс и один разрыв 5 мкс. При быстром выводе разрывы увеличиваются до 1,8 мкс.

Предусматривается компоновать все магниты из секций трехметровой длины. Секция может состоять из одного или двух модулей магнита, расположенных в общем вакуумном боксе и защищаемых от отдельных импульсных генераторов возбуждения. В качестве головного образца разработана двухмодульная секция УМ ввода пучка в I-ю ступень. Общий вид секции показан на рис.1, сечение магнита - на рис.2. Ферритовый магнитопровод 1 с токонесущими жилами 2 расположен внутри вакуумного бокса 3. Ток возбуждения подводится через керамические вакуумно-плотные изоляторы 4. Вакуумный бокс сферообразного сечения - пальчиковой конструкции. Окончательная сварка осуществляется после сборки и предварительных испытаний секции. Вся конструкция допускает прогрев до 300°C для обезгаживания.

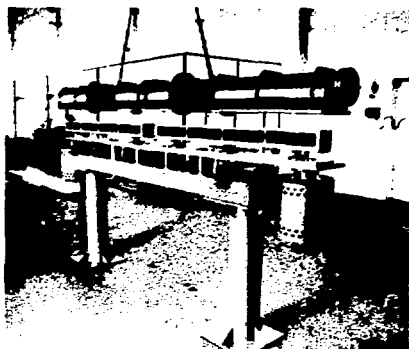


Рис.1. Общий вид секции ударного магнита.

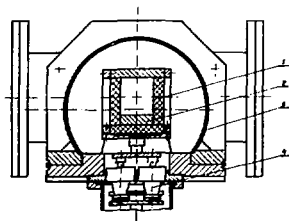


Рис.2. Сечение скелета ударного магнита.

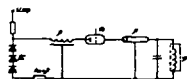


Рис.3. Схема подключения модуля к импульсному генератору.



Рис.4. Форма импульса поля в зазоре УМ ввода. Масштаб по горизонтали - 1 мкс/дел.

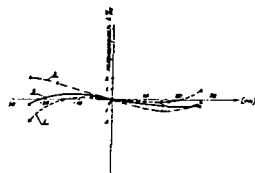


Рис.5. Кривые распределения поля в медянной плоскости УМ.

Схема подключения модулей магнита — по типу сосредоточенной индуктивности в варианте "короткого замыкания", как показано на рис.3. Необходимая сила УМ ввода реализована за счет увеличения длины магнита до 6 м. Такое решение позволило снизить требования к мощности импульсных генераторов и применить в них стандартные водородные триоды типа ТПМ-1000/25. Весь магнит разбит на четыре модуля. Запас по возбуждению позволяет работать на 3 модулях, что необходимо для достижения высокой надежности. В схеме генератора на конце линии установлен диодный ключ и балластное сопротивление, необходимые для поглощения отражения, возникающего в данной схеме включения магнита. При максимальном запуске накопительной линии генератора 25 кВ ток в нагрузку (10 Ом) составляет 2,5 кА.

На рис.4 показана форма импульса поля в зазоре УМ ввода. Фронт нарастания составляет около 0,5 нс, спада — менее 5 нс. Неоднородность плато импульса получена около $\pm 1\%$ при допуске $\pm 2\%$, что достигнуто тщательным выбором параметров корректирующей цепи импульсного генератора, согласования и отбором конденсаторов формирующей линии по номинальной емкости.

Важным вопросом при разработке УМ ввода являлось получение интегральной неоднородности поля не хуже $\pm 0,3\%$ в полезной апертуре $50 \times 50 \text{ мм}^2$. Такая неоднородность поля была достигнута путем профилирования токоведущих шин. Распределение поля с профилированными шинами было рассчитано на ЭВМ и уточнялось экспериментально. На рис.5 показаны кривые распределения поля внутри магнита 1 и 2 для двух уровней поля в зазоре — 0,04 Т и 0,1 Т и интегральная кривая распределения 3 для уровня 0,04 Т. При уровне поля 0,1 Т индукция в магнитопроводе, состоявшем из брусков феррита толщиной 18 мм марки 300 ННЦ, достигает 0,33 Т, т.е. близка к насыщению. Это подтверждается также зависимостью поля от тока, как показано на рис.6. Тем не менее неоднородность не превышает $\pm 0,3\%$ в рабочей области, что доказывает возможность применения этой конструкции для магнитов с более высокими уровнями поля (см.таблицу).

Электромагнитная связь УМ с пучком может вызывать движение частиц, и по этой причине необходима оценка поперечного импеданса связи. Экспериментальная оценка была сделана косвенным путем. Связь с пучком имитировалась путем подачи ВЧ-сигнала на тонкую проволоку, натянутую по центру вдоль апертуры магнита. На рис.7 показана частотная зависимость коэффициента передачи длинной линии, образованной проволокой и магнитом на частотах до 300 МГц. По характеру кривой видно, что резонансных пиков на этих частотах в магните нет, затухание коэффициента передачи является следствием потерь в феррите на высоких частотах.

Самостоятельной задачей является получение в боксе магнита необходимого вакуума на уровне $5 \cdot 10^{-9}$ и $1 \cdot 10^{-9}$. При запусках испытаний магнит обезгаживался [2] в течение двух суток при температуре 200°C. Нагрев обеспечивался с помощью встроенных нагревателей. В процессе обезгаживания бокс отключался турбомолекулярной группой насосов с азотной дозировкой. Окончательная откачка осуществлялась одним насосом типа ВМД-0,4 и субдиффузионным насосом с титановым испарителем. После остывания в течение нескольких суток был получен вакуум $4 \cdot 10^{-9}$ Тор.

Поскольку в спектре остаточного газа содержится в основном водород, то эквивалентное давление по давлению рассеяния составляет около $8 \cdot 10^{-9}$ Тор, что удовлетворяет требованиям.

В качестве источника питания решено применять ориентально низковольтные импульсные генераторы, в основном с зарядным напряжением до 25 кВ. Такое решение диктуется требованиями особо высокой надежности, наличием промышленных типовых приборов на это напряжение, удаленностью магнитов от систем питания

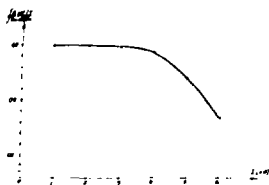


Рис.6. Зависимость относительной величины поля от тока возбуждения.

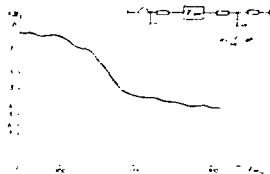


Рис.7. Частотная зависимость коэффициента передачи длинной линии, образованной проволокой и магнитом.

(до 500 м) необходимость укорочения и малой апертурой магнитов. Для магнитов, имеющих допустимый фронт нарастания поля 5 мкс, разработан и успешно прошел длительные ресурсные испытания импульсный генератор на основе линейного модулятора с кинетронными разрядниками [3] типа ИРТ-6. Характеристическое сопротивление модулятора 3,2 Ом, длительность пикто импульса 65 мкс. В таком режиме срок службы кинетронных разрядников составляет несколько миллионов импульсов. При этом разброс времени выключения не превышает 0,3 мкс, фронт нарастания выходного тока генератора около 0,2 мкс, что составляет незначительную долю от допустимого времени нарастания фронта импульса поля.

Во всех ударных магнитах, кроме УМ ввода, предполагается использовать дополнительный модуль в режиме горячего резервирования. При отказе одного из модулей имеется достаточный запас времени (около 1 мкс) для выключения резервного модуля в том же цикле. Такое резервирование даст возможность достигнуть высокой надежности на уровне не более одного отказа на миллион срабатываний УМ.

Л и т е р а т у р а

1. О.В.Куряев, В.А.Сичев. Препринт ИВБЗ 82-154. ОУНК 1982.
2. D.Flander et al. CERN/PS/E1, 81-8, 1981.
3. P.E.Faugeras, E.Flick et al. CERN/SPS/ET/ 76-1, 1976.

□

ПРОЕКТЫ НОВЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Председатель: А.А.Наумов
Секретарь: О.В.Куризов

Сессия 13

ВЛЭШ. СОСТОЯНИЕ РАЗРАБОТКИ МОДУЛЯ ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

В.Е.Балакин, Д.Т.Бамбуров, О.Н.Бражнев, М.Н.Захваткин, Б.В.Иванов, С.Г.Казаков, В.Ф.Каситский, В.Ф.Клиев, А.В.Кожемякин, Е.И.Коккин, В.И.Кондратьев, Г.С.Крайнов, Г.И.Кузнецов, Д.Е.Кузлин, А.Н.Дукан, А.В.Новохватский, М.А.Олейников, Е.И.Пожлебенни, Ю.И.Семенов, Н.А.Соляк, Н.Г.Хавин, Г.И.Яснов, Б.И.Ястреба

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В соответствии с программой ВЛЭШ [1] в Институте ядерной физики СО АН СССР продолжаются исследования по разработке модуля линейного ускорителя с темпом ускорения 100 МаВ/м. Основными элементами модуля является мощный СВЧ-генератор и ускоряющая секция. Конструкция и технология изготовления ускоряющих секций были разработаны на основе результатов экспериментальных исследований электрической прочности одиночного резонатора и численного анализа электромагнитных полей в ускоряющих структурах [2]. Первые испытания ускоряющих секций были проведены на экспериментальном стенде, состоящем из генератора СВЧ-мощности, волноводного тракта, испытательной секции, источника инжектируемого в секцию электронного пучка и магнитного спектрометра [3]. В качестве источника СВЧ-мощности использовался изготовленный в ИЯФ СО АН СССР мощный усилительный клистрон 5-см диапазона. При испытаниях экспериментальных секций длиной 29 см был достигнут темп ускорения 55 МаВ/м при ограничении по мощности клистрона. Одновременно проводились исследования по разработке другого типа источника СВЧ-мощности - многорезонаторного усилительного гирокона. В настоящее время достигнутый уровень мощности более чем в два раза превышает мощность клистрона. Создание такого источника СВЧ-мощности позволило приступить к испытанию ускоряющих секций стандартной длины - 1 м.

В качестве источника мощного электронного пучка в гироконе, так же, как и в клистроне, используется импульсный ускоритель ЗЛИТ-12, обеспечивающий электронный пучок с энергией до 1,5 МаВ и током до 400 А. Длительность импульса - 0,8 нс, частота повторения - до 10 Гц.

С целью улучшения геометрических параметров электронного пучка была проведена модернизация некоторых элементов электронно-оптической системы ЗЛИТ-12 [4].

Для улучшения условий работы СВЧ-генератора на ускоряющую секцию в волноводный тракт введен разработанный в институте фазовращатель на высокий уровень мощности. Подвергся модернизации и источник инжектируемого в секцию электронного пучка, энергия которого увеличена до 500 кВ.

Ввод мощности в ускоряющую секцию осуществляется через трансформатор типа волны, который является наиболее трудоемким с точки зрения изготовления. С целью контроля и отработки технологии массового производства проведены испытания специально изготовленных коротких секций, состоящих из четырех ускоряющих резонаторов и трансформатора типа волны. Тренировка секций осуществлялась по ранее использовавшейся методике [3]. При испытаниях коротких секций был достигнут темп ускорения 75 МаВ/м. Дальнейшее увеличение темпа ускорения ограничено проблемами в трансформаторе типа волны. В результате проведенных испытаний выявлены наиболее напряженные по электрической прочности места в трансформаторе. В соответствии с этим внесены изменения в технологию изготовления.

В настоящее время изготовлено две ускоряющие секции стандартной длины. Фотография секции на испытательном стенде представлена на рис.1. При первых включениях получен ускоренный пучок с энергией 30 МэВ. Испытания продолжаются.

Литература

1. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н., Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. (Дубна, 11-13 октября 1978 г.), стр.27, Дубна, 1979.
2. Балакин В.Е., Брежнев О.Н., Новохатский А.В., Семенов Ю.И. Труды шестого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 11-13 октября 1978 г.), т.1, стр.140, Дубна, 1979.
3. Балакин В.Е. и др. Труды восьмого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 19-21 октября 1983 г.), т.П, стр.410, Дубна, 1983.
4. Балакин В.Е. и др. Элементы электронно-оптической системы ускорителя ЭЛИТ-12. Препринт ИЯФ 84-78.



Р и с. 1. Ускоряющая секция на испытательном стенде.

