

ТРУДЫ
ДЕСЯТОГО ВСЕСОЮЗНОГО
СОВЕЩАНИЯ
ПО УСКОРИТЕЛЯМ

МОСКВА 1957

ИЗДАТЕЛЬСТВО

50 8807939 → 7963
8705 → 8724

ТИНР-D--9-87-105(V.2)

9582 → 9625
АКАДЕМИЯ НАУК СССР

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Д9-87-105

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

ДУБНА, 21-23 октября 1986 года

Том II

ДУБНА 1987

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

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

Организаторы совещания:

Академия наук СССР,

Государственный комитет по использованию
атомной энергии СССР,

Объединенный институт ядерных исследований.

Ответственный редактор А.А.Васильев.

ОГЛАВЛЕНИЕ

СТР.

СЕССИЯ 8. ИСТОЧНИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ

ИСТОЧНИК МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ С ПОДОГРЕВНЫМ КАТОДОМ Б.Н.Маков.	3
ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE (E,C.R.) ION SOURCES FOR HEAVY ION ACCELERATORS Y.Jongen.	14
THE LBL 88-INCH CYCLOTRON OPERATING WITH AN ECR SOURCE D.J.Clark.	27
ДВУХСТУПЕНЧАТЫЙ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫЙ ИСТОЧНИК МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ С.Н.Павлов, В.Г.Хмарук.	39
RECENT DEVELOPMENTS IN EBIS DESIGN R.W.Schmieder.	43
ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ИСТОЧНИК МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ИМИ-1 В.Г.Абдильманов, В.Л.Ауслендер, Ю.М.Колокольников, И.Н.Мешков, В.Г.Потапов, Г.А.Тутин, В.П.Эйсмонт.	51
ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ ИЛИ АН СССР А.С.Белов, С.К.Есин, С.А.Кубалов, В.Е.Кузик, В.П.Якушев.	55
ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИСТОЧНИК ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ И ИОНОВ Н ⁺ А.Н.Зеленский, С.А.Кохановский, В.М.Лобашев, В.Г.Полушкин, К.Н.Вишневский.	58
ДУОПЛАЗМАТРОН КАК ИСТОЧНИК МАЛОЗАРЯДНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИНЖЕКТОРА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ В.А.Баталин, Ю.Н.Волков, Б.К.Кондратьев, В.И.Турчин.	61
ПРИМЕНЕНИЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ КАТОДОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ТВЕРДЫХ ВЕЩЕСТВ А.В.Демьянов, А.Н.Кулиш, А.Ф.Линев, А.И.Папаш.	65
ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОНОВ Г.В.Муравьев, В.П.Овчинников, С.Г.Цепакин.	68
ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ИЗ ИСТОЧНИКА С РАСПЫЛЕНИЕМ А.Г.Трошихин.	71
ВАРИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКА ЭЛЕКТРОНОВ БОЛЬШОЙ ЯРКОСТИ Г.А.Вязьменова, Ю.А.Свиистунов, А.С.Тихомиров.	75
ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ИСТОЧНИКА МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ИМИ-1 В.Г.Абдильманов, Ю.М.Колокольников, И.Н.Мешков, А.Н.Шарапа.	79
ИСТОЧНИКИ ИОНОВ ДЛЯ ПЕРЕЗАРЯДНОГО УСКОРИТЕЛЯ УКП-2-1 В.П.Голубев, С.А.Никифоров, А.Г.Трошихин, Р.А.Эльгардт.	84

СЕССИЯ 9. УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ НАРОДНОГО ХОЗЯЙСТВА

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОМЫШЛЕННОГО ПРИМЕНЕНИЯ В.А.Глухих, М.П.Свиньин, М.Т.Федотов, О.А.Войналович.	91
ПРИКЛАДНЫЕ РАБОТЫ НА ЦИКЛОТРОНЕ У-120 Е.М.Бельский, А.Н.Бойко, В.И.Гранцев, Г.Н.Коваль, А.Ф.Линев, А.Э.Меленевский, Б.К.Никишин, Ю.С.Продувадов, В.И.Сахно, В.А.Черниченко.	100



СИЛЬНОТОЧНЫЕ БЕТАТРОНЫ ТОМСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Ю.М.Акимов, Ю.В.Акимочкин, Г.В.Акулов, Р.Д.Бабаджанов, Ю.А.Громов,
В.А.Москалев, Т.М.Музинов, В.Л.Николаев, Б.В.Окулов, Г.И.Сергеев,
В.П.Рябухин, Ю.Н.Сивков, Ю.М.Скворцов, А.В.Цимбалит, В.В.Шашов,
В.Г.Шестаков, М.М.Штейн. 105

ПОЛУЧЕНИЕ И ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОГО ИОННОГО ПУЧКА В ВЫСОКОВОЛЬТНОМ УСКОРИТЕЛЕ

Г.Г.Ворожонин, Г.А.Вязьменова, О.Л.Комаров, В.С.Кузнецов,
Г.А.Наливайко, А.И.Солнышков, А.Н.Фомичев. 109

СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО СОЗДАНИЮ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА В ИЯФ СО АН СССР

В.Е.Акимов, Т.Е.Вечеславова, Н.А.Винокуров, П.Д.Воблый, Н.Г.Гаврилов,
М.М.Карлинер, Е.В.Козырев, Г.Н.Кулипанов, В.Н.Литвиненко, И.Г.Макаров,
О.А.Нежевенко, Г.Н.Острейко, Б.Э.Персов, И.Я.Протопопов, С.И.Рувинский,
Г.В.Сердобинцев, А.Н.Скринский, Э.М.Трахтенберг, В.П.Яковлев. 113

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ МАЛОГАБАРИТНЫХ ЗАПЯЯННЫХ ИОННЫХ ДИОДОВ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ И ПРОЗРАЧНЫМ ВНУТРЕННИМ АНОДОМ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ

В.А.Войтенко, Б.М.Гулько, Н.Ф.Коломиец, К.И.Козловский, Р.П.Плешакова,
Е.В.Рябов, Е.А.Сотниченко, А.Е.Шиканов, К.И.Яковлев. 117

ПОЛИОРБИТНЫЕ ИНДУКЦИОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ

А.А.Завонцов, В.А.Касьянов, В.А.Романова, В.Л.Чахлов. 121

INDUSTRIAL APPLICATIONS WITH THE GANIL HEAVY ION BEAM

C.Biech. 124

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ОЧИСТКИ ГАЗООБРАЗНЫХ ОТХОДОВ ПРОМЫШЛЕННЫХ ПРЕДПРИЯТИЙ

В.А.Глухих, А.С.Иванов, М.П.Свиньин, М.Т.Федотов, О.А.Войналович. 127

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗРАБОТКИ НЕЙТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ В НИИЭФА им. Д.В.ЕФРЕМОВА

Г.Г.Ворожонин, А.С.Иванов, Г.М.Латманисова, М.П.Свиньин,
Г.В.Тарвид, М.Т.Федотов. 131

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИОННЫХ ПУЧКОВ ЦИКЛОТРОНА P-7 (У-120 М) В ЭЛЕМЕНТНОМ АНАЛИЗЕ

О.П.Белянин, В.М.Заводчиков, А.И.Комов, А.Н.Обливанцев, В.И.Рыжков,
А.Г.Рыбасов, В.В.Сохорева, В.Н.Сулема, В.Н.Шадрин, И.П.Чернов,
Ю.П.Черданцев, А.А.Ятис. 136

СЕССИЯ 10. УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ МЕДИЦИНЫ

СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ФИГУРНЫХ ПРОФИЛИРОВАННЫХ ПОЛЕЙ ОБЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

В.Ф.Викторов, К.А.Виноградов, А.Г.Гармаш, А.В.Губанов,
В.И.Соломахин, А.М.Третьяков. 143