□

ДЛИТЕЛЬНОЕ УДЕРЖАНИЕ ЦИРКУЛИРУЮЩЕГО ПУЧКА НА РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ОРБИТЕ В СИНХРОТРОНЕ "ТРОЛЬ"

С.И.Анелский, А.Е.Верный, А.В.Енбаев, С.А.Кононов, В.С.Панасик,
В.С.Панкратов, В.В.Саночкин, Д.М.Терешкин, В.Б.Хромченко

Всесоюзный научно-исследовательский институт оптико-физических измерений,
Москва

Оптимизация параметров ускорителей "накопителей" электронов-генераторов синхротронного излучения (СИ) по максимальной интенсивности излучения в заданной спектральной области показывает, что генерирование СИ для большого диапазона применений целесообразно вести электронным пучком с малым радиусом орбиты в сильном (сверхсильном) магнитном поле. Ускорители такого типа, получившие название "Троль", имеют своеобразную конструкцию, главной особенностью которой является ускорение электронов от тепловых до релятивистских энергий в магнитном поле пробочной конфигурации, возрастающем во времени, при фиксированной сверхвысокой частоте (СВЧ) ускоряющего поля. Радиус и осевой размер области захвата частиц в ускорение соизмерим с радиусом релятивистской орбиты, а источником электронов служит плазма с докритической плотностью, соответствующей СВЧ. Эти условия в миниатюрном ускорителе (радиус орбиты 16 мм) позволяют получить количество частиц в пучке, соизмеримое с количеством частиц в больших машинах [1,2,3,7].

В синхротроне "Троль" сильное ведущее магнитное поле (СВМ) с индукцией 10 Т возбуждается генератором тока импульсами длительностью порядка единиц микросекунд с частотой повторения один раз в несколько минут. В ряде случаев необходима большая энергия синхротронного излучения (непрерывное излучение). Тогда ведущее магнитное поле должно быть суперпозицией двух полей: импульсного и непрерывного. Первое необходимо для ускорения частиц, второе - для длительного удержания пучка на релятивистской орбите.

Ниже рассматривается экспериментальная установка для изучения процесса выведения частиц на релятивистскую орбиту в суммарном магнитном поле для длительного удержания. Параметры установки таковы, что она является генератором СИ в дальнем инфракрасном и субмиллиметровом диапазоне длин волн.

На рис.1 в изображена граница (1) ведущего магнитного и ускоряющего полей и траектория (2) движения пучка от источника частиц (4). На рис.1б изображены графики изменения во времени соответственно индукции и напряженности этих полей и тока источника частиц.

Ведущее магнитное поле формируется суперпозицией двух полей - постоянного и переменного в виде синусоидального затухающего поля (рис.1б). Ускорение частиц начинается на восходящем участке поля с момента времени t_1 при значении магнитного поля B_0 , соответствующего циклотронному резонансу. Тут же включается СВЧ поле и источник частиц ($J_{ист}$). Начало цикла ускорения происходит по разноразворачивающейся спирали от источника и продолжается на орбите постоянного радиуса при достижении частицами релятивистских скоростей (рис.1а). Амплитуда СВЧ уменьшается до величины, необходимой для компенсации потерь от СИ в момент времени t_2 после затухания переменного составляющей ведущего магнитного поля, и пучок остается на релятивистской орбите. Это уже непрерывно циркулирующий релятивистский пучок, время жизни которого определяется величиной разности $(\omega - \omega_{цикл})$ в докритическом режиме [4,5].

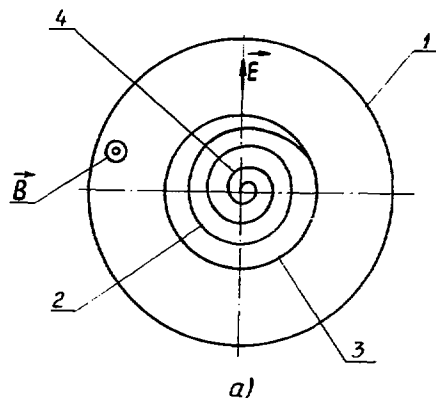


Рис.1а. Граница ведущего магнитного и ускоряющего сверхвысоко-
частотного поля и траектория пучка от источника частиц до
релятивистской орбиты.

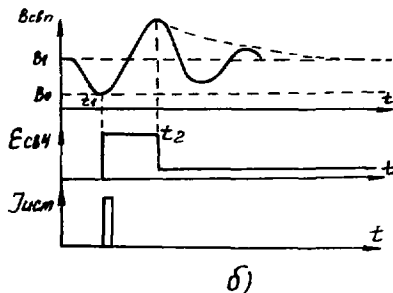


Рис.1б. Графики изменения во времени ведущего магнитного и сверх-
высокочастотного ускоряющего поля и тока источника частиц.

На рис.2 схематически изображен чертеж установки. Установка состоит из электромагнита (1) с железным сердечником, в который вставляется блок, содержащий двухвитковый электромагнит-соленоид (3), являющийся, благодаря экрану из диэлектрика (4), одновременно резонатором стоячей волны СВЧ ускоряющего поля. Стеклоянная ускорительная камера (6) откачивается через патрубок (7), который одновременно является каналом синхротронного излучения (10) с орбиты (9). Электромагнит-резонатор возбуждается индуктивной связью витком (5), находящимся в зазор между витками, образованный для получения радиального спада переменного магнитного поля. Магнитная фокусировка в постоянной составляющей образуется от конических витков (2), прилегающих к полюсам электромагнита. Пат-

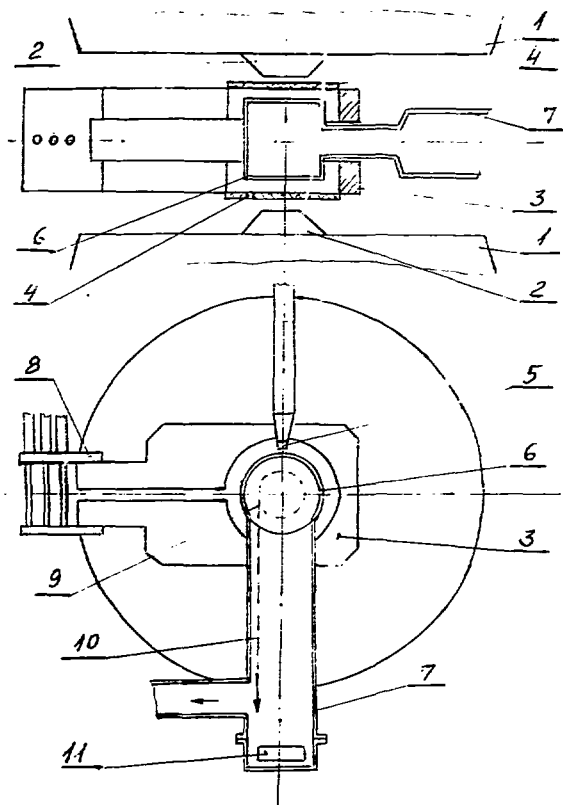


Рис.2. Схематический конструктивный чертёж установки длительного удержания пучка на основе синхротрона "Троля".

рубок откладки выполнен таким образом, что в нем размещается и регистратор синхротронного излучения (II) - фоторезистор, (8) - токовводы электромагнита переменного магнитного поля.

Предельная величина индукции постоянной составляющей ведущего магнитного поля, возбуждаемой электромагнитом с железным сердечником, составляет величину 1,4 Т. Амплитуда переменной составляющей должна быть приблизительно той же величины (рис.2). Поле стабилизировано с точностью до 1%. Последняя возбуждается обычным генератором тока на основе конденсаторных батарей, коммутируе-

ных на двухвитковый соленоид с помощью вакуумного разрядника, и имеет период колебаний, равный 10^{-5} с. Генератор содержит также крутир-замыкатель на основе такого же разрядника. Главная цель его является прекращение колебательного процесса после выхода пучка на релятивистскую орбиту во избежание получения резонансных значений суммарного спада.

Одной из главных особенностей суммарного ведущего магнитного поля является получение результирующего показателя коэффициента спада в каждый момент времени изменения переменной составляющей, такого, чтобы избежать его отрицательных и резонансных значений. Поэтому для измерения суммарного магнитного поля применяется специальный измеритель, во многом аналогичный применяемому для измерений в установке для коллективного ускорения ионов [7].

Измерения показали, что количество частиц в пучке составляет приблизительно 10^8 частиц. Энергия пучка на радиусе орбиты 17 см (для волны СВЧ 10 см) равна 7 МэВ. Предстоит измерения времени жизни пучка и исследование возможных неустойчивостей пучка на постоянной орбите в течение длительного времени.

Полная мощность СВЧ источника, заключенная в спектральном интервале, равном 0,1 рабочей длины волны в диапазоне длин волн 20-100 мкм, составляет $10^{-5} - 10^{-3}$ Вт и позволяет использовать для регистрации излучения охлаждаемые тепловые приемники.

Л и т е р а т у р а

1. Великанов С.П., Кючка В.И., Панасик В.С., Саночкин В.В., Спектор Я.М., Степанов Б.М., Терешкин Д.М., Хромченко В.Б. Электронный синхротрон на энергию 50 МэВ с циклотронным предускорением. Атомная энергия. 1976, т.41, №2, с.113-117.
2. Новиков М.Д., Панасик В.С., Самошенков Д.К., Саночкин В.В., Терешкин Д.М., Хромченко В.Б. Вывод пучка из синхротрона с циклотронным предускорением. Атомная энергия. 1980, т.49, № 1, с.34-38.
3. Панасик В.С., Терешкин Д.М., Хромченко В.Б. Высоочастотный тракт электронного синхротрона с циклотронным предускорением "Троль". "Приборы и техника эксперимента", 1984, №1, с.30-34.
4. Новиков М.Д., Панасик В.С. О формировании интенсивных электронных колен для коллективного ускорения ионов в накопителе электронов с сильным ведущим магнитным полем. "Коллективные методы ускорения". Сборник докладов на совещании по проблемам коллективного метода ускорения. ОИЯИ, Д9-62-664, Дубна, 1982, с.50-55.
5. Панасик В.С., Степанов Б.М., Терешкин Д.М. Суперпозиция сильных магнитных полей, импульсного и постоянного, для ускорения и накопления заряженных частиц. Тезисы докладов третьей международной конференции по генерации мегатеслауских магнитных полей и родственными экспериментами. Изд-во СО АН СССР, Новосибирск, 1983, с.21-22.
6. Ахмиева В.А., Лачинов В.М., Макашев В.К., Саблев А.А. Магнитометрическая аппаратура для коллективного ускорителя заряженных частиц. Препринт ЦИЯИ Р-9-10621, Дубна, 1977.

STATUS OF THE HERA-PROJECT

A. Wulich

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, 2260

INTRODUCTION

The ep project HERA (Hadron Electron Ring Anlage) was approved by the German Federal Government and the State Government of Hamburg in April 1984 and the machine is now under construction. The following is a short description of the main features, an up-date of the lay-out described previously^{1,2,3,4} and a status report on the progress of the project.

GENERAL LAY-OUT

In the colliding beam facility HERA, electrons and protons are stored in two separate storage rings with nominal energies of 30 GeV and 820 GeV respectively. There are 210 bunches in each ring and they collide head-on at 4 interaction points. Average electron beam currents of 58 mA and proton currents of 160 mA will generate a luminosity $L = 3.1 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$. Each of the 4 experiments is housed in a large underground hall together with control rooms and auxiliary supplies. So far, the excavation work for 2 halls has been finished. The circumference of the ring, lying in a tunnel 10 to 20 meters under ground, is 6336 meters. The tunnel cross section is circular with a diameter of 5.2 m and in the arc the proton ring is on top of the electron ring (Fig. 1).

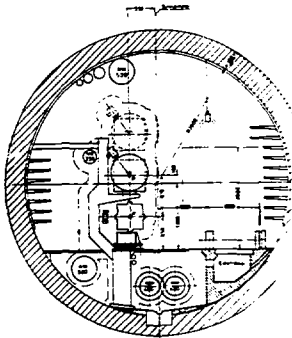


Fig. 1. HERA tunnel cross section in the arc.

INTERACTION REGION AND REGULAR LATTICE

Numerical beam-beam simulations have shown that synchro-betatron coupling excited by a crossing angle would considerably reduce the beam-beam limit and correspondingly the luminosity. Therefore a Head-On geometry has been chosen for the interaction region⁵. Fig. 2 shows a scheme fulfilling the contradictory requirements of fast

separation of the two beams and manageable synchrotron radiation in the detector region. A common bend is employed to separate the beams. Then the initial separation is enhanced by a second magnet behind the electron focusing doublet in the proton line. Compared to the original crossing angle design, the focusing doublet for the protons must be shifted further away from the interaction point, leading to an increase of collision beta values. On the other hand the full length of the proton bunch, which is considerably larger than that of the electron bunch, can now be needed for luminosity. The proton quadrupoles of the focusing doublet are superconducting elements with warm bores. 10 mm lead shields protect the quadrupole from quenches due to synchrotron radiation coming from the separating bends.

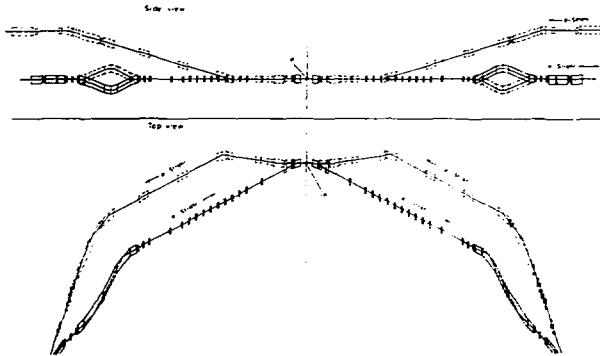


Fig. 2. Layout of the interaction region with "Head-On"-geometry.