МАЛОГАБАРИТНЫЙ БЕТАТРОН НА ЭНЕРГИЮ 6 ± 10 МэВ ДЛЯ ИНТРАОПЕРАЦИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

В.В.Кашковский, В.А.Лисин, А.А.Филимонов, В.Л.Чахлов. 147

ТЕРАПЕВТИЧЕСКИЕ КОМПЛЕКСЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Ю.П.Вахрушин, В.А.Глухих, О.А.Гусев, В.И.Петрунин, И.А.Прудников,
Ю.Ф.Чичикалов, И.А.Ермаков, Е.А.Жербин, Л.П.Симбирцева, Р.В.Синицын,
О.А.Шутовский. 151

ШЕСТИКАБИННЫЙ КЛИНИКО-ФИЗИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ ОИЯИ ДЛЯ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ ТЯЖЕЛЫМИ ЯДЕРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ

В.П.Дзельков, О.В.Савченко, Б.В.Астрахан, А.И.Рудерман. 155

УСКОРИТЕЛИ В МЕДИЦИНЕ

Л.Л.Гольдин, М.Ф.Ломанов, В.С.Хорошков, И.В.Чувилло. 163

ХАРАКТЕРИСТИКИ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ НА СТОЯЧЕЙ ВОЛНЕ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЕДИНОЙ СЕРИИ Ю.Ю.Кириллин, В.М.Николаев, В.М.Рыбчинский, В.Л.Смирнов, В.В.Терентьев.	170
ВЫВОД ПОСТОЯННО ДЕЙСТВУЮЩЕГО ПУЧКА ДЛЯ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ НА СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ ЛИЯФ Н.К.Абросимов, А.А.Александров, В.А.Волчѐнков, В.А.Елисеев, И.Б.Зеличенко, Е.М.Иванов, Ю.Т.Миронов, М.С.Перский, Д.В.Решетников, Г.А.Рябов, Б.З.Сэндлер.	174

СЕССИЯ 11. УСКОРИТЕЛИ С ВЫСОКИМ ТЕМПОМ УСКОРЕНИЯ

ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ С АУТОУСКОРЕНИЕМ РЕЛЯТИВИСТСКОГО СГРУППИРОВАННОГО ПУЧКА Б.Ю.Богданович.	181
АДГЕЗАТОР С ПОВЫШЕННОЙ КОМПРЕССИЕЙ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЕЦ А.Б.Кузнецов, В.А.Прейзендорф.	185
ДЛИТЕЛЬНОЕ УДЕРЖАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЕЦ В ПРОТОТИПЕ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИЯИ И.В.Кузнецов, Э.А.Перельштейн, В.Н.Разувакин, А.П.Сумбаев, В.А.Тимохин, А.Е.Черемухин, Г.Д.Ширков.	189
ЛИНЕЙНЫЙ ИНДУКЦИОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ ЛУЭК-20 В.С.Александров, И.И.Голубев, Г.В.Долбилов, В.И.Казача, Г.И.Комнов, В.П.Рашевский, В.П.Саранцев, А.И.Сидоров.	193

СЕССИЯ 12. МЕЗОННЫЕ И КАОННЫЕ ФАБРИКИ

DEVELOPMENT AND CONSTRUCTION OF HEAVY ION ACCELERATORS AT GSI N.Angert.	199
RECENT DEVELOPMENTS AT TRIUMF D.A.Dohan.	211
АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ТРАКТАМИ ПУЧКОВ НА СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ ЛИЯФ АН СССР Н.К.Абросимов, А.М.Герасимов, Л.А.Коровина, Л.М.Крышень, Г.Ф.Михеев, Г.А.Рябов.	221
ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО УСКОРЕНИЮ ИОНОВ n^- НА КИЕВСКОМ ИЗОХРОННОМ ЦИКЛОТРОНЕ У-240 А.И.Безрук, В.И.Быков, А.Ф.Линев, Е.Е.Олейник.	224
ФАЗОТРОН ОИЯИ. РЕЗУЛЬТАТЫ НАЛАДКИ А.Т.Василенко, С.Б.Ворожцов, А.А.Глазов, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Е.Н.Заплатин, Н.Л.Заплатин, В.В.Калининченко, В.В.Кольга, В.А.Кочкин, Б.Н.Марченко, Н.А.Морозов, А.Ф.Новгородов, Л.М.Онищенко, Ю.Н.Осадченко, Э.А.Полферов, М.М.Семенов, А.Ф.Чеснов, М.Ф.Шабашов, Н.Г.Шакун, П.Т.Шишлянников.	228
ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА РАСШИРЕНИЯ ОРБИТ В СИСТЕМЕ ВЫВОДА ПУЧКА ЦИКЛОТРОНА ДЦ-1 О.Н.Борисов, В.П.Дмитриевский, Г.А.Карамышева, В.В.Кольга, О.В.Ломакина.	233
ВЫВОД ПРОТОННОГО ПУЧКА ИЗ ФАЗОТРОНА ОИЯИ В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин, А.Ф.Новгородов, Л.М.Онищенко, Э.А.Полферов, А.Ф.Чеснов, М.Ф.Шабашов.	237
РАСТЯЖКА УСКОРЕННОГО ПУЧКА ФАЗОТРОНА ОИЯИ С ПОМОЩЬЮ С-ЭЛЕКТРОДА А.А.Глазов, Е.Н.Заплатин, В.А.Кочкин, Б.Н.Марченко, Л.М.Онищенко, П.Т.Шишлянников.	242
МНОГООБОРОТНАЯ ИНЖЕКЦИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЬ ПРОТОНОВ Н.М.Курбангалиев, В.А.Моисеев, Л.Н.Остроумов.	246

МИШЕНЬ ДЛЯ МЕДЛЕННОГО ВЫВОДА ЧАСТИЦ ИЗ НАКОПИТЕЛЯ ПРОТОНОВ ММО М.В.Казарновский, В.М.Лобашев, П.Н.Остроумов, О.В.Пономарев, Ю.П.Севергин.	250
ПЕРЕЗАРЯДНАЯ МИШЕНЬ НАКОПИТЕЛЯ ПРОТОНОВ МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ М.В.Казарновский, Н.М.Курбангалиев, В.М.Лобашев, В.А.Моисеев, П.Н.Остроумов, Ю.П.Севергин.	253
МЕТОД РАСЧЕТА РЕЗОНАТОРОВ УСКОРИТЕЛЕЙ И ЕГО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА А.Н.Беспалов, Ю.А.Кузнецов, А.А.Глазов, Е.Н.Заплатин.	257
ВЫВОД ИЗ ЦИКЛОТРОНА ПРОТОНОВ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ ~950-1300 мэВ НА ОСНОВЕ ЦЕЛОГО РЕЗОНАНСА $Q_r = 2$ Л.А.Саркисян, Т.А.Чернышенко.	262
ТРЕБОВАНИЯ К ТОЧНОСТИ РЕГИСТРИРУЮЩЕЙ АППАРАТУРЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПРОЦЕДУР НАСТРОЙКИ СЛОЖНЫХ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ А.В.Самойлов, Б.С.Волков, А.А.Майоров, П.В.Шевцов.	265
СИСТЕМА ДИАГНОСТИКИ И УПРАВЛЕНИЯ ПЕРВИЧНЫМИ ПУЧКАМИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ В.К.Горбунов, М.И.Грачев, А.В.Самойлов, Е.Н.Михеев, В.М.Рыбин, А.П.Цыпляков.	268
 СЕССИЯ 13. ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ НА СВЕРХВЫСОКИЕ ЭНЕРГИИ	
ПРОГРЕСС В СОЗДАНИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ А.Д.Никупин.	273
ЗАЩИТА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ ОТ ОБЛУЧЕНИЯ НА ПРОТОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ А.И.Дрожин, М.А.Маслов, Н.В.Мохов, К.П.Мызников, Ю.С.Федотов.	278
ИССЛЕДОВАНИЯ ЦЕПОЧКИ ПОЛНОМАСШТАБНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ С ПОЛЕМ 5 Т А.И.Агеев, Г.М.Александров, А.Г.Александров, А.М.Андриншин, Г.М.Антоничев, Э.А.Булатов, Л.М.Васильев, О.М.Веселов, В.И.Гридасов, В.И.Демянчук, А.Н.Ерохин, С.И.Зинченко, В.И.Илюшин, Б.В.Казьмин, В.А.Кренделев, С.М.Логачев, К.П.Мызников, М.Б.Нурушева, А.П.Орлов, М.В.Прийма, Д.В.Приходько, В.В.Сытник, А.Н.Шамичев, Н.Н.Ярыгин.	285
ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ДИПОЛЕЙ УНК Н.И.Андреев, Л.М.Васильев, В.И.Гридасов, Ю.П.Дмитревский, А.В.Злобин, С.С.Козуб, К.П.Мызников, А.П.Орлов, А.Н.Сурков, В.В.Сытник, П.А.Цербаков.	291
МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЗАХОЛАЖИВАНИЯ И ОТОГРЕВА СП ДИПОЛЬНЫХ МАГНИТОВ УНК А.Г.Абрамов, А.И.Агеев, Ю.Г.Божко, В.И.Гусак, А.Г.Дайковский, А.В.Жирнов, Е.Г.Прощаев, А.В.Тарасов.	296
МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОЛОВНЫХ ДИПОЛЕЙ ТИПА А И В 1 СТУПЕНИ УНК А.В.Никифоровский, П.В.Смирнов, В.А.Тицтов, Ю.М.Федоришин, М.С.Фомин.	300
СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ДИПОЛЬ С ХОЛОДНЫМ МАГНИТНЫМ ЭКРАНОМ В.Л.Васильев, В.Е.Ерегин, В.С.Кашинкин, М.Н.Косякин, В.А.Титов, В.П.Шаньгин.	305
РАСЧЕТ РОСТА ДАВЛЕНИЯ ГЕЛИЯ В МАГНИТАХ УНК ПРИ ПЕРЕХОДАХ В НОРМАЛЬНОЕ СОСТОЯНИЕ В.М.Васильев, Л.Б.Динабург, В.В.Калинин, В.А.Титов, Н.А.Шатиль.	308
КРИСТАТИРОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ МАГНИТОВ С ХОЛОДНЫМ МАГНИТНЫМ ЭКРАНОМ В.Н.Васильев, А.Ф.Волков, Л.Б.Динабург, В.В.Калинин, В.А.Титов, Т.П.Николишвили.	312
ПРЕЦИЗИОННЫЕ РАСЧЕТЫ ДВУМЕРНЫХ ПОЛЕЙ МАГНИТОВ СИНХРОТРОНА СПИН Э.А.Айрян, Е.П.Жидков, А.В.Федоров, Б.Н.Хоромский, И.А.Шелаев, И.П.Юдин, О.И.Юдашев.	316

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОРЕЗОНАТОРНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

А.Н.Диденко, С.Н.Артеменко, В.Л.Каминский, Н.А.Гичинский,
Г.М.Самойленко, Г.Ю.Юшков. 320

СЕССИЯ 14. МОДЕРНИЗАЦИЯ ДЕЙСТВУЮЩИХ УСКОРИТЕЛЕЙ

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ИНДИВИДУАЛЬНОЙ КОРРЕКЦИИ ПОЛЯ
МАГНИТНЫХ БЛОКОВ СИНХРОТРОНА У-10
Н.Н.Алексеев, Е.В.Пушкин, А.С.Рябцев. 325

ВАКУУМНАЯ КАМЕРА И СИСТЕМА ОТКАЧКИ ПРОТОН-ТЯЖЕЛОИОННОГО
СИНХРОТРОНА ИТЭФ
Б.Б.Зудин, П.Е.Иванов, Б.И.Круглов, К.К.Оносовский. 330

СИСТЕМА КРИОГЕННОЙ ОТКАЧКИ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ СИНХРОФАЗНОТРОНА ОИЯИ
Б.В.Василишин, Л.П.Зиновьев, И.И.Куликов, В.А.Мончинский,
А.И.Пикин, И.Н.Семеновский. 333

РАЗВИТИЕ СИСТЕМЫ ИНЖЕКЦИИ ПУЧКА БУСТЕРА ИФВЭ
Э.А.Маз, В.И.Стопповский, С.В.Счастливцев, В.Н.Толпекин, Е.Ф.Троянов. 336

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ АЗИМУТАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
ПОТЕРЬ ПУЧКА НА ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ ИТЭФ
А.С.Рябцев, А.В.Уваров. 339

ПРИМЕНЕНИЕ УПРАВЛЯЮЩЕГО АЗИМУТАЛЬНО ПЕРИОДИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ
С "КРАТНОЙ" ГАРМОНИКОЙ ПРИ МОДЕРНИЗАЦИИ ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ
А.А.Звонцов, Ю.Д.Зрелов, В.П.Казьмин. 343

РАЗВИТИЕ СИСТЕМ ВЫВОДА И КАНАЛОВ ЧАСТИЦ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЫСОКОЙ
ИНТЕНСИВНОСТИ ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИФВЭ
Ю.М.Адо, А.Г.Афонин, Н.А.Галеев, В.И.Котов, В.П.Крючков, В.Н.Лебедев,
Р.А.Рзаев, Н.Е.Тюрин, С.А.Черный. 346

СЕССИЯ 15. РАДИАЦИОННЫЕ ПРОБЛЕМЫ НА УСКОРИТЕЛЯХ

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ
РАДИАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА СЕРПУХОВСКОМ ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ
В.Т.Головачик, В.Н.Лебедев. 355

ОЦЕНКА РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ УНК НА ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ
И.Л.Ажгирей, И.С.Байшев, В.Н.Лебедев, М.А.Маслов, Н.В.Мохов, А.В.Узунян. 363

СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕЙ ВТОРИЧНОГО
ИЗЛУЧЕНИЯ В БЛИЗИ ТОЛСТЫХ МИШЕНЕЙ, ОБЛУЧАЕМЫХ ЛЕГКИМИ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИМИ ЯДРАМИ
В.П.Бамблевский, А.Р.Крылов, Г.Н.Тимошенко. 368

ОЦЕНКА РАДИАЦИОННЫХ НАГРУЗОК ПРИ МЕДЛЕННОМ ВЫВОДЕ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЯДЕР
ИЗ НУКЛОТРОНА
Л.Н.Зайцев, С.П.Никулин, А.Е.Сырейчиков. 371

ПОЛИМЕРЦЕМЕНТ - ИЗОЛЯЦИОННЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ ОБМОТОК МАГНИТОВ С ПОВЫШЕННОЙ
РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТЬЮ
М.А.Беренюк, В.Г.Заручейский, А.Н.Ильин, К.К.Покровский, К.Н.Попов,
В.Н.Соловьев. 374

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ НА СЕРПУХОВСКОМ
СИНХРОТРОНЕ
В.Е.Бородин, Ф.Ф.Барейша, В.Г.Кузьменко, Л.П.Кязумова, В.Н.Лебедев,
А.П.Люмов, А.Ф.Лукьянцев, М.Е.Медведев, Э.В.Осипов, В.Н.Пелешко,
В.С.Петров, Я.Н.Расцветалов, В.А.Сенько. 377

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ В ПОДЗЕМНЫХ ЗАЛАХ И ТУННЕЛЯХ УНК
И.Л.Ажгирей, И.С.Байшев, И.А.Курочкин, М.А.Маслов, Н.В.Мохов, А.В.Узунян. 381