The injection system as well as the proton beam dump will be installed in one of the straight sections. All components in the dump region will be normal-conducting. The corresponding quadrupoles in the other octants will also be normal-conducting. They will be used in addition to the electron focusing doublet for detuning the low beta proton optics at injection.

One of the main features of HERA is the use of e-polarization for experimentation. With the aid of a pair of spin rotators the transverse polarization due to the Sokolov-Ternov effect^{6/} is turned into the longitudinal direction at each interaction point and then back to the vertical again. A new type of spin rotator has recently been invented^{7,8/} which is also suitable for the Head-On geometry. The regular lattice consists of a FODO structure with 26 proton cells and 52 electron cells in each quadrant. The proton half cell has 2 bending magnets of about 9 m length and is 2 times as long as the electron half cell. The betatron phase advance will be 90° for the proton cell and will be adjusted between 30° and 90° for the electron cell.

ELECTRON RING

The electron storage ring uses conventional magnet technology. The bending magnets have a laminated steel yoke and are excited by a single aluminium conductor which runs all around the ring (Fig. 3). The vacuum chamber has an aperture of 80 × 40 mm² and is made of copper. For pumping, standard sputter ion pumps, NEG

pumps and integrated sputter ion pumps in quadrupoles will be used. The rf-system, including klystrons, cavities and waveguides can be transferred from PETRA to HERA. In the first stage, this will be enough for reaching an energy of 28 GeV.

PROTON RING

The magnets of the proton ring are built with superconducting coils and designed for a maximum field of 4.53 Tesla. The development of bending magnets has been pursued along several different lines: At DESY a "warm iron"-magnet has been developed. The magnet steel is at room temperature while the vacuum chamber is at temperature of liquid helium. The concept is closely related to the successful Fermilab design. A number of 1 m and 6 m long prototypes have been built and tested^{19,101}. Sextupole and quadrupole field errors for the first 6 m magnet are shown in Fig. 4. In parallel a "cold iron"-magnet has been ordered from an industrial company (BBC Mannheim). The advantage is a larger contribution of the iron to the central field (40 % instead of 10 %). Disadvantages are the large cold mass and field distortions due to iron saturation at higher currents. The BBC "cold iron" prototype has been tested and excited several times up to the quench, and fields of 5.76 Tesla (for comparison the design value is 4.53 Tesla) have been achieved.

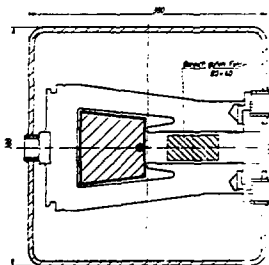


Fig. 3. Cut through a dipole magnet for the electron ring.

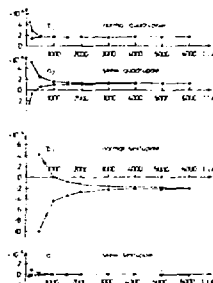


Fig. 4. Quadrupole and Sextupole field coefficients for the DESY 6 m magnet (with warm iron yoke).

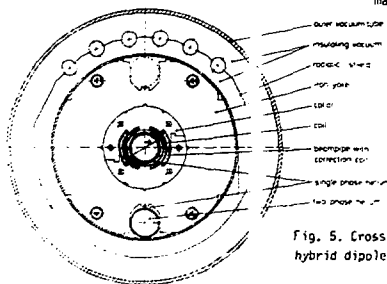


Fig. 5. Cross section of a superconducting hybrid dipole magnet for the proton ring.

The advantage of the two magnets have been combined in a new type, the hybrid magnet (Fig. 5). For this magnet the iron contribution to the central field is 22 % and it can be excited 25 % above the nominal field without significant field distortion due to saturation. The inner wall of the phase I Helium cylinder carries the windings for sextupole and quadrupole corrections and serves as a cold beam pipe as well.

To reduce heat dissipation due to electromagnetic fields the inner tube surface is covered with 0.005 mm copper which is the tolerable upper limit for avoiding eddy current field distortions during ramping. The coil is made of 2 shells of windings (following the Fermilab design) which are clamped together with laminated aluminium collars. It is surrounded by single phase Helium which penetrates the cable insulation. The coil conductor is composed of 24 strands each containing about 2500 NbTi filaments in a copper matrix. The critical current of the cable is 6300 A at 5.5 Tesla and 4.6 K. The laminated iron yoke is within the liquid Helium container, which is surrounded by vacuum for thermal insulation and a radiation shield cooled by Helium gas at 50 K. The shield reduces heat radiation into the 4 K system to 0.1 W/m. Gaps are left open in longitudinal direction in the upper and lower side of the iron yoke. These are used for the Helium return flow and also serve as a heat exchanger between the He I and the He II. Liquid He at 2.6 bars flows through all magnets of one octant, is then expanded at the end and returns as two phase Helium. The heat load deposited in the He is absorbed by adjusting the pressure without changing the temperature. Prototypes of a hybrid magnet are now under construction. If they fulfill the expectations, they will be chosen for HERA.

Since in a superconducting magnet the field errors are determined by the geometry of the coil, they are usually larger than in a conventional magnet with carefully shaped iron poles. Therefore coils must be built with extreme accuracy. A two shell coil as used for the HERA proton magnet can be optimized to give vanishing sextupole and decapole field. However the 14- and 18-pole fields are large ($\approx 10^{-3} \cdot B_0$). Therefore longitudinal wedges have been introduced and their widths adjusted to reduce all higher harmonics of the dipole field to values below $1 \cdot 10^{-4}$ of the normal dipole field. Since the dynamical aperture of the proton ring is completely dominated by multipole errors in the superconducting magnet, each construction step has been accompanied by particle simulation. Particle tracking has also been a helpful tool for the choice of beam pipe aperture, phase advance per cell and cell length. Fig. 6 shows the dynamical aperture of the HERA proton ring.

Superconducting quadrupoles for HERA have been developed at Saclay in France ^{12/}. Two have been completed and tested. They reached their critical current without any training. The maximum field deviations inside the useful aperture were less than $1 \cdot 10^{-3}$ of the nominal field. If the hybrid magnet is chosen for HERA, quadrupoles will also be equipped with cold yokes.

A prototype of the correction dipole, a window frame magnet with cold iron yoke has been made by the NIKHEF institute in Netherlands and successfully tested. Prototypes of quadrupole and sextupole correction coils, which will be put on the beam pipe of the dipole magnet, have also been built there and tested ^{13/}.

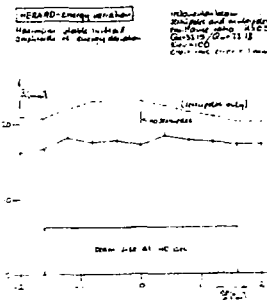


Fig. 6. Maximum stable betatron amplitude (at position QF in the arc) versus relative energy deviation.

Even small proton beam losses ($0.05\% \times 10^{10}$ particles) may lead to a breakdown of superconductivity. For the hybrid magnet or passive quench protection system is possible. Each magnet is bypassed by 2 high current diodes which guide the main current around the quenching magnet in about 0.2 sec. A voltage sensor detects the quench and the current of the quadrant will ramp down in about 18 sec (all magnets of a quadrant are connected in series). the magnetic energy (3×10^8 Joule/half cell) will be dumped in discharge resistors.

In the meantime it has been decided that only one central refrigeration system should be used, instead of 4 as originally proposed (Fig. 7). Thus no room is needed for refrigerators in the experimental halls. Furthermore a central system is easier to expand. The heat loss per half cell will be 21 W in the 4 K system and 60 W in the 50 K system. The total refrigeration requirement is calculated to be 13 kW in the 4.3 K system. It is currently foreseen that the liquefier and refrigerator power will be 50 % above the value, corresponding to 19.5 kW.

The proton rf-system working at 208 MHz will have a few cavities delivering a circumferential voltage of 2 MV.

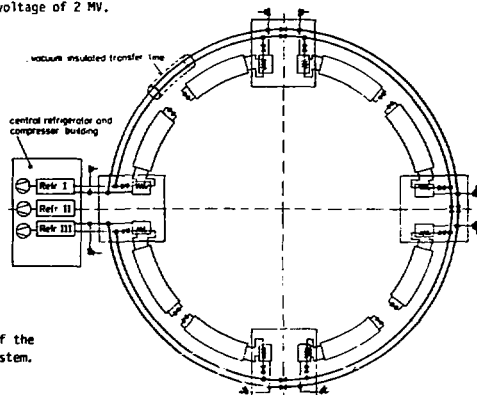


Fig. 7. Layout of the refrigeration system.

INJECTION

The injection scheme makes use of the accelerators already existing. For electrons a new synchrotron will be built for injecting single bunches into PETRA. 70 cycles of the synchrotron produce a chain of 70 bunches in PETRA which will then be accelerated up to 14 GeV and injected in HERA. Three acceleration cycles are necessary to fill HERA.

In the proton injection system the protons are accelerated as negative hydrogen ions in the first stages. The hydrogen ions are extracted from the plasma of a Magnetron source (following FNAL). The preacceleration from 18 KeV to 750 KeV is then performed by a Radio Frequency Quadrupole (RFQ). This will be built by the Institute of Applied Physics in Frankfurt/Main. The principles of acceleration and simultaneous focusing by an RFQ were invented by Kapchinskij and Tepiljakov in 1970¹⁴. The RFQ is followed by an 50 MeV Linac with an Alvarez Structure (which is a copy of the CERN Linac II). Entering the synchrotron the H^- ions are stripped in a thin foil

and the protons are then accelerated up to 7.5 GeV, which is below the transition energy of DESY and above the transition energy of PETRA^{/15/}. Twenty four acceleration cycles in DESY are necessary to produce one PETRA filling, which will then be ramped up to 40 GeV/c and injected in HERA. As with electrons, the protons also require 3 PETRA acceleration cycles with 70 bunches in order to fill HERA.

The proton in PETRA will go through a by-pass, avoiding the interaction of large proton currents with the high impedance electron acceleration system^{/16/}. After acceleration to 40 GeV/c a bunch rotation is performed to fit the bunch into the HERA bucket.

CONSTRUCTION TIME

At the beginning of 1985 the boring machine will start with the tunneling, which is expected to be complete at the end of 1987. The electron ring is expected to be finished early in 1988, the proton ring one year later. Experimentation could start in 1990.

ACKNOWLEDGEMENTS

This report is a summary of the work of many HERA collaborators from in- and outside DESY.

REFERENCES

- /1/ HERA proposal
- /2/ B. Wijk, 11th International Accelerator Conference, Geneva, 1980
- /3/ G.-A. Voss, 12th International Conference on High Energy Accelerators, Batavia, 1963 and DESY-HERA-83/25, 1983
- /4/ P. Schmüser, DESY-HERA-84/15, 1984
- /5/ R. Brinkmann and J. Roßbach, DESY-HERA-84/17, 1984
- /6/ A.A. Sokolov and T.M. Ternov, Dokl. Akad. Nauk. SSSR, 153, 1963
- /7/ K. Steffen, DESY-HERA-83/09, 1983
- /8/ K. Steffen, DESY-HERA-84/09, 1984
- /9/ G. Horlitz and S. Wolff, DESY-HERA-82-12, 1982
- /10/ G. Horlitz et al, DESY-HERA-83/22, 1983
- /11/ A. Wrulich, DESY-HERA-84-07, 1984
- /12/ R. Anzölle et al, DESY-HERA-83/27, 1983
- /13/ C. Daum and P. Schmüser, DESY-HERA-83/01, 1983
- /14/ I.M. Kapchinskij, V.A. Teplov, Prib. Techn. Eksp. No. 2, 1970
- /15/ J.R.M. Maidment, DESY-HERA-84/08, 1984
- /16/ J.R.M. Maidment, DESY-HERA-83/12, 1983

□

ЛАЗЕРНОЕ УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ

А.А. Коломенский

Физический институт им. П.Н. Лебедева АН СССР, Москва

Введение

Интересы развития физики элементарных частиц требуют дальнейшего продвижения по шкале энергий ускоренных частиц к значениям порядка сотен ТэВ для электронов и десятков ТэВ для протонов, а затем и к еще большим значениям. При этом, как известно, возможности традиционной ускорительной техники оказываются на пределе ввиду масштаба и стоимости требуемых установок. Это обстоятельство стимулирует то большое внимание, которое уделяется в последние два-три года необычным методам ускорения — главным образом с использованием лазеров. На специализированных конференциях по этой проблеме и в отдельных публикациях предлагаются и обсуждаются различные механизмы лазерного ускорения, в том числе и те, которые были предложены еще двадцать и более лет назад — непосредственно вслед за появлением лазеров. В коротком обзоре нет возможности рассмотреть последовательно и подробно все эти механизмы. Поэтому изложение будет носить фрагментарный характер и его задачей будет дать лишь самое общее представление об основных направлениях в лазерном ускорении и проблемах, которые при этом возникают. Следует иметь в виду также, что большинство авторов склонно переоценивать возможности рассматриваемых методов, поскольку, как правило, пока не реализованы эксперименты, которые бы выявили практические трудности во всей их совокупности.