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТКАНЕЭКВИВАЛЕНТНОГО ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО СЧЕТЧИКА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ А.Г.Алексеев, В.Т.Головачик, А.В.Санников.	385
РАСЧЕТ НАВЕДЕННОЙ АКТИВНОСТИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В СИСТЕМАХ ОХЛАЖДЕНИЯ ОБЛУЧАЕМОГО ОБОРУДОВАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ВЫСОКИЕ ЭНЕРГИИ Д.В.Горбатков, В.П.Крючков, С.Л.Кучинин, Я.Н.Расцветалов.	389
ЗАЩИТНАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛАБИРИНТОВ И ШАХТНЫЕ ВЫХОДЫ УНК В.Н.Бабкин, В.Б.Гетманов, А.А.Кузнецов, М.Ф.Митин, Н.А.Объедкова.	393
ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ АДРОНОВ НА УСКОРИТЕЛЕ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 70 ГэВ Е.А.Белогорлов, Г.И.Крупный, А.А.Кузнецов, В.Н.Лебедев, Я.Н.Расцветалов.	396
ПОВЫШЕНИЕ НАДЕЖНОСТИ СИСТЕМ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПУТЕМ ПРИМЕНЕНИЯ РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ МАТЕРИАЛОВ В.В.Корневский, К.К.Покровский.	400
ЗАЩИТА ГРУНТОВЫХ ВОД ОТ АКТИВАЦИИ ТУННЕЛЬНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ГЛУБОКОГО ЗАЛОЖЕНИЯ А.И.Антипов, М.В.Булгаков, В.Б.Гетманов, М.Ф.Митин.	403
РАЗРАБОТКА ЛИТЫХ ЦЕМЕНТНЫХ КОМПОЗИЦИЙ ДЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ИЗОЛЯЦИИ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ В.В.Афанасьев, В.В.Корневский, С.Ю.Писачев, В.Г.Заручейский, М.А.Беренюк.	406
ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛГ ПРИ ТЕРМОРАДИАЦИОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЫВЕДЕННЫХ ПУЧКОВ ПРОТОНОВ М.М.Гуров, В.Н.Соловьев, В.А.Сорокин.	409
ДОЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ ТЕПЛОЙ ДО 20 МэВ И ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 2 ДО 60 МэВ В.Т.Головачик, В.Н.Кустарев, В.Н.Лебедев, Е.Н.Савицкая, А.В.Санников.	411
СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЗА БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТОЙ СИНХРОТРОНА ИФВЭ ПРИ ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНЫХ ПРОТОНОВ 70 ГэВ Г.И.Крупный, С.И.Купцов, В.Н.Лебедев, В.Д.Майоров, В.Н.Пелешко, Я.Н.Расцветалов.	415
СЕССИЯ 16. ПРОЕКТЫ НОВЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ	
THE SUPERCONDUCTING SEPARATED ORBIT CYCLOTRON TRITRON U.Trinks.	421
УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ИФВЭ (СОСТОЯНИЕ ДЕЛ И РАЗВИТИЕ) А.И.Агеев, В.Н.Алферов, В.И.Балбеков, В.И.Гридасов, Г.Г.Гуров, Ю.П.Дмитревский, А.Ф.Дунайцев, В.В.Елистратов, О.В.Курмаев, В.Н.Лебедев, А.А.Логунов, К.П.Мызников, В.Г.Рогозинский, Л.Д.Соловьев, И.И.Сулыгин, Н.М.Тараканов, Ю.С.Федотов, Е.К.Шембель, В.А.Ярба, А.Д.Артемов, С.Н.Васильев, В.А.Глухих, О.А.Гусев, В.В.Иванов, Б.Г.Карсеев, М.Н.Косякин, И.Ф.Малышев, И.В.Мозин, А.В.Никифоровский, В.И.Перегуд, О.Б.Сенченко, П.В.Смирнов, В.А.Титов, А.А.Васильев, Г.П.Воронцов, Е.Л.Макеев, Ф.З.Ширяев.	430
СПИСОК УЧАСТНИКОВ X ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО УСКОРИТЕЛЯМ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ.	438

**ИСТОЧНИКИ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ**

**Председатель: Е.Д.Донец
Секретарь: А.И.Пикин**

Сессия 8

ИСТОЧНИК МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ С ПОДОГРЕВНЫМ КАТОДОМ

Б. Н. Маков

Институт атомной энергии имени И. В. Курчатова, Москва

Исследования в области физики тяжелых ионов и решения прикладных задач требуют ускорения пучков многозарядных ионов (м.з.и.) различных элементов все большей кратности заряда и интенсивности [1]. Получение интенсивных пучков м.з.и. из источника вызывает необходимость образования в нем мощного ионизирующего потока электронов с широким энергетическим спектром, достаточной длительности пребывания ионов в разряде и возможности удаления м.з.и. из области зарождения без существенных потерь.

В настоящее время развитие источников м.з.и. осуществляется по разным направлениям. Это и непрерывно совершенствующийся источник с подогревым катодом ИПК [2 + 5]; источники с электронно-циклотронным нагревом [6 + 8]; электронно-лучевые источники [9, 10]; лазерные [11] и др.

В течение длительного времени ИПК эксплуатировался на циклотронах ОИЛ, а также использовался и исследовался в ФРГ [12], США [13, 14], Франции [15 + 17], Японии [18, 19], Бельгии [20].

Доклад содержит краткий анализ условий образования м.з.и. в ИПК и тенденции его развития.

Разряд с осциллирующими электронами

В осциллирующем разряде, в сильном магнитном поле, энергия первичных электронов передается в разряд полнее, поскольку он представляет электростатическую ловушку для электронов в продольном направлении и, следовательно, при тех же внешних параметрах разряда действительная плотность тока ионизирующих электронов может быть во много раз больше, чем в однопролетном разряде. Число осциллирующих электронов возрастает при понижении давления газа в разрядном промежутке, когда средняя длина свободного пробега быстрых электронов существенно превышает длину разрядного канала. Именно этот случай реализуется в источнике м.з.и. с подогревым катодом, поскольку снижение давления в нем диктуется необходимостью получения высокой температуры электронов плазмы и снижения числа процессов, обратных ионизации (перезарядка и рекомбинация в объеме).

Оценка энергетического времени удержания электронов в плазме τ_z , из отношения энергосодержания [21] ($\text{пкТ} = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ эВсм}^{-3}$) в объеме плазмы ($V = 5 \text{ см}^3$) к подводимой мощности в разряд ($I_p = 8,5 \text{ А}$, $U_p = 640 \text{ В}$) дает $\tau_z \approx 0,2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. Измеренная при этом суммарная величина поперечного электронного тока, характеризующая диамагнетизм столба разряда, превышала ток разряда в 5 раз. Это подтверждает существование многократной осциллиции первичных электронов в разряде. Кроме того, известно, что лучшие результаты ИПК дает при равных потенциалах катода и отражателя. Из рис. 1 видно, как небольшое положительное смещение отражателя по отношению к катоду — U резко снижает содержание H^{5+} ионов в пучке вследствие отрыва электронов из разряда $I_{\text{е}}$.

Используемый в источнике подогревный катод нагревается электронной

бомбардировкой, и одновременно принудительно охлаждается. Это дает возможность получать высоковольтные, интенсивные режимы разряда и изменять в широком диапазоне параметры разряда при растущих вольт-амперных характеристиках. Другими словами, катод позволяет оптимизировать по эффекту соотношение плотностей первичных и вторичных электронов в разряде и их энергии, а система нагрева автоматизировать поддержание разряда на заданном уровне в течение всего срока службы, определяемого полным разрушением катода. На рис. 2 показан катод в разрезе после 12 часов работы. Видно, что вольфрамовый катод симметрично разрушается, молибденовый экран надежно предохраняет его боковые поверхности от разрушения. Из характера распыления катода можно предположить [22], что в его центральной части температура выше и распыление в середине идет интенсивнее как вследствие повышенной плотности разряда, так и более высокого среднего заряда ионов, бомбардирующих катод.

Ионизация электронным ударом

Зарядовое состояние A^{Z+} может быть достигнуто за Z последовательных электронных столкновений, удаляющих только один электрон одновременно или в одном столкновении, удаляющем Z электронов. В действительности оба эти процесса могут иметь место, но вероятность второго мала, и в моделировании разряда обычно учитывался прямой ступенчатый процесс электрон-ионных столкновений [23], когда налетающий электрон вызывает переход связанного электрона иона прямо в континуум, обычно из внешней оболочки.

При столкновении электрона с атомом и ионом, обладающими сложными квантово-механическими системами с большим числом энергетических уровней, имеется существенная вероятность возбуждения электронов внутренних оболочек до квазисвязанных состояний выше ионизационного предела с последующей автоионизацией [24]. В последнее время экспериментально была подтверждена доминирующая роль непрямого процесса возбуждение-автоионизация в образовании м.з.и. [25 - 29]. Следовательно, в противоположность прежним ожиданиям многократная ионизация атомов и ионов может приводить к значительному увеличению среднего заряда ионов, достигаемого при некоторой данной плотности электронов и времени удержания [30].

Кроме того, в моделировании разряда следует учитывать вторичные электроны, возникающие в процессе ионизации, поскольку они имеют значительную энергию, величина которой растет с увеличением энергии налетающих электронов. Экспериментально измеренные дифференциальные сечения распределения выбитых электронов по энергиям [31 + 33] свидетельствуют о большой широте их энергетического распределения.

Влияние перезарядки

Одним из основных процессов, сдерживающих заселенность многозарядными ионами в столбе разряда, является перезарядка; излучательная и двухэлектронная рекомбинация менее существенны в нашем случае.

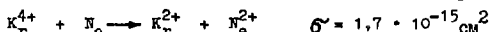
Перезарядка м.з.и. может происходить при захвате одного или нескольких электронов в неупругом соударении с нейтральной частицей. Сечения резонансной перезарядки при низких энергиях могут существенно превышать газокинетическое и убывают с ростом энергии иона, в то время, как сечение нерезонансной перезарядки имеет максимум при некотором значении энергии иона, величина которой зависит от модуля дефекта резонанса $\Delta\epsilon$ [34].

Ниже приведены примеры сечений перезарядки:

А. переходов в своем газе при энергии ионов 30 кэВ [35, 36]

	$\sigma \text{ см}^2$		$\sigma \text{ см}^2$
1. $K_T^{2+} \rightarrow K_T^+$	$4 \cdot 10^{-16}$	$N_e^{2+} \rightarrow N_e^+$	$1 \cdot 10^{-16}$
2. $K_T^{3+} \rightarrow K_T^{2+}$	$14 \cdot 10^{-16}$	$N_e^{3+} \rightarrow N_e^{2+}$	$2,8 \cdot 10^{-16}$
3. $K_T^{3+} \rightarrow K_T^+$	$4,5 \cdot 10^{-16}$	$N_e^{3+} \rightarrow N_e^+$	$1,5 \cdot 10^{-16}$

Б. неупругого столкновения при энергии 100 эВ [37]



Можно видеть, что для приведенных реакций (1) сечение меньше, чем для реакций (2) примерно в 3 раза. Следовательно, сечение одноэлектронного захвата возрастает с кратностью заряда иона, а сечение двухэлектронного захвата (3) не меньше сечения одноэлектронного захвата у двухзарядных ионов (1).

Нейтральные частицы подаваемого газа и образовавшиеся в результате рекомбинации ионов на поверхности канала анода, непрерывно входят в столб разряда и, в связи с этим, концентрация нейтральных частиц по сечению плазменного столба разряда максимальна у боковых поверхностей. Глубина проникновения нейтральных частиц в плазму до ионизации определяется параметрами разряда, скоростью частицы и полным эффективным сечением её ионизации. За краем столба разряда, определяемого сечением пучка первичных электронов, концентрация плазмы падает экспоненциально [38], и резко снижается температура электронов вследствие их охлаждения на нейтралах. Поэтому плотность нейтралов в этой области существенно выше, чем в столбе разряда [39]. Отсюда возникло требование к источнику — силовые линии магнитного поля должны скользить по внутренней поверхности пластины с эмиссионной щелью и проходить через переднюю грань рабочей поверхности катода, а края эмиссионной щели должны быть как можно тоньше [2].

В пространстве ускорения ионной оптики, особенно при увеличении интенсивности разряда и подачи газа, перезарядка обедняет пучок содержанием м.з.и. Существование этого процесса проявляется в появлении фона ионов на диаграмме зарядового распределения в области расположения линий м.з.и. На рис. 6 видно, что линии He^{8+} , He^{9+} и другие подняты над основанием. Это часто наблюдаемое явление, по-видимому, связано с тем, что перезаряженные ионы движутся по различным траекториям [40] и создают ионный фон, который иногда имеет весьма значительную интенсивность и протяженность. Предположим, что полное сечение перезарядки м.з.и. равно $\sigma = 5 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2$, тогда на характерной длине пути $L = 3 \text{ мм}$, при давлении нейтрального газа $P = 0,7 \text{ Па}$, интенсивность тока этих ионов сократится более чем в 10 раз. Следовательно, некоторые м.з.и., рожденные в разряде, не обнаруживаются в пучке.

Влияние распыления материала катода

В режиме образования м.з.и. в источнике идет интенсивное распыление вольфрамового катода и отражателя, в среднем 0,5 г/час. По числу частиц это количество сравнимо с подаваемым газом, который в отличие от распыляемого материала растекается по всему объему разрядной камеры. Осциллирующие электроны с высокой плотностью и широким спектром энергий, тормозящиеся в тонком ленточном слое у поверхностей катода и отражателя, образуют на распыленных атомах локальные самоподдерживающиеся образования повышенной концентрации. В них вследствие имеющегося градиента концентрации образуются электрические поля.

Вдоль магнитного поля образованию электрических полей в плазме мешает большая подвижность электронов. Однако в стационарном состоянии при наличии динамически поддерживающегося градиента концентрации в стужке плазмы должно образоваться аксиальное электрическое поле E_z [21, 41, 47]:

$$E_z = - \frac{kT_e}{e} \frac{dn}{dz}.$$

Здесь: n и T_e — плотность и температура электронов.

Аксиальные электрические поля от магнитного поля концентрации стужек направлены к поверхностям катода и отражателя и к середине анода. Первые предсказывают к поверхностям электродов ионы, которые в основном и вызывают их интенсивное самораспыление. Вследствие этого скорость распыления катода и отражателя почти не зависит от рода рабочего вещества, подаваемого в источник [22].

Встречные электрические поля образуют потенциальную ловушку для ионов в средней части анода. Следовательно, аксиальное распределение потенциала между катодом — К и отражателем — О может быть представлено так, как показано на рис. 3 [41]. Здесь: φ_a — потенциал анода, φ_c — потенциал плазмы по отношению к аноду и φ_d — глубина потенциальной ямы. Это означает, что для ионов, рожденных в средней части разряда, время жизни в осевом направлении увеличивается, поскольку они не идут на катод и отражатель. В случае одинаковой скорости распыления электродов максимальное содержание м.з.и. экспериментально наблюдается в средней части анода, но сдвигается от электрода с большей скоростью распыления, поскольку встречные электрические поля перестают быть симметричными. Отметим, что подобный характер зависимости распределения плотности атомов и ионов рабочего газа от содержания распыленного материала наблюдался оптическим методом [39].