Лазеры привлекают внимание специалистов по ускорителям в первую очередь высокими значениями напряженности электрического поля, которые достигаются в лазерных (световых) пучках. Они имеют порядок 10^{10} В/см в вакууме и 10^8 В/см в газе. Следует, конечно, учитывать, что фактическое приращение энергии частиц будет соответствовать гораздо меньшим напряженностям, чем указанные значения. Тем не менее, предполагаемое удельное приращение энергии частиц может оказаться намного больше, чем в обычных линейных электронных ускорителях. Напряженность в последних достигает примерно 10^5 В/см, и лишь на отдельных исследовательских макетах подлучает в несколько раз большие значения, причем пока на небольших по протяженности резонаторных структурах.

Другие характеристики действующих лазеров [1], в принципе, подходящих для целей ускорения частиц, таковы: мощность в импульсе до 10 ТВт = 10^{13} Вт; длительность импульса порядка наносекунд и меньше (< 100 пс) с перспективой дальнейшего сокращения; длина волны порядка, например, 10 мкм (газообразный CO_2 -лазер) и 1 мкм (стеклянный Nd-лазер). Именно к этим типам принадлежат наибольшие действующие мощные лазерные системы, сооруженные для целей инерциального управляемого термоядерного синтеза.

Взаимодействие заряда со свободной волной

Рассмотрим взаимодействие заряженной частицы с плоской электромагнитной волной в вакууме

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})], \quad \vec{B} = [\vec{k} \times \vec{E}]. \quad (1)$$

В первом приближении по заряду e волна не производит систематического изме-

нения энергии частиц /2,3/. В системе отсчета, где частица в волне в среднем покоится, она описывает характерные траектории. В линейно поляризованной волне - это отрезок прямой в направлении \vec{E} при малой амплитуде пол. а при большой амплитуде волны - "восьмерка", лежащая в плоскости \vec{E} , \vec{z} и поперечная ось (т.е. вытянута) в направлении \vec{E} . В циркулярно поляризованной волне - это окружность, в каждой точке которой \vec{E} направлено по радиусу (т.е. нормально скорости частицы), а \vec{B} - по касательной к окружности, т.е. параллельно скорости частицы. Во всех случаях работа (или мощность) электрического поля над частицей в среднем равна нулю $\langle \vec{v} \vec{E} \rangle = 0$.

Заряженная частица в плоской волне испытывает также действие силы, квадратичной по заряду ($\sim e^2$) - давление света. Выражение для этой силы, усредненной по времени, можно записать в виде

$$F_z = \sigma_T (E^2/4\pi) , \quad \sigma_T = (8\pi/3) r_e^2 , \quad r_e = e^2/mc^2 , \quad (2)$$

где r_e - классический радиус электрона, а σ_T - т.наз. томсоновское эффективное сечение. Если \vec{E} - напряженность электрического поля волны, то эффективная напряженность, соответствующая силе давления (2), равняется

$$E_T \approx 0,3 \cdot 10^{-13} E^2 \text{ (В/см)} , \quad (3)$$

что для обычных условий представляет собой весьма малую величину. Следует заметить, однако, что для интенсивной волны и релятивистских энергий частицы выражение (2) может быть обобщено /3/ и записано в виде

$$F = F_T (1 + \alpha^2) \begin{cases} (4\gamma^2)^{-1} \text{ для "попутной" волны,} \\ 4\gamma^2 \text{ для "встречной" волны,} \end{cases} \quad (4)$$

где α - характерный фактор

$$\alpha = e\hbar E_0/mc^2 \approx 0,3 \cdot 10^{-6} E_0 \text{ (В/см)} \lambda \text{ (см)} , \quad (5)$$

имеющий смысл работы (в единицах mc^2), которую электрическое поле волны производит на отрезке $\lambda = \kappa^{-1}$. Обычно $\alpha \ll 1$ или $\alpha \leq 1$, и лишь начиная со значений $E \approx 10^{12}$ В/см (при $\lambda \approx 1$ мкм), фактор α может стать заметным $\alpha \gtrsim 1$. При этом, однако, сила F становится значительной благодаря множителю $4\gamma^2$, только для "встречной" волны, которая не ускоряет, а замедляет частицу.

Итак, свободная плоская волна, падающая на частицу, не в состоянии заметным образом увеличить ее энергию. Требуется некоторые специальные условия, при которых волна хотя бы в принципе могла передавать частице значительную энергию систематическим образом, то есть надо добиться выполнения требования $\langle \vec{v} \vec{E} \rangle \neq 0$. Из общих соображений следует, что нужно попытаться ввести "третью компоненту" - магнитное (вообще говоря, электромагнитное) поле или среду, чтобы достичь эффективного взаимодействия волна - частица за счет какого-нибудь резонансного механизма.

Первые предложения по лазерному ускорению частиц

Сразу после создания первых лазеров - в самом начале 60-х гг. были предложены три таких механизма: два - автором совместно с А.Н.Лебедевым /4,5/ - т.наз. авторезонанс и квазилинейное ускорение, и третий - японским физиком К.Иимодой /6/ - ускорение в лазерном поле за счет обращенного черенковского эффекта.

Авторезонанс волн и частицы /3/ предполагает наличие стационарного продольного магнитного поля \vec{B}_0 , вдоль которого распространяется волна с частотой ω . Доплеровски-смещенная частота $\omega_p = \omega(1 - \beta_z)$, с которой действует волна на частицу в ее системе отсчета, может быть при этом сделана тождественно равной гиромагнитной частоте ω_H .

$$\omega(1-\beta_z) \equiv \omega_0 = eB_0/mc\gamma \quad (6)$$

в соответствии с интегралом движения

$$\gamma = \gamma(1-\beta_z) \equiv \text{const}, \quad (7)$$

который является следствием законов сохранения энергии и импульса (γ — релятивистский фактор). Если ввести величину Γ — аналог параметра (5) для магнитного поля, то условие резонанса запишется в виде

$$\Gamma = \Gamma, \quad \Gamma = e\hbar B_0/mc^2 \approx 0.1 B_0(\text{кГс}) \lambda(\text{см}). \quad (8)$$

Если (8) выполнено для начальных значений γ_i, β_{zi} , то резонанс в дальнейшем будет поддерживаться автоматически, и частица будет увеличивать свою энергию за счет работы волны

$$\gamma \approx (e/mc^2) B_0^{1/2} \lambda^{1/2} L^{1/2}. \quad (9)$$

Принцип авторезонансного ускорения был проверен экспериментально в СВЧ диапазоне, а обратный авторезонанс, то есть усиление волны, движущейся навстречу частице при выполнении (6), (8) успешно используется в генераторах сантиметровых и миллиметровых волн — т. наз. МЦАР (мазерах на циклотронном авторезонансе), которые отличаются сравнительно высоким КПД [7,8].

Что касается ускорения электронов в авторезонансном режиме, то взяв для примера такие значения параметров, как

$$\lambda = 1 \text{ мм} = 10^{-4} \text{ см}, \quad B_0 = 300 \text{ кГс}, \quad E_i = 80 \text{ МэВ}, \quad E_f = 1 \text{ ГэВ}, \quad (10)$$

получим следующие значения остальных параметров для двух вариантов:

$$\text{а) } L = 50 \text{ м } (E = 10^7 \text{ В/см}), \quad \text{б) } L = 5 \text{ м } (E = 10^6 \text{ В/см}), \quad (11)$$

где E_f — выходная энергия, L — длина ускорения. При этом радиус спирали с нарастающим шагом, по которой движется частица, весьма мал — порядка долей мм, так что объем, где создается магнитное поле, невелик. Однако само поле B_0 оказывается значительным, хотя длина волны, соответствующая гиромангнитной частоте, при этом все еще на несколько порядков превышает длину ускоряющей волны ($\lambda_z \approx$ нескольких см при $\lambda \approx 10^{-4}$ см).

Квазилинейное ускорение частиц волной [4] в отличие от авторезонанса, предполагает в принципе применение не продольного, а поперечного "синхронизирующего" магнитного поля B_z . Частица совершает при этом поперечные осцилляции со скоростью \tilde{v}_z , и при определенных условиях работа электрического поля волны на частицу в среднем оказывается отличной от нуля, что приводит к нарастанию энергии частицы. По современной терминологии систему с квазилинейным ускорением частиц называют обратным лазером на свободных электронах (ОЛСЭ). Собственно ОЛСЭ, см. например [9,10], применяют для генерации волн в различных диапазонах — от СВЧ до видимого света, используя т. наз. двойной эффект Доплера для преобразования осцилляций электрона с частотой ω_0 в излучение с частотой $\omega \approx \gamma^2 \omega_0$ (см. ниже).

Наконец, третий вариант лазерного ускорения — предложенное К. Шамодой [6] устройство — представляет собой цилиндр радиуса R и длины L из "лазерного" материала, закрытого на концах отражающими плоскостями. Лазер возбуждается (накачивается) посторонним источником света. Внутренняя полая часть цилиндра служит волноводом, в котором распространяются волны E -типа с электрическим полем, направленным вдоль оси и имеющим порядок величины

$$E \approx [8\pi^2 NP / cS(1-\tau)]^{1/2}, \quad (12)$$

где $N = 2R/\lambda_z$ — модовое число, то есть количество радиальных длин волн, укладываемыхся на диаметре волновода, $S = 2\pi RL$ — площадь боковой поверхности цилиндра, τ — коэффициент страивания мощности. При $N = 10^4$, $1-\tau = 5 \cdot 10^{-3}$, $P/S = 10 \text{ кВт/см}^2$ получается $E \approx 1,2 \cdot 10^7 \text{ В/см}$, что при длине $L \approx 1 \text{ м}$ соответ-

стает энергии ≥ 1 ГэВ. Фактически для ускорения электронов волной последнего нужно "замедлить" так, чтобы выполнялось равенство

$$v_g = v_\phi, \quad (13)$$

где v_g , v_ϕ - соответственно скорость электрона и фазовая скорость волны. Равенство (13) можно трактовать как пороговое условие для возникновения черенковского эффекта, а сам метод как один из вариантов обратного черенковского эффекта. В гладком волноводе условие (13) не выполняется ($v_\phi > c$), и требуется принятие специальных мер, например, заполнение газом с показателем преломления $n = 1 + \epsilon$, где $\epsilon \ll 1$.

Реализации данной схемы препятствуют, в частности: 1) очень жесткий допуск на длину резонатора $\delta L < \lambda \approx 10^{-4}$ см, что при $L \approx 1$ м соответствует относительной точности 10^{-7} ; 2) быстрый спад эффективного ускоряющего поля с расстоянием по радиусу от оси $E \approx (r/\lambda)^{-1/2} E_0$.

Проблемы обратного черенковского эффекта в газе рассматривались в начале 60-х гг. различными авторами - см., например, Я.Б.Файнберг /11/.

Современные тенденции в развитии лазерных методов ускорения частиц

В настоящее время принято различать три основных класса схем, предназначенных для ускорения частиц лазерными пучками (см. например, /12,13/.

1. Ускорение частиц свободными ("далекими") полями в вакууме, что, в частности, может осуществляться в обратных ИСВ (при квазидлинном ускорении). К преимуществам этих систем относится отсутствие среды и границ, возможность ускорения интенсивных пучков. Недостаток заключается в том, что поперечные осцилляции частиц релятивистских энергий приводят к потере на синхротронное излучение, которое в конечном счете и ставит предел достижимым энергиям; кроме того, таким методом трудно ускорять протоны и другие ионы, ибо для возбуждения их осцилляций нужны очень большие поля.

2. Ускорение частиц приграничными ("близкими") полями, основанное на применении нагруженных волноводных и резонаторных структур. Методы основаны на том, что вблизи стенок ($d \leq \lambda$) - металлических или диэлектрических - могут распространяться т.наз. поверхностные волны /14-18/, имеющие продольную составляющую электрического поля ($\vec{E}_z \parallel \vec{R}$). Для фазового синхронизма вводят пространственную периодичность граничных условий (диафрагмы, решетки и т.п.). Отметим, что к этому классу устройств относятся по существу многие действующие установки, основанные на "обычных" методах (линейные ускорители, резонаторы и т.д.), использующие СВЧ-волны. Преимущество этого типа систем заключается в том, что нет необходимости вводить осцилляции принудительным образом. Недостатком систем является необходимость близости электронного пучка к стенкам, что приводит к опасности пробоя, значительным ограничениям на эмittance и интенсивность ускоряемых пучков частиц.

3. Ускорение частиц полями, возбуждаемыми в средах (в частности, в газах), в которых распространяется ускоряемый пучок частиц. В этом случае также могут существовать продольные компоненты электрического поля $\vec{E}_z \parallel \vec{K}$, которые, в частности, могут создаваться за счет обратного черенковского эффекта, см./11, 19/. В работах /20,21/ сообщалось о первых экспериментах в этом направлении, правда, со скромными результатами. Заметим, что наличие среды приводит к пробойным эффектам и ограничениям на характеристики ускоряемого пучка. К этому направлению привлекают и ускорение частиц в плазме при распространении в ней лазерных пучков - см. ниже.

Облаженный лазер на свободных электронах (ОЛСЭ)

Ускоритель на квазилинейном принципе (или принципе ОЛСЭ), упоминавшийся выше /5/, мыслится как устройство с квазипериодическим в пространстве поперечным магнитным полем $B_z(z) \approx B_0(z)$ с периодом ℓ , сквозь которое в направлении z пропускается электромагнитная волна с длиной $\lambda \ll \ell$ и пучок ускоряемых частиц. Такое устройство обычно называют ондулятором. Резонансное взаимодействие между волной и частицей наступает при условии

$$\ell(1-\beta_z) = \lambda \quad \text{или} \quad \lambda = \ell \sigma / 2\gamma^2, \quad \sigma = 1 + \gamma^2 \langle \beta_\perp^2 \rangle, \quad (14)$$

где $\langle \beta_\perp^2 \rangle$ — среднеквадратичное значение приведенной поперечной скорости частицы. Конкретный вид фактора σ зависит от структуры магнитного поля /10/. Так, получаем для "спирального" поля

$$\vec{B}_z \approx \vec{B}_0 [\vec{i} \cos(2\pi z/\ell) + \vec{j} \sin(2\pi z/\ell)] \quad (15)$$

$$\sigma = 1 + K^2, \quad K^2 = e B_0 / 2\pi m c^2 \quad (16)$$

При резонансном повышении энергии частицы, соотношение (14) должно тождественно выполняться ($\lambda = \text{const}$) при многократном увеличении фактора γ по закону

$$\gamma(z) = (2\lambda)^{-1/2} \{ \ell(z) [1 + K^2(z)] \}^{1/2} \approx (2/\sqrt{2}\pi)^{-1/2} (e/mc^2) \lambda^{-1/2} \ell^{1/2}(z) B_0(z) \quad (17)$$

Механизм ускорения электронов в ОЛСЭ по существу аналогичен тому, который имеет место в линейных резонансных ускорителях (ЛУ): электроны захватываются в сепаратрису и поднимаются по шкале энергий в соответствии с соотношением (17), в котором параметры $\ell(z)$, $B_0(z)$ являются заданными функциями координаты. Целесообразным является вариант с изменением (нарастанием) ℓ вдоль оси z и примерно постоянным $B_0 \approx \text{const}$. Заметим, что при заданной амплитуде поперечного электрического поля волны $E_{\perp 0}$ эффективная амплитуда ускоряющего продольного поля равняется $E_{\parallel 0} \approx (K/\gamma) E_{\perp 0}$, причем $(K/\gamma) \ll 1$. Различные подходы к описанию работы ОЛСЭ можно найти, например, в /22-24/.

При рассмотрении ОЛСЭ как ускорителя на сверхвысокие энергии, в качестве гипотетического варианта в последнее время обсуждается электронный ускоритель на энергию 300 ГэВ, параметры которого приведены в таблице (см./22/).

Таблица параметров двух электронных ускорителей на базе ОЛСЭ

Длина волны лазера (мкм)	1	10
Мощность лазерного луча в импульсе (ТВт)	50	50
Частота повторения (кГц)	1,6	1,6
Энергия лазерного луча в импульсе (кДж)	10	10
Число частиц в пучке	$4 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{10}$
Электрическое поле лазера ГВ/м	220	110
Радиус фокального пятна (мм)	0,7	1,4
Энергия инжекции (МэВ)	250	340
Период ондулятора (м)	0,04-4,3	0,1-9,4
Магнитное поле ондулятора (Т)	1	1
Длина ускорителя (км)	3	3
Конечная энергия электронов (ГэВ)	300	300
Средний градиент энергии (МэВ/м)	100	100

Требуемая большая импульсная мощность лазерного излучения 50-100 ТВт, в нужном диапазоне длин волн, по-видимому, может быть получена, если исходить из опыта и прототипов мощных лазерных систем для исследований по проблеме инерционного управляемого термоядерного синтеза. Однако пока не видно реальных путей для выполнения таких требований, как высокая частота повторения импульсов ($\sim 10^6$).

необходимая для получения высокой светимости встречных пучков $\sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, и поддержание высокого качества пучка (его геометрических и фазовых характеристик) на километровых дистанциях. Вообще, проблема создания адекватной оптической системы, стойкой к повреждениям со стороны мощного лазерного луча и пропускающей без потерь электронный пучок, является весьма серьезной. В качестве одного из вариантов для дальнейшей разработки рассматривается система, состоящая из ряда секций, питаемых своими синхронизованными лазерами. В пределах каждой секции должны быть последовательно расположены оптические усилители с металлическими зеркалами, фокусирующими и направляющими лазерный луч должным образом. В качестве другого варианта транспортировки и фокусировки лазерного луча рассматривается система типа диэлектрического волновода.

Кроме того, должна решаться трудная проблема создания индуктора интенсивного электронного пучка с хорошим эмиттансом, а также фокусировки этого пучка в прогностическом ускорителе. Обсуждается применение для этой цели квадрупольной магнитной фокусировки, достигаемой модификацией самих магнитов ОЛС.

Рассматривается также возможность лазера на свободных электронах ЛСЭ как источника мощного светового излучения для питания ОЛС. Если исходить из данных по микротрону или ЛУ с оптимистическими параметрами электронного пучка $\sim 100 \text{ А}$, 100 МэВ , то соответствующая мощность пучка составит 10 ГВт . Принимая высокий коэффициент конверсии в лазерное излучение порядка 10% , приходим к мощности лазерного луча в ЛСЭ $\sim 1 \text{ ГВт}$, что при разумных предположениях о геометрии дает напряженность электрического поля $0,5 \text{ ГВ/м}$, то есть относительно небольшую по сравнению с мощными лазерами обычных типов. Лучше будет обстоять дело, если основываться на ускорителе типа индукционного ЛУ, в качестве которого можно взять "рекордную" установку АТА (50 МэВ , $2-10 \text{ кА}$, см./25). Тогда при тех же предположениях получим мощность электронного пучка $0,1-0,5 \text{ ТВт}$, мощность лазерного луча $10-50 \text{ ГВт}$ и напряженность поля $1,5-3 \text{ ГВ/м}$.

Двухпучковый ускоритель

Еще в самом начале 70-х годов в МАНЕ был предложен, а затем экспериментально реализован метод коллективного ускорения электронов, названный автоускорением [26,27]. Сильноточный электронный пучок пропускается через электродинамическую замедляющую структуру, например, дифрагмированный волновод, что приводит к возбуждению электромагнитной волны. Последняя может ускорить некоторую долю электронов исходного пучка до значительных энергий. Дальнейшее развитие идеи автоускорения привело к концепции двухпучкового ускорителя: один пучок — интенсивный, но состоящий из электронов низкой энергии, генерирует поле, в котором ускоряется до высоких энергий электроны второго пучка (маломощностного). К таким системам принадлежит, например, т. наз. трансформатор поля (ТП), разрабатываемый в лаборатории ДЕ-Гамбург, ФГТ) — см. [28].

Аналогом ТП, но с применением ЛСЭ, является двухпучковый ускоритель, разрабатываемый в лаборатории Беркли (США) — см. [29]. Он объединяет ЛСЭ с интенсивным пучком электронов $0,5 \text{ кА}$ и малой энергией 3 МэВ , генерирующим мощное СВЧ излучение на длине волны 1 см , и ЛУ обычного типа, в котором это излучение ускоряет электроны до высоких энергий 300 ГэВ с большим средним градиентом 250 МВ/м . Общая длина установки по расчету должна составлять $1,5 \text{ км}$. Кроме ЛСЭ и ЛУ, в эту систему должен еще включаться ЛМУ для компенсации энергетических потерь низкоэнергетичного пучка в ЛСЭ, трансформируемых в СВЧ излучение. Данная схема отличается компактностью, однако последняя достигается сложной компоновкой разных структур, что обычно приводит к значительным трудностям.

"Резонансный" ускоритель

В рассматриваемой Р.Б.Пальмером /17,30/ системе должно использоваться образование известного эффекта Смита-Парселла /15/ по генерации излучения заряженными частицами, пролетающими над дифракционной решеткой на расстоянии порядка длины волны. Если же на решетку направить под некоторым углом лазерный луч, то возникнет поверхностная волна, в которой пучок частиц может ускоряться. Однако лазерные поля большой интенсивности превратят периодическую структуру в плазму, которая, правда, диффундирует достаточно медленно и в течение ускоряющего импульса может сохранять свою первоначальную форму. Было введено понятие "уничтожаемой" решетки и первоначально предполагалось, что после каждого импульса решетка или сам пучок будут сдвигаться на новый участок. В последнее время обсуждается другой вариант, когда в паузах между импульсами на месте уничтоженного формируется новый поверхностный слой. Это может быть реализовано: 1) образованием ультразвуком периодической структуры на поверхности ртути, 2) напуском в рабочий объем периодически расположенных проводящих струй или капель, размер которых должен быть порядка микрона, расстояние между ними ~10 мм. Вариант с каплями, получивший название "дроплетрона", то есть "каплетрона", производит впечатление несколько надуманного, хотя в химической технологии подобный процесс каплеобразования встречается.

Ускорение частиц в плазменных волнах, возбуждаемых лазерными пучками

Принципиальные возможности ускорения частиц в плазме давно привлекали внимание, и еще в 50-х гг. советскими учеными был рассмотрен ряд механизмов такого рода /31/. В дальнейшем различные авторы неоднократно обращались к этой проблеме, см., например, /32-34/. Но особенно заметно проявляется интерес к возбуждению сильных полей в плазме лазерными лучами в последние годы, в частности, после работы Т.Таджиши и Дж.Досона /35/ и последовавших затем экспериментов /36/. В этой работе было обращено внимание на возможности, которые заключает в себе нелинейный механизм возбуждения собственных продольных плазменных колебаний при прохождении через плазму мощного лазерного излучения. Наиболее эффективно это возбуждение происходит при совместном действии двух лазерных лучей с близкими частотами, разность которых равна плазменной частоте (близина лазерного луча). При этом фазовая скорость колебаний совпадает с групповой скоростью электромагнитных волн

$$V_p(\omega_1 - \omega_2) = V_p(\omega_1 - \omega_2) = c [1 - (\omega_p/\omega)^2], \quad \omega_p^2 = 4\pi n e^2/m \quad (18)$$