Рис. 4 иллюстрирует сказанное выше. На рисунке приведены зарядовые распределения в ускоренных пучках ионов, вытянутых через щель $1 \times 10 \text{ мм}^2$, которая могла быть расположена в 6 позициях по высоте разрядной камеры с шагом 10 мм, симметрично относительно середины анода [21]. Отсчет позиции ведется от катода. На этих графиках по сравнению с [21] проведена коррекция в основном тока ионов Xe^+ , поскольку его величина была завышена вследствие протекания небольшого тока утечки ($\sim 4 \text{ мА}$) через разряд в промежутках между импульсами. На рисунке можно видеть, что через щель в поз. № 1 выходит максимальное количество ионов вольфрама (W), а суммарный ток ионов ксенона минимальный с малым содержанием ионов высокой зарядности. В поз. № 2 и 3 выход ионов W последовательно сокращается, в то же время выход ионов Xe возрастает. В поз. № 4 ионов W практически нет, а содержание м.з.и. ксенона максимальное. В поз. № 6 снова много ионов W с отражателя и выход ионов Xe снизился, это отразилось и на выходе ионов Xe в соседней позиции. В этом опыте разрушение катода было сделано намеренно более интенсивным, чем отражателя; с этой целью в источник был поставлен катод с кратером, в то время, как поверхность отражателя была плоской. Полученные данные интерпретируются нами, как образование несимметричного распределения электрического поля потенциальной ловушки ионов. Динамика уменьшения интенсивности линий вольфрама на части спектра ионов, вытянутых в положениях щели № 1 и № 2, и одновременного роста м.з.и. ксенона показана на рис. 5. Естественно, что кроме воздействия электрического поля в областях столба разряда с повышенным содержанием ионов вольфрама, имеет место интенсивная сорбция атомов ксенона на стенках канала анода, снижающая его локальную концентрацию.

При использовании танталовых катодов и отражателей было отмечено относительно небольшое содержание ионов тантала в пучках. Это связано с меньшим

коэффициентом катодного самораспыления тантала и более равномерным характером разрушения катода по рабочей поверхности. На рис. 6 показан участок спектра. На линиях ксенона виден изотопный состав, что свидетельствует о низком уровне колебаний в разряде и пучке ускоренных ионов. В этом опыте подача ксенона осуществлялась частично через отверстие в средней части отражателя. Спектр ионов простирается вплоть до Xe^{14+} . Танталовые катоды в настоящее время прочно вошли в эксплуатацию на циклотронах [42, 43].

На основании экспериментальных фактов можно отметить, что образование потенциальной ловушки для ионов в средней части анода оказывается полезным для повышения кратности заряда ионов при умеренных потоках распыленных атомов с катода и отражателя. Однако чрезмерная скорость распыления электродов приводит к снижению выхода м.з.и. рабочего вещества.

Предложенная модель помогает качественно объяснить ряд фактов. Например: а) хорошо известный факт влияния снижения подачи газа в источник на увеличение выхода м.з.и. [2, 3] может быть объяснен возрастанием глубины потенциальной ловушки вследствие роста T_e и градиента концентрации. Конечно, возрастание T_e в разряде, снижение скорости перезарядки в столбе разряда и в пространстве ускорения также дает вклад в увеличение выхода м.з.и., б) низкое содержание м.з.и. в пучке при аксиальном вытягивании ионов и в источнике с повышенной индукцией магнитного поля в средней части разряда по длине.

Подача рабочего вещества в ИПК

Источник многозарядных ионов с мощным подогревным катодом, первоначально разработанный в ИАЭ им. И.В. Курчатова [2], был предназначен для работы с газом — рис. 7. Однако в дальнейшем потребовалось ускорять м.з.и. металлов и других твердых элементов. С этой целью в ОИЯИ в полость анода источника подавалось вещество, испаряемое из тигля, обладающего малой тепловой инерционностью [3] — рис. 8. В дальнейшем была разработана система подачи рабочего вещества с помощью распыления ионами разряда — "электродом", вводимого в среднюю часть полости анода через прорезь [4] — рис. 9. Эта система подачи рабочего вещества универсальна и весьма удачно сочетается с импульсной работой источника ионов, позволяет экономно расходовать вещество, что весьма важно при использовании дорогостоящих изотопов. В таблице представлены использовавшиеся элементы; режимы разряда; величины приложенных к образцу напряжений и токов; род газа вспомогательного разряда; зарядовые распределения в пучках ускоренных ионов; суммарные токи пучков ионов и часть тока, приходящаяся на ионы распыляемого элемента. Из таблицы видно, что токи ионов высоких зарядностей в настоящее время находятся на уровне, который недостижим с помощью других циклотронных источников ионов. Технология изготовления распыляемых электродов из различных элементов разработана в ОИЯИ [4], даны рекомендации геометрических размеров и положения электрода в полости анода.

На циклотроне У-400 получены пучки высокозарядных ионов газов Ar^{8+} , Kr^{11+} и Xe^{12+} с интенсивностью соответственно $1,5 \cdot 10^{13}$, $8 \cdot 10^{11}$ и $4 \cdot 10^{11}$ с $^{-1}$ [1, 4]. Увеличению интенсивности пучков м.з.и. газов способствуют различные системы импульсной подачи газа в источник [43 + 46].

Сравнение первоначальной конструкции ИПК с источниками, используемыми в настоящее время как в СССР, так и за рубежом, показывает, что основные элементы источника оказались устойчивы к различным модификациям, которым они подвергались в процессе исследований и эксплуатации с целью упрощения конструкции и улучшения его параметров.

Таблица. Выход многозарядных ионов твердых веществ из источника ИПК при исследованиях на стенде [4]

Ионы атом. номер	Режим разряда			Элемент газа	Ток ионов положительного элемента в амперах, мА												Полный ток ионов		Условная оценка			
	U _a , В	I _a , А	I _a , мА		U _a , В	I _a , А	I _a , мА	1+	2+	3+	4+	5+	6+	7+	8+	9+	10+	11+	12+	мА	%	НДЗ
12 Mg	660	7,5	520 2,9	Ar	18	85	32	3,0	0,4	0,05	0,005								140	77	3,6	15
13 Al	300	8,2	980 1,9	Ne	22	59	20	3,4	0,25	0,04									105	65	3,6	15
14 Si	620	11	1900 2,5	Ne	12	46	35	13	1,6	0,18	0,018								104	80	3,6	24
15 P	1000	5,3	1000 1,0	Ar	3	6,3	5,5	1,2	0,26	0,03									16	18	3,6	17
20 Ca	600	9,5	540 1,8	Ne	3	23	22	14	4,5	1,0	0,18	0,033							66	60	3,6	17
21 Se	500	8	1700 0,74	Ne	1,3	18	19	4,9	0,8	0,05	0,01								45	74	3,6	17
22 Ti	750	16	1250 2,4	Ne	2,1	6,5	14	14	8,8	1,1	0,33	0,035							43	43	4,4	22
23 V	900	15	1400 1,6	Ne	6,3	19	12	14	8,4	1,1	0,15	0,03							59	74	4,4	21
24 Cr	1200	15	850 1,0	Ne	3,7	11	5,2	10	8,8	3,3	0,55	0,06	0,002						48	65	4,4	21
25 Mn	650	8,5	800 0,7	Ne	5	18	18	11,3	6,1	1,6	0,39	0,09	0,026	0,001					56	83	4,4	20
26 Fe	480	13	600 1,6	Ne	3	13	14	5,4	1,7	0,33	0,12	0,04	0,004						38	76	5,3	25
27 Co	500	15	780 1,3	Ne	13	19	15	10	2,5	0,53	0,06	0,01	0,032						59	70	3,6	17
28 Ni	800	5	1000 1,0	Ne	-	23	24	16	6,7	1,5	0,44	0,08	0,03						73	60	3,6	17
29 Cu	540	10	400 2,3	Ar	-	30	32	35	26	6,6	1,9								150	70	3,6	17
30 Zn	400	7,5	560 1,6	Ne	-	70	55	29	9,5	3,96	0,76	0,2	0,024						170	93	3,6	15
36 Kr	900	5,5	3000 0,5	Ar	8,4	17	9,5	11	6,4	1,36	0,48	0,09							54	77	3,6	20
34 Se	950	10	800 0,65	Ar	-	3,9	9,5	7,6	5,8	1,35	0,56	0,18	0,01						29	32	3,6	22
40 Zr	1100	8	1100 0,8	Ar	-	6,9	4,1	5,9	3,72	1,41	1,0	0,47	0,15	0,04					24	34	3,6	16
41 Nb	700	20	980 1,5	Ar	0,7	4,8	6,8	11	17,3	3,8	1,1	0,33	0,044	0,004					29	45	4,4	24
42 Mo	350	9,3	940 1,8	Ne	-	24	25	23	16,8	9,4	2,0	0,4							100	90	3,6	15
48 Cd	900	10	200 1,0	Ar	-	14	18	28	37	22	11,3	3	0,74	0,11	0,025				146	90	4,4	20,5
49 In	540	11	1250 0,65	Ar	-	1,7	3,3	6,4	7,4	4,4	3,2	1,2	0,33	0,018					29	65	5,3	26
50 Sn	840	11	580 0,78	Ne	-	1,6	2,6	3,3	2,9	3,0	3,7	1,3	0,13						18	40	4,5	22
57 La	750	11	650 1,1	Ne	-	-	8,5	7,7	7,9	5,5	5,0	3,3	2,0	0,9	0,042				57	57	4,4	20
72 Hf	130	7	750 1,0	Ar	3,9	4,1	3,6	4,5	4,71	2,33	0,6	0,21	0,05	0,01					21	73	3,6	18
73 Ta	470	9,8	970 1,5	Ar	-	-	11,4	18,9	12,5	8,4	3,0								54	65	3,6	13
74 W	350	9	820 1,4	Ne	-	-	20	17,1	13,1	6,8	3,3	0,7	0,12						61	65	3,6	13
76 Os	680	10	540 2,8	Ar	-	15	14	12,4	14,3	8,6	6	0,9	0,6						86	68	3,6	18
81 Pt	950	10	500 0,65	Ne	-	-	1,3	4,9	5,8	8,96	8,8	7	3,9	2,1					42	46	5,3	22
88 Ra	850	8,6	680 0,8	Ar	-	-	2,4	2,8	5,8	6,3	4,2	2,0	1,2	0,91	0,22	0,03			30	56	3,6	17
90 Th	1300	10	750 0,9	Ar	-	-	1,6	4,3	8,6	5,8	15	18	18	12	4,8				89	53	5,3	17

ИПК со стационарным электрическим полем в столбе разряда

Как мы видели, ИПК в настоящее время работает на пределе — дальнейшее повышение мощности в разряде не дает увеличения выхода м.з.и.

Пучок в ИПК формируется из ионов, пересекающих поверхность мениска, образованного на периферии плазменного столба разряда у экстракционной щели приложением ускоряющего потенциала к электродам ионной оптики. Однако, если организовать приток ионов из объема плазмы к щели, то при заданных режимах разряда можно достичь повышения суммарного ионного тока и среднего заряда ионов в пучке.

Транспортировка ионов из объема плазмы осуществлялась с помощью стационарного электрического поля, образованного в столбе разряда [48], составленного из двух сопредельных плазменных разрядов, у которых общий катод и отражатель и индивидуальные аноды A₁ и A₂. Во время работы источника между анодами подается некоторая разность потенциалов ΔU , а вследствие того, что потенциал плазмы осциллирующего разряда принимает значения, близкие к потенциалу анода [41], каждый из двух плазменных столбов разряда должен нести потенциал, близкий к "своему" аноду. Поскольку силовые линии внешнего магнитного поля являются эквипотенциалами, в пространстве раздела, вследствие замагничности электронов, возникает разность потенциалов Φ . На рис. 10 а, б, в схематично показано распределение потенциала в плазме, направление вектора электрического поля E_z и траектории положительных ионов в разрядной камере ис-

точника, представленной в разрезе. В этом случае у поверхности катода/отражателя на границе раздела возникает соответствующий скачок потенциала лентмюровского слоя [49].

В источнике осуществляется ионизация атомов рабочего вещества и предварительное ускорение ионов из объема плазмы к эмиссионной щели. Вследствие того, что ускорение ионов в плазме осуществляется без разделения зарядов, относительно небольшие потенциалы ψ могут создавать протекание значительных плотностей ионных токов. Естественно, поле E_z воздействует в плазме на все заряженные частицы.

В этом источнике транспортировка положительно заряженных ионов осуществляется в квазидрейфовом движении, показанном на рис. 10 б, в, поскольку используется случай, когда величина ларморовского радиуса ионов меньше характерного размера разрядной камеры [48].

В экспериментах длина разрядной камеры, сечение канала анода и размеры рабочей поверхности подогревного катода были соответственно равны: 10 см; $10 \times 10 \text{ мм}^2$ и $7 \times 7 \text{ мм}^2$, [2]. Использовались две конструкции анодов, как показано на рис. 10 б, в, это либо две симметричные половины, либо в расширенную полость анода вставлялась охлаждаемая водой деталь, несущая уголок из вольфрама. Общий вид головки источника последнего типа (без электродов ионной оптики) показан на рис. 11.

Испытания источников проводились в стационарных и квазимпульсных режимах разряда ($\tau = 2 \text{ мс}$; $f = 100 \text{ Гц}$) с H_2 , Ar , Xe и записывались массовые и зарядовые распределения ионов в пучке после 180° отклонения их в однородном магнитном поле. Напряжение ускорения ионов обычно составляло 20 кВ. За положительное значение $+\Delta U$ принято направление E_z , при котором ионы транспортируются к щели (эмиссионная щель имела размеры $1 \times 20 \text{ мм}^2$).

В работе с газами было установлено, что интенсивность тока пучка ускоренных ионов при небольших значениях $+\Delta U$ существенно возрастает и снижается при $-\Delta U$, когда плазма обедняется вследствие оттока её от щели. Крутизна характеристик и максимально достижимые величины токов в пучке зависят от скорости подачи газа в источник, параметров разряда и конструктивных особенностей источника ионов. На рис. 12 приведены зависимости суммарного тока пучка ионов аргона I_1 от ΔU для двух режимов разряда. Видно, что плотность ионного тока пучка при $\Delta U = +6 \text{ В}$ возрастает в несколько раз. В спектре ионов Ar и Xe отмечалось более интенсивное возрастание компонентов с высокой кратностью заряда; по-видимому, вследствие повышенного содержания м.з.и. в объеме плазмы и дискриминации выхода ионов по eZ/M через эмиссионную щель. Рис. 13 иллюстрирует изменение зарядового распределения ионов в пучках аргона при смене $\Delta U = 0$ на $\Delta U = +10 \text{ В}$. Кривая III показывает относительное увеличение компонентов пучка. Интенсивный поток ионов из эмиссионной щели при $+\Delta U$ приводит к резкому сокращению содержания в пучке ионов загрязнений — C , O , N (см. рис. 6), образовавшихся в результате проникновения "остаточного" газа вакуумной камеры в разрядный канал.

Разработка источников со стационарными электрическими полями в плазме находится на начальной стадии, когда формируется источник для эксплуатации. Одновременно ведутся физические исследования условий образования и свойств двойных слоев, возникающих в пространстве раздела разрядов в магнитном поле [49].