Частицы, имеющие скорость $v_e \approx V_p$ (ад.-стат.), могут резонансно взаимодействовать с плазменными колебаниями и приобретать энергию, зависящую от плотности потока энергии лазерного луча. Максимальная энергия, приобретаемая электроном на длине $L \approx 2(c/\omega_p)(\omega/\omega_p)^2$, соответствует $\gamma_{\max} \approx 2(\omega/\omega_p)^2$. Так, для $M\lambda$ -лазера с $\lambda = 1$ мкм и потоком мощности 10^{18} Вт/см² при плотности плазмы $n = 10^{17}$ см⁻³ получается в идеале $E_{\max} = 10^9$ эВ на пути ~30 см. На практике неустойчивости плазмы и нелинейное смешение будут во многом осложнять получение таких, а тем более лучших результатов. В частности, теоретические исследования и численные расчеты плазменных неустойчивостей, проведенные в последние годы, приводят к заключению, что механизм ускорения на биекках сможет работать в том случае, если длительность лазерного импульса будет достаточно короткой - меньше 30 пс, а может быть еще короче. В целом же данная концепция считается одной из наиболее многообещающих, и в ряде научных центров (особенно в США) ведется подготовка необходимых экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. Физический энциклопед. словарь, "Советская энциклопедия", 1983, с.337, ст."Лазеры".
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля, М., "Наука" 1967, с.167.
3. Воронин В.С., Коломенский А.А. ЖЭТФ, т.47, с.1528.
4. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. ДАН СССР, 1962, т.145, с.1259; ЖЭТФ, 1963, т.44, с.251.
5. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. ЖЭТФ, 1966, т.50, с.1101.
6. Shimoda K. Appl. Optics, 1962, v.1, p.33.
7. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петехин М.И. Optics Commun. 1979, v.30, p.409.
8. Богаченков В.А., Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коломенский А.А. и др. Мр. сообщ. по физике, ФМАН, 1983, №6, с.38.
9. Elias L.R., Fairbank et al., Phys. Rev. Lett., 1976, v.36, p.717.
10. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Квант. электрон., 1978, т.5, с.1543.
11. Фейнберг Я.Б. Физика плазмы и проблемы УТС, Киев, 1963, вып.3, с.300.
12. CERN Courier, 1982, v.22, p.142, 151.
13. Physics today, 1983, v.36, №2, p.19.
14. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродин. сплошных сред. М., ГИИТЛ, 1957, с.68.
15. Smith S.J., Purcell E.M. Phys. Rev., 1953, v.92, p.1069.
16. Takada Y., Matsui H. Nucl. Instr. and Meth., 1968, v.62, p.306.
17. Palmer R.B. Part. Accel., 1980, v.11, p.81.
18. Анушин А.Ц. ЖТФ, 1964, т.34, с.1354.
19. Нагорский Г.А. Сборник, посвященный 10-летию Ереванского ускорителя, Изд-во ЕрФН, Ереван, 1978, с.50.
20. Eliasson M.A., Rothburt G.B. et al., J. Appl. Phys., 1975, v.46, p.132.
21. Mighoff J.A., Kimura W.D. et al., Phys. Rev. A, 1981, v.23, p.1848.
22. Pellegrini C. Proc. ICF-84 Topical Meeting, Oxford, 1982, p.249.
23. Кондратенко А.М., Салдин Е.А., ЖТФ, 1983, т.53, с.1317.
24. Бессонов Е.Г., Серов А.В. Препринт ФМАН, №9, 1980.
25. Caporaso G.J., Barletta W.A. et al., Proc. 5-th Int. Conf. High-Power Particle Beams, San Francisco, 1983, p. 427.
26. Казанский Л.Н., Кислицев А.В., Лебедев А.Н. Атомная энергия, 1971, т.30, с.27.
27. Коломенский А.А., Крестелев Е.Г., Мески Г.О., Яблоков В.Н. Письма в ЖТФ, 1975, т.1, с.968; Proc. 2 Int. Conf. High-Power Beams, Cornell Univ. 1977, v.2, p.577.
28. G.A. Voss, Weiland T. См. ссылку /22/, с.287.
29. Hopkins O.E., Kessler A.M., Wartels J.S. Rep. Lawrence Berkeley Laboratory, LBL-17800, 1984.
30. Palmer R.B. См. ссылку /22/, с.267.
31. Векслер В.М., Proc. CERN Symp. High En. Accel., Geneva, CERN, 1956, v.1, p.80; Будлер Г.И., ibid, p.68, Фейнберг Я.Б., ibid, p.84.
32. Аскарян Г.А. ЖЭТФ, 1962, т.42, с.1567.
33. Willis W. Report CERN, 75-9, 1975.
34. Силин В.П. Параметрическое воздействие излучения большой мощности на плазму. М., "Наука", 1973.
35. Tajima T., Dawson J.M. Phys. Rev. Lett., 1979, v.43, p.267.
36. Joshi C., Tajima T., Dawson J.M. et al., Phys. Rev. Lett., 1981, v.47, p.1285.



НОВОЕ ПОКОЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ
ДЛЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

К.А.Белоусов

Физический институт имени П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Введение

Для современной физики микромира характерно стремление найти единую форму описания основных процессов и явлений. Успехи теории объединения слабых и электромагнитных взаимодействий и квантовой хромодинамики дают надежду на создание единой базы на кварк-глюонном уровне для описания различных процессов в ядрах и для предсказания новых явлений.

В последнее десятилетие заметно увеличился объем информации по физике ядра, получаемой на электронных ускорителях. Это связано в первую очередь с тем обстоятельством, что электроны и фотоны в данном случае подобны идеальным пробникам, нечувствительным к ядерным силам, в то время как их взаимодействие с составными частями ядра имеет достаточно адекватную интерпретацию.

Электрон — наиболее полно исследованная частица, отличие которой от точечной не найдено вплоть до расстояний порядка 10^{-16} см. Поэтому он является эффективным инструментом для изучения слабых, электромагнитных и сильных взаимодействий, для исследования строения адронов и ядер.

Трудности постановки прецизионных экспериментов на ядрах с электронами и фотонами обусловлены в первую очередь малыми величинами сечений электро- и фото-ядерных реакций. Кроме того, во многих случаях глубинное зондирование ядер требует организации специальных условий эксперимента, как, например, регистрации многочастичных корреляций, высокого энергетического и углового разрешения, использования поляризованных пучков и др.

Для преодоления этих трудностей в последнее время предпринимаются заметные усилия по разработке электронных ускорителей нового поколения [1,2,3], для которых характерны средние интенсивности в несколько сотен микроампер при 100% коэффициенте заполнения пучком. Область планируемых энергий простирается от сотен МэВ до нескольких ГэВ. В последнем случае возможно зондирование ядер на расстояниях порядка десятых долей ферми.

Возможности и перспективы использования нового поколения электронных ускорителей для ядерной физики широко обсуждаются в последнее время на различных международных конгрессах [4,5].

Помимо прямых ядерно-физических исследований высокоэнергетические электронные ускорители непосредственного действия планируется использовать и для решения ряда прикладных задач в медицине, металлургии и в других областях.

Схемы ускорения

С точки зрения разработчиков ускорителей одним из важнейших требований, предъявляемых со стороны физического эксперимента к новому поколению электронных ускорителей, является близкий к 100% коэффициент заполнения пучком, т.е. непрерывный характер действия. Это требование обусловлено тем обстоятельством, что для регистрации физических процессов в большинстве случаев используется счетчики и совматериальные методики. При этом соотношение сигнал/шум пропорционально коэффициенту заполнения и, следовательно, нужны непрерывные пучки. Микроструктура ускоренного пучка, как правило, не детектируется физической аппаратурой, для которой характерны временные разрешения $(1 + 5)$ нс.

Возможности создания линейных ускорителей электронов (ЛУЭ) непрерывного действия на средних энергиях весьма ограничены [1].

Рассмотрим приближенное уравнение для баланса мощности в ЛУЭ $P_{\text{свч}} = \frac{DE^2}{R_{\text{ш}} \ell} + P_n$.

Здесь $P_{\text{свч}}$ — величина СВЧ-мощности, потребляемая ЛУЭ, D — коэффициент заполнения пучком, E — прирост энергии электронов, $R_{\text{ш}}$ — погонный шунт-импеданс, длина ускорителя ℓ , P_n — мощность, расходуемая на пучок ($P_n = I \cdot U_{\text{пр}}$).

Капитальные затраты на сооружение ЛУЭ в первом приближении пропорциональны $P_{\text{свч}}$ и ℓ , эксплуатационные затраты пропорциональны $P_{\text{свч}}$. Предельные значения $R_{\text{ш}}$ для СВЧ-структур, работающих на стоячей волне в 10-см диапазоне, составляют ~80+100 МОм/м, а для структур с бегущей волной 40+50 МОм/м. Реальные уровни СВЧ-мощности, которые могут быть подложены в стенах СВЧ-структур без заметного нарушения её свойств, составляют 25+30 кВт/м.

Таким образом, для непрерывного режима ($D=1$) рабочие значения градиентов ускоряющего поля для СВЧ-структур с нормальной проводимостью лежат в интервале (1,0 + 1,5) МВ/м. В этом случае для ускорения электронов до энергии ~4 ТэВ потребовалась бы СВЧ-структура длиной ~3 км с расходом СВЧ-мощности ~70 МВт. Очевидно, что как по капитальным, так и по эксплуатационным затратам такой ускоритель был бы слишком дорогим.

Примерно 20 лет тому назад серьезные надежды на получение сильноточных электронных пучков непрерывного действия связывались со сверхпроводящими линейными ускорителями. При этом $R_{\text{ш}}$ увеличивается на несколько порядков и $\frac{E}{R_{\text{ш}}} \ll P_n$, однако добавляется стоимость гелиевых рефрижераторов и криостатов, которая пропорциональна ℓ . В основе этих надежд лежало предположение, что будут достигнуты рабочие значения градиентов энергии на уровне 20 + 40 МэВ/м. Однако многолетние исследования структур в Стэнфорде и Иллинойсе (США) показали, что только градиенты ~2 МэВ/м являются сегодня реальными из-за автоэмиссии, следовательно, создание сверхпроводящих линейных ускорителей на высокие энергии пока экономически неперспективно.

Развитие нового поколения сильноточных электронных ускорителей непрерывного действия осуществляется в настоящее время по двум направлениям, для каждого из которых характерно использование принципа рециркуляции ускоряемого пучка.

В основе одного из них лежит применение обычных импульсных электронных ускорителей с малыми значениями коэффициента заполнения $D \sim 10^{-3}$ и, следовательно, с большими градиентами энергии E/ℓ . На выходе такого ускорителя помещается магнитная система кольцевого типа (растягиватель), в которой пучок циркулирует по замкнутой орбите и равномерно выводится наружу в интервалах между импульсами инжекции.

Таким образом, в растягивателе осуществляется временная трансформация импульсных пучков в квазинепрерывные с $D \sim (80 + 90)\%$. Развитие этого направления характерно в основном для лабораторий, имеющих в своем арсенале подходящие импульсные ускорители электронов.

Другое направление характеризуется использованием многократного прохождения электронного пучка через ускоряющую СВЧ-структуру, работающую в непрерывном режиме. По сравнению с линейным ускорителем на заданную конечную энергию E_k рециркулятор с N оборотами будет иметь в N раз меньшую длину ускоряющей структуры и, соответственно, поглощать в этой структуре в N раз меньшую величину СВЧ-мощности, что приводит к значительному снижению затрат на его сооружение и последующую эксплуатацию. С другой стороны, в стоимости рециркулятора входят затраты на сооружение и эксплуатацию магнитных систем, формирующих траектории

электронов и обеспечивающих поперечную устойчивость движения частиц. Эти затраты в ряде случаев могут быть весьма существенными.

В настоящее время концепция нового поколения электронных ускорителей развивается более чем в 20 проектах (табл.1). Ситуация здесь очень динамичная, параметры установок, а в отдельных случаях и схема их действия, изменяются по мере появления новых идей и экспериментальных данных, а также уровня финансирования.

Сверхпроводящие рециркуляторы

Многолетние работы в Стенфорде и в Иллинойсе (GSL) завершились в конечном итоге созданием двух действующих электронных рециркуляторов со сверхпроводящими СВЧ-структурами (табл.1).

В Стенфордском рециклотроне 4-кратное прохождение пучка через сверхпроводящий ЛУЭ (1,85 К) обеспечивается специальной магнитной системой, формирующей поле на каждой орбите независимым образом. Для непрерывного режима параметры этого рециклотрона можно экстраполировать как $E_k = 140$ МэВ и $I = 20$ мкА при $\Delta E/E \sim 10^{-4}$.

Рециркулятор Иллинойского университета MSL-2 выполнен по схеме разрезного микротрона с 6-ю орбитами. После установки на нем новых СВЧ-структур с пробниками для подавления паразитных мод колебаний, на нем получен ток $I = 3$ мкА при энергии $E_k = 67$ МэВ. В дальнейшем планируется увеличение энергии до 100 МэВ при 9 орбитах и повышение тока до (5 ± 10) мкА.

Несмотря на сравнительно невысокие значения I , оба сверхпроводящих рециркулятора интенсивно используются для физических экспериментов ввиду уникальных характеристик ускоренных пучков: малые $\Delta E/E$, чрезвычайно высокая стабильность интенсивности во времени и в пространстве, пучок практически не имеет хвоста.

В стадии сооружения находится проект сверхпроводящего рециклотрона в Дармштадте (DFG). Здесь планируется получить $E_k = 130$ МэВ при токе $I = 20$ мкА после трех проходов пучка через ЛУЭ. Недавно там провели испытания 5-резонаторной секции ЛУЭ с резонаторами сферического типа 10-см диапазона. Достигнутый градиент поля 5,6 МВ/м является рекордным и вселяет оптимистические надежды.

Наиболее серьезные проблемы при сооружении сверхпроводящих рециркуляторов связаны с явлением развала пучка из-за возбуждения паразитных поперечных мод колебаний в СВЧ-структурах. Ввиду высоких добротностей, присущих таким структурам, поперечные неустойчивости здесь возникают при гораздо меньших токах, чем в "теплых" СВЧ-структурах.

Растяжители

Различные комбинации импульсных электронных ускорителей с магнитными системами типа накопительных колец обеспечивают привлекательную возможность получения квазинепрерывных пучков (с Д-80%) путем использования отработанной технологии.

Большая часть проектов с растяжителями базируется на применении в качестве инжекторов импульсных ЛУЭ. В системе инжекционный ускоритель-растяжитель происходит временная трансформация импульсного тока I_k и коэффициента заполнения D инжектора в средний I на выходе растяжителя ($I \approx I_k D$). При этом предполагается, что потери при инжекции и выходе пучка пренебрежимо малы. Таким образом, для получения $I = 100$ мкА требуется инжектор с $I_k \approx 100$ нА и $D \sim 10^{-3}$, что вполне перекрывается возможностями современных ЛУЭ.

Как правило, энергия пучка инжектора - ЛУЭ равна энергии частиц на выходе растяжителя или составляет от нее целую часть (табл.1). В последнем случае для выравнивания инжекционной и выходной энергии в растяжителе используется реинжекция импульсного пучка через ЛУЭ. Чтобы не обострять проблему развала пучка

и нагрузки на ускоряющих структурах, рециркуляцию стремятся осуществлять по схеме "голова-хвост" так, чтобы электроны из головной части пучка, возвращаясь в СВЧ-структуру, не могли суммироваться с задними электронами пучка. Это ограничивает длительности инжектируемых импульсов на уровне 1-2 нс даже для растяжителей на достаточно высокие энергии.

Таблица 1
Электронные ускорители непрерывного действия

а) Действующие			
1. Иллинойс (США)	Микротрон, сверхпр.	67 МэВ, 3 мкА	
2. Стенфорд (США)	Рецикул., сверхпр.	140 МэВ, 20 мкА	
3. Sendai (Япония)	ЛУЭ с растяжителем	150 МэВ, 0,5 мкА	
4. MAMI (ФРГ)	I ступень	14 МэВ, 100 мкА	
	II ступень	163 МэВ, 53 мкА	
б) Сооружаемые			
1. MAX (Швеция)	Импульс-микротрон с 100(500) МэВ, 10 мкА растяжителем		
2. Дармштадт (ФРГ)	Рецикулотрон, сверхпр.	130 МэВ, 20 мкА	
3. МГУ-ВИАН-МИИИ (СССР)	Микротрон	140 МэВ, 100 мкА	
4. NBS-LANL (США)	Микротрон	185 МэВ, 500 мкА	
5. MAMI (ФРГ)	Микротрон III ступень	840 МэВ, 100 мкА	
6. ELSA (ФРГ)	Синхротрон с растяж.	2,5 (3,5) ГэВ, 0,5 мкА	
в) Проекты			
1. EROS (Канада)	ЛУЭ с растяжителем	300 МэВ, 70 мкА	
2. Иллинойс (США)	Микротрон	750 МэВ, 100 мкА	
3. Токио (ЯП)	Микротрон	1,0 ГэВ, 100 мкА	
4. ALFA-3 (Италия)	ЛУЭ с растяжителем	1,1 ГэВ, 100 мкА	
5. NIKHEF (Гол.)	ЛУЭ с растяжителем	700 МэВ, 50 мкА	
6. Харьков (СССР)	ЛУЭ с растяжителем	2,0 ГэВ, 10 (30) мкА	
7. ALS-II (Франция)	ЛУЭ с репр. и растяж.	1,3 ГэВ, 30 мкА	
8. STR (Япония)	ЛУЭ с растяжителем	1,75 ГэВ, 140 мкА	
9. MIT (США)	ЛУЭ с репр. и растяж.	1,1 ГэВ, 100 мкА	
10. GEM (США)	Рециркулятор	4,0 ГэВ, 300 мкА	
11. ВИАН (СССР)	Рециркулятор	4,5 ГэВ, 300 мкА	
12. CEBAF (США)	ЛУЭ с репр. и растяж.	4,0(6,0) ГэВ, 240 мкА	
13. Бр-ФМ (СССР)	Синхротрон с растяжит.	6,0 ГэВ, 0,3 (10) мкА	

Другое ограничение на длительность инжекционного импульса связано со стремлением достичь возможно меньшего эмиттанса пучка на выходе растяжителя за счет применения однооборотной инжекции. В каждом конкретном случае длительность импульса инжекции, частота посылок и величина импульсного тока инжектора определяются экономическими соображениями; для растяжителей на энергии ≥ 1 ГэВ характерные значения для них, соответственно, равны $\tau_n \sim 1-3$ нс, $\varphi \sim 300+1000$ Гц и $I_n \sim 100 + 200$ мА.

Главная задача собственно растяжителя заключается в обеспечении равномерного во времени вывода циркулирующего пучка между импульсами инжекции с возможно меньшими величинами поперечного эмиттанса и энергетического разброса. При этом требования на равномерность вывода весьма жесткие. Во всех опубликованных проектах медленный вывод электронов планируется осуществлять на резонансах бета-тройных колебаний второго или третьего порядка.

Более подробная информация о выборе параметров растяжителей содержится в докладах БТИ АН УССР и Бр-И на настоящей конференции.

Несмотря на значительное число проектов и проектных предложений до сих

пор единственной работающей машиной этого типа остается японский растжиматель (*Sendai*), введенный в эксплуатацию в 1981 г. в качестве экспериментальной установки. Он обеспечивает $E=150$ МэВ при $\bar{I} = 0,5$ мкА и $\Delta \sim 80\%$. Монохроматическая система выхода без ВЧ-системы уменьшает энергетический разброс в 1,4% от выхода ДУЗ до 0,2% на выходе растжимателя.

К числу сооружаемых установок с растжимателями относятся: "MAX" Швеция, где инжектором служит импульсный разрезной микротрон, а также "ELSA" (ФРГ), с синхротроном-инжектором на энергию 2,5 ГэВ. Обе установки со сравнительно низкой интенсивностью (табл.1), и в обеих предусмотрены возможности поднятия энергии пучка за счет доускорения электронов в растжимателях. Запуск "ELSA" планируется на конец 1985 г.

Остальные проекты в основном находятся в стадии ожидания финансирования. Наиболее грандиозный проект CEBAF (Верджиния, США) на энергию 4 (6) ГэВ при токе $\bar{I}=240$ мкА получил принципиальное одобрение и при благоприятной ситуации его реализации планируется на 1991 г.

"Теплые" рециркуляторы

Малые значения градиентов ускоряющего поля, характерные для "теплых" СВЧ-структур с нормальной проводимостью, приводят к необходимости использования метода рециркуляции пучка, при создании ускорителей непрерывного действия на базе таких структур. Типичный представитель рециркуляторов такого типа - разрезной микротрон состоит из ускоряющей СВЧ-структуры и двух 180° зеркально-симметричных магнитных систем, формирующих замкнутые орбиты и обеспечивающих для них условия синхронизма. Для обеспечения поперечной устойчивости в разрезных микротронах используются квадруполь как на общей оси, так и на возвратных участках орбит, в сочетании со специальной конфигурацией поля в магнитных диполях. В качестве ускоряющих элементов обычно используются СВЧ-структуры на стоячей волне типа "диск-палка" или с боровой связью резонаторов, обеспечивающие $R_{sh} \sim 80 + 100$ МВ/м при $\lambda \sim 12,5$ см. В рамках линейной теории уравнения для фазовых колебаний в разрезных микротронах аналогичны уравнениям для обычных микротронов.

Классические требования к неоднородности поля в магнитных диполях микротронов $\Delta B/B \sim 10^{-3} + 10^{-4}$, необходимые для обеспечения фазовой устойчивости электронов, определяют верхний предел величины B на уровне $\sim 1,5$ Т. Поскольку веса и стоимости магнитных диполей при фиксированном B растут примерно как E_k^3 , возникает очевидное ограничение на достижимые значения E_k . Так, в рециркуляторе с геометрией разрезного микротрона разумные ограничения по E_k лежат в интервале $(0,7 + 1,0)$ ГэВ, когда стоимость магнитных диполей становится преобладающей.

Для ускорения электронов до энергий в несколько ГэВ были предложены схемы рециркуляторов (политронов), в которых орбиты формируются несколькими дублетами поворотных диполей сегментного типа, между которыми размещаются ускоряющие СВЧ-структуры. [2, 6].

Рециркуляторы политронного типа, ввиду большей плотности траекторий, дают значительный выигрыш в весе и стоимости поворотных магнитов, а также выгодно отличаются от обычных микротронов большими размерами области устойчивости фаз и большим расстоянием между орбитами на дисперсных участках траекторий.

Условие синхронизма или условие когерентного ускорения для рециркулятора, работающего в микротронном режиме, заключается в том, что изменение длины траектории ΔL на одном элементе периодичности после каждого оборота должно составлять целое число n длин волн ускоряющего СВЧ-поля, т.е. $\Delta L = n \lambda$. Соответствующий этому условию равновесный прирост энергии за оборот ΔE будет

$$\Delta E [MeV] = eV \cos \varphi_s \approx \frac{1}{2} n \lambda [cm] \cdot B [T] \cdot 1/\theta \cdot \sin \theta,$$

где φ_s – равновесная фаза ($0 < \varphi_s < \arcsin \frac{2}{n\lambda\theta}$), а θ – угол поворота электрона в одном диполе (см. рис.2), $\theta = \pi/k$, $k = 1, 2, 3 \dots$

Возможности политронов, или микротронов высшего по k порядка, для создания ускорителей непрерывного действия на высокие энергии, иллюстрируются данными табл. II для $E_k = 4,0$ ГэВ, $n = 1$, $\lambda = 12,5$ см и $B = 1,5$ Т.

Параметры	ΔE МэВ	$P_{свч}$ МВт	Таблица II			
			$0 < \varphi_s <$ град.	d (см)	W_c (Т)	N
Политроны						
Разрезной микротрон $k=1$	9	0,16	32	4	21070	444
Двухсторонний микротрон $k=2$	50	0,88	52	11	1280	82
Гексатрон $k=3$	155	2,77	62	17	187	26
Октутрон $k=4$	360	6,41	68	23	46	12
Декактрон $k=5$	694	12,4	73	29	16	6

Здесь d – расстояние между орбитами на дисперсных участках траекторий $d = \frac{q\lambda}{2} \cdot \frac{1 - \cos \theta}{\theta - \sin \theta}$, W_c – вес одного дипольного сегмента; N – число орбит.

Характерно, что с быстрым ($\sim k^4$) уменьшением веса диполей наблюдается сильная ($\sim k^3$) рост ΔE и, соответственно, $P_{свч}$. Свидетельно, что для рассматриваемого уровня энергии $E_k = 4$ ГэВ, только политроны с $k=3$ и $k=4$ обеспечивают выбор для разумного компромисса между величинами W_c , $P_{свч}$ и N , в то время как политроны с $k=1$ и $k=2$ совершенно непригодны.

Для большинства рециркуляторов непрерывного действия на высокие энергии характерно каскадное построение схем ускорения, позволяющее на всех этапах сохранять хорошие качества пучка.

Фактором, ограничивающим достижения в рециркуляторах интенсивности, безусловно, является развал пучка. Наглядным примером этому служит опыт создания сверхпроводящих рециркуляторов. Это явление было достаточно хорошо изучено применительно к обычным ДУЭ. Однако в рециркуляторах возвратные участки траекторий вносят дополнительные связи между отклоняющей и передающей энергией в паразитную моду колебаний частям процесса развития поперечной неустойчивости. В результате данным орбит, их число, частоты и добротности паразитных мод и параметры фокусировки оказывают решающее влияние на величины достижимых токов.

Несмотря на то, что потери энергии на синхротронное излучение в рециркуляторах пренебрежимо малы из-за малого времени ускорения, тем не менее имеющиеся оценки [2] показывают, что для машины с энергиями > 1 ГэВ квантовые флуктуации синхротронного излучения могут существенно ухудшать эмиттансы ускоренного пучка. Это связано с большими значениями магнитных полей и β -функций, характерных для рециркуляторов и, по-видимому, может определять верхний предел по энергиям для применимости таких систем.

Во многих проектах рециркуляторов с > 1 ГэВ для удобства потребителей предусмотрены специальные системы модуляции пучка на низком уровне инжекции (~ 100 нЭВ), позволяющие осуществлять независимую регулировку интенсивности каждого из трех последующих банчей электронов. Кроме того, для расширения экспериментальных возможностей предусматривается одновременный, независимый вывод трех пучков при трех различных энергиях из одной ступени рециркулятора.

В настоящее время наиболее заметные успехи достигнуты в разработке и реализации проекта МAMI, включающего трехкаскадный разрезной микротрон. Первая ступень ускорителя ($E=14$ МэВ; $I=100$ мкА) запущена в начале 1979 г. и успешно продолжает работать с хорошими параметрами пучка и высокой стабильностью. Вторая ступень ($E=187$ МэВ; $I=63$ мкА) запущена в начале 1983 г. Успешный запуск второй ступени рециркулятора с 51 орбитами продемонстрировал возможности борьбы

с явлением развала пучка даже при не слишком благоприятных условиях. Ввод в эксплуатацию 3^й ступени с $E=240$ МэВ ожидается к 1988 г.

Первая ступень рециркулятора в проекте *NBS-LANL* сооружается как демонстрационная модель для изучения предельных возможностей по интенсивности таких машин $E=185$ МэВ; $\bar{I} = 550$ нКА; $N=15$. Запуск планируется на 1985 г. В состоянии дел с проектом разрезного микротрона ИГУ-ФИАН имеется отдельное сообщение на этой конференции.

В проектных предложениях ФИАН'а (Москва) [7] обсуждается возможность сооружения трехкаскадной системы рециркуляторов непрерывного действия: разрезной микротрон (200 МэВ), квадруптон (двухсторонний микротрон) 1,0 ТэВ; октутрон $E=4,5$ ТэВ; $\bar{I} = 300$ нКА (рис.2). Характерной особенностью проекта является использование во всех трех ступенях сравнительно высоких уровней энергии инжекции. Этим достигается сохранение качественных характеристик пучка при ускорении и предотвращается возможность его развала вследствие возбуждения поперечных мод колебаний в ускоряющих СВЧ-структурах.

В этом же направлении работает и выбор достаточно малого числа орбит N для каждой ступени. Другим преимуществом использования рециркуляторов с небольшим N является пропорциональное N снижение числа фокусирующих и корректирующих элементов, а также систем диагностики пучка. Кроме того, при малом числе орбит заметно упрощается процедура настройки и запуска ускорителя, что в конечном итоге может иметь решающее значение.

Использование сегментных диполей для формирования орбит на 2-й и 3-й ступенях рециркуляции позволило ограничить вес отдельных магнитов для них на уровне 22 т и 50 т соответственно.

Заключение

Новое поколение электронных ускорителей непрерывного действия пока еще находится на начальном этапе своего развития. Всего только 5 машин этого типа, из которых 4 - рециркуляторы и одна - растяжитель, работают сегодня на физический эксперимент. Однако в ближайшее пятилетие ожидается заметное увеличение как числа новых ускорителей, так и достигнутых уровней энергии и интенсивностей.

Соревнование между "теплыми" рециркуляторами и растяжителями, по-видимому, будет продолжаться.

Сравнительные преимущества рециркуляторов: $\Delta E/E \sim 10^{-4}$, высокая временная стабильность и малые эмиттансы пучков, возможности одновременной работы с пучками различных энергий, экономичность по крайней мере в диапазоне < 4 ТэВ.

Достоинства растяжителей: отработанная технология основных систем, возможности экспериментов на сверхтонких внутренних мишенях и комптоновского рассеяния лазерных фотонов на электронах для генерации монохроматических γ -квантов; использование синхротронного излучения; большие энергии > 5 ТэВ.

Литература

1. S. Penner IEEE Trans. Nucl. Sci. V. NS-28, N3 (1981), 2067.
2. R. R. Lind "Recirculating Electron Accelerators" Harwood Academic Publishers, (1984).
3. H. Harnunghaus, Proceedings of the International Conference "Linac-84" May (1984) Mainz, F.R.G.
4. Barnes P. D. et al. The Role Electromagnetic Interaction in Nuclear Science. Carnegie-Mellon University. Preprint. Vogt E. IEEE Trans. Nucl. Sci. (1983), NS-30, N4, 3644.
5. Proceedings of the Conference on Future Possibilities for Electron Accelerators, January 8-10 (1979). Virginia, USA.
6. К.А. Беломытцев и др. "Перспективы использования сегментных магнитов в рециркуляторах на низкие энергии" Препринт ФИАН № 293 (1983); Письма в ЖТФ, т. 10, вып. 7, (1984), 439.
7. К.А. Беломытцев, Г.П. Бочаров, А.И. Лебедев, Е.И. Тамм, П.А. Черенков "Сильноточный электронный ускоритель непрерывного действия на энергии 4,5 ГэВ". Препринт ФИАН, № 88, (1984).

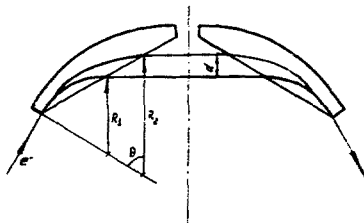


Рис. I. Траектория частиц в магнитном дублете политрона.

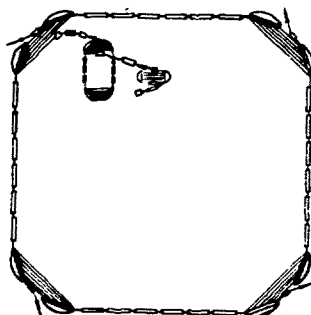


Рис. II. Схема каскадной системы электронных ускорителей непрерывного действия.

□

С П И С О К
участников 9-го Всесоюзного совещания по ускорителям
заряженных частиц, Дубна, октябрь 1984 г.

Агафонов А.В.	Василиев В.Н.
Агеев А.И.	Васильев Л.М.
Адо Ю.М.	Васильев С.Н.
Александров В.С.	Вассерман И.Б.
Алексахин Ю.И.	Вахрушин Ю.П.
Алексеев Н.Н.	Вентров Р.М.
Аленцкий Ю.Г.	Венников Н.И.
Алонсо Дж.	Водопьянов Ф.А.
Алферов В.Н.	Воеводин М.А.
Амелин Г.П.	Войналович О.А.
Амашин В.В.	Ворогушин М.Ф.
Аносов В.И.	Ворожцов С.Б.
Арзуманов А.А.	Врулих А.
Асеев В.Н.	Всеволожская Т.А.
Бакевич Э.	Вялов Г.Н.
Балакин В.Е.	Герш Х.У.
Балбекзэ В.И.	Герцев К.Ф.
Балдин А.М.	Гетка С.
Балицкий В.А.	Гетманов В.Б.
Барабаш Л.З.	Гикал Б.Н.
Барсуков А.Б.	Глазков А.А.
Бархударян А.Е.	Глазов А.А.
Батрах Г.И.	Глухих В.А.
Батмаков Ю.А.	Головановский К.С.
Безногих Ю.Д.	Гольдин Л.Б.
Бейшовец В.	Горнистер Э.И.
Беловишнев К.А.	Горячев Ю.М.
Беляев О.К.	Григасов В.И.
Беме Х.	Гришин О.Я.
Беранной В.А.	Громов А.М.
Бессонов Е.Г.	Громов Е.В.
Бибс Д.	Груздев В.С.
Биленький С.М.	Гульбекян Г.Г.
Богданович Б.Ю.	Гурач Х.
Бодышев В.Ф.	Гуров Г.Г.
Бомко В.А.	Гусев О.А.
Брагин С.Е.	Гольханджян А.М.
Бруж В.Л.	Дайковский А.Г.
Буданов Ю.А.	Давышцев Е.Н.
Буздавин А.П.	Денисов Ю.Н.
Быстрицкий В.М.	Джелепов В.П.
Вагин А.И.	Диканский Н.С.
Валех А.	Динев Д.
Вальднер О.А.	Дитрих Ю.
Васильев А.А.	Дмитревский Ю.П.

Довбня А.Н.
 Довбняки Б.С.
 Довбняков Г.В.
 Дорух Х.
 Дутто К.
 Емченко А.С.
 Енчевич И.Б.
 Есин С.К.
 Есипов В.М.
 Коленц А.А.
 Заводов В.П.
 Зайцев Л.Н.
 Заплатин Е.Н.
 Заплатин Н.И.
 Заручейский В.Г.
 Зенкевич П.Р.
 Зинovieв Л.П.
 Златов Ю.М.
 Иванов И.Н.
 Исламов Б.
 Искенский И.Б.
 Казаков А.А.
 Казаринов Н.Ю.
 Казариновский М.В.
 Казымин Б.В.
 Калашников В.В.
 Калашников В.В.
 Каминский В.Л.
 Капца С.П.
 Капчинский И.М.
 Карасёв И.П.
 Каршавина Э.Н.
 Кац М.М.
 Квятковский С.
 Ким Чер Хо
 Клейн Х.
 Коваленко А.Д.
 Козлов С.И.
 Козодаев А.М.
 Колесов М.В.
 Коломенский А.А.
 Коломенец А.А.
 Колпачков И.Ф.
 Колыга В.В.
 Комочков М.М.
 Кондратьев В.В.
 Кононов В.К.
 Кооп И.А.
 Корень С.А.

Кореньевский В.В.
 Корнани Э.
 Коронин О.П.
 Корчутанов В.Н.
 Корюхин Г.А.
 Котов В.И.
 Кошкарев Д.Г.
 Кравчук А.В.
 Красных Н.Ю.
 Крашенин В.В.
 Кузьмин А.А.
 Кузнецов А.Б.
 Куйбыда Р.П.
 Курочкин В.Г.
 Курнаев О.В.
 Куракин В.Г.
 Кутнер В.Б.
 Кущин В.В.
 Лазарев Н.В.
 Лазнев Э.М.
 Латушкин С.Т.
 Лебедев В.Н.
 Лебедев О.П.
 Лебедев П.И.
 Ле Клен Хань
 Ли Нем Ха
 Линев А.Ф.
 Лизидэл Р.
 Липовский Э.А.
 Макаров Л.Г.
 Максимов В.М.
 Мальцев А.П.
 Мартин Д.
 Мартиросян Г.А.
 Мартиросян Г.В.
 Масунов Э.С.
 Матшевский В.
 Матора И.М.
 Медведкс А.С.
 Мельников В.Н.
 Михайлов А.И.
 Михайлов В.А.
 Минев С.И.
 Монсеев В.А.
 Монсеев В.И.
 Морозович Р.
 Мохов Н.В.
 Моченников Н.И.
 Мызников К.П.

Мяз Э.А.
Наумов А.А.
Недьяков И.
Недипович Е.С.
Никогосян В.Ц.
Николаев В.И.
Николаев В.М.
Новиков Д.Л.
Овчинников В.П.
Оганесян Р.Ц.
Оганесян Ю.Ц.
Олейник Е.Е.
Онищенко Л.М.
Орлов А.К.
Остроумов П.Н.
Пазин К.Н.
Пальмский Л.Л.
Панаски В.С.
Парамонов В.В.
Пасик А.С.
Пекленков В.Д.
Перельштейн Э.А.
Пермский М.С.
Пателин И.Г.
Петренко В.В.
Петров В.В.
Петросян М.Л.
Пискунов Г.С.
Пичуткина Л.И.
Плетнев Б.В.
Плотников Б.К.
Полыненкова Л.М.
Путкин Е.М.
Путятин Н.А.
Радли О.Н.
Радю А.
Рамезский В.П.
Резгов В.А.
Ремнев Г.Е.
Решков А.В.
Реметникова К.А.
Рогозинский В.Г.
Родимов А.Е.
Романов А.Н.
Романов В.А.
Рыбацко В.С.
Рябов Г.А.
Рябцев А.С.
Саванеев В.П.
Саввин В.А.

Самойлов А.В.
Самсонов Е.В.
Саранцев В.П.
Саркисян Л.А.
Сафонов А.Н.
Савицын М.П.
Севергин Ю.П.
Селезнев В.Д.
Семеновский И.Н.
Сендичев Ю.В.
Сережников С.В.
Серов В.Л.
Сильвестров Г.И.
Симаковский М.Ф.
Смирнов А.А.
Смирнов А.В.
Смирнов В.С.
Сотников М.А.
Степанов А.В.
Степанчук В.П.
Столбунов В.С.
Сутак Е.П.
Сулыгин В.В.
Сумбаев А.П.
Сура Ю.
Сытник В.В.
Тараканов Н.М.
Темных А.Б.
Тепляков В.А.
Терехин Н.П.
Тимошенко Г.Н.
Титов В.А.
Тилин В.Г.
Трейбал З.
Троянов Е.Ф.
Туманян А.Р.
Турани Д.
Унечев В.Н.
Фаткулин Ю.К.
Федотов Ю.С.
Филиппов Ю.П.
Флеров Г.Н.
Фомель Б.М.
Харьязов Р.В.
Ходаков Е.М.
Хоромский Б.Н.
Хэллер Р.
Цаканов В.М.
Цовбук Б.И.
Черенков П.А.

Черный С.А.
Чеснов А.Ф.
Чеснова С.И.
Черня А.П.
Щагунов Ю.М.
Бредунов В.И.
Нечитайко А.М.
Щелков И.А.
Никольский Б.К.
Никольский А.М.
Норин К.Н.

Шотт В.
Бухарин И.А.
Бухарин А.В.
Щагин И.С.
Щагин И.П.
Щагин Д.П.
Яков В.Е.
Яковлев Г.И.

□

**Издание осуществлено способом офсетной печати с оригиналов,
представленных Оргкомитетом Совещания**

Труды
IX Всесоюзного совещания
по ускорителям
заряженных частиц

Том II
Дубна, 16-18 октября 1984
Редакторы: Б.Б.Колесова, Э.В.Ивашкевич

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области
Заказ 36359. Тираж 450. Уч.-изд.-листов 44,5.
Подписано в печать 21.06.85.

Труды
IX Всесоюзного совещания
по ускорителям
заряженных частиц

Том II
Дубна, 16-18 октября 1984
Редакторы: Б.Б.Колесова, Э.В.Ивашкевич

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области
Заказ 36359. Тираж 450. Уч.-изд.-листов 44,5.
Подписано в печать 21.06.85.