В последнее время проводятся комплексные исследования по внешней ионизации ионов в циклотрон. В этом случае для развития ИИК появляются новые возможности в связи со снятием жесткого ограничения на его габариты и с возможностью

варьирования величины магнитного поля, а также с улучшением вакуума. Несомненно, использование имеющихся обширных, полезных экспериментальных сведений для развития ИИП позволит достигнутые к настоящему времени результаты существенно расширить.

Автор считает своим приятным долгом выразить признательность академику Г.Н. Сперову за постоянный интерес и поддержку работ по развитию источников ионов, а также сотрудникам ЛИР за помощь в работе и предоставление материалов к докладу.

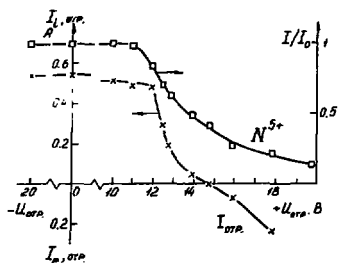


Рис. 1
Нормализованный выход N^{5+} ионов от смещения потенциала отражателя по отношению к катоду.



Рис. 2 Продольный разрез катода.

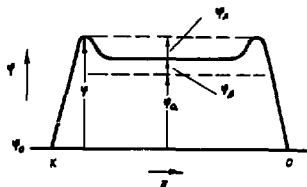


Рис. 3 Распределение потенциала вдоль оси разряда

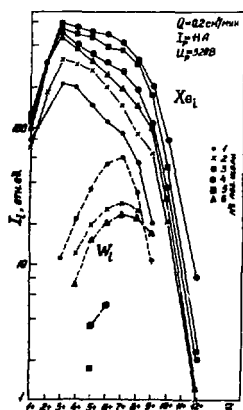


Рис. 4
Распределение выхода ионов Xe и W по длине разряда.

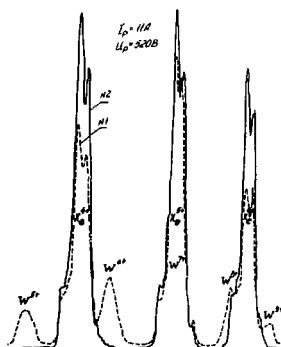


Рис. 5. Изменение содержания ионов в пучках позиций щели № 1 и № 2.

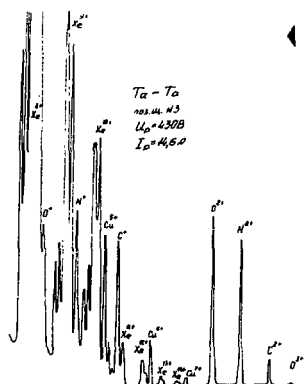


Рис. 6 Спектр ионов X_e из источника с T_d катодом и отражателем.

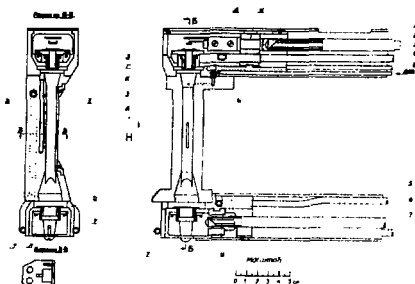


Рис. 7 Источник ионов для работы с газамп.

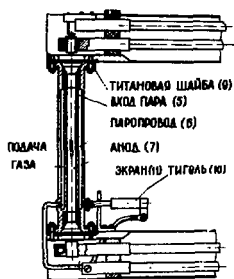


Рис. 8 Источник ионов с подачей рабочего вещества из тигля.

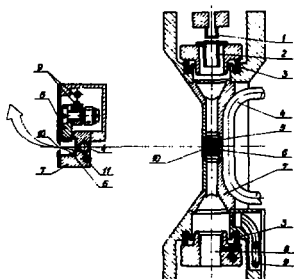


Рис. 9 Источник ионов с подачей рабочего вещества ионным распылением.

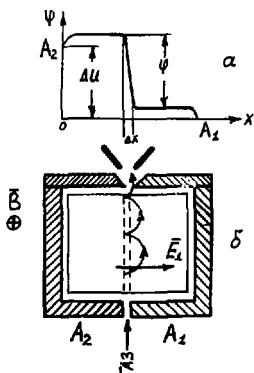
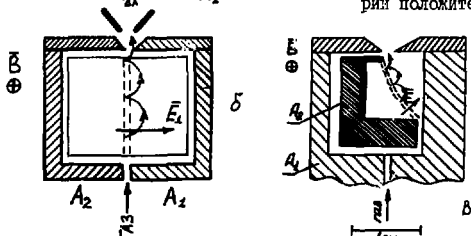


Рис. 10 а. Поперечное распределение потенциала плазмы в двухплазменном источнике ионов. б.в. Поперечное сечение разрядных камер источника с условным расположением двойного электрического слоя и траекторий положительно заряженных ионов.



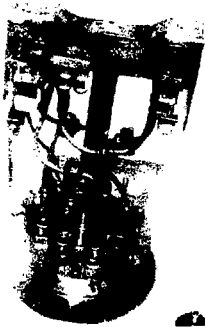


Рис. 11
Внутренний вид
головки исто-
чника без эле-
ментов оптики.

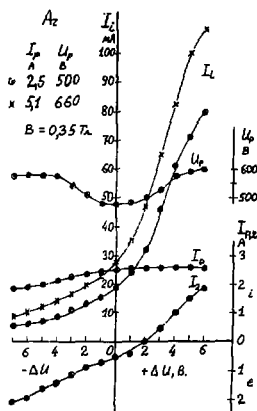


Рис. 12
Зависимость суммарного
тока I_{Σ} пучка ускоренных
ионов A_2 от величины $\pm \Delta U$.

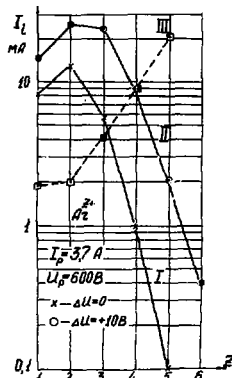


Рис. 13
Изменение интенсив-
ности зарядового
состава пучка ионов
от величины ΔU .

Л и т е р а т у р а

1. Кутнер В.Е., Оганесян Ю.Ц., Паски А.С., Третьяков К.П., Флеров Г.Н. ОИИ, Р7-85-362, Дубна, 1965.
2. Маков Б.Н., Препринт, ИАЭ им. И.В.Курчатова, ИАЭ-1051, 1966; Морозов П.М., Маков Б.Н., Иоффе М.С. Атомная энергия, 1957, том 3, стр. 273; Маков Б.Н. Материалы конференции по ядерным реакциям с многозарядными ионами (апрель 1958), ОИИ, Р-374, Дубна, 1959.
3. Паски А.С. ОИИ, 7-3409, Дубна, 1967 г.
4. Третьяков К.П., Кутнер В.Е., Паски А.С., ОИИ, Р7-84-578; Р7-84-774, Дубна, 1964.
5. Богомолов С.Л. и др. В сб.: Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИИ, Дубна, 1983, том 1, стр. 112.
6. G. Y. Proc. 9 th Intern. Conf. on Cycl. and Their Applications, Michigan, 1984, p. 322.
7. Головинский К.С. Атомная энергия, 1964, том 54, стр. 303.
8. Gol... et.al. Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., 1986, Vol. A 234, P.244.
9. Dor... Physica Scripta, 1983, Vol. T3, p. 11.
10. Al... et.al. Physica Scripta, 1983, vol. T 3, p. 35.
11. Березин Л.А. и др. Девятое Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц. Аннотации докладов. ОИИ, Р9-84-641, Дубна, 1984.
12. Jernite H., Jacoby J., Wolf B. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1976 Vol. NS-23, p. 1042.
13. Mavrogenes G.S. et.al. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1965, Vol. NS-12, p.769.
14. Gavin B. et.al., Law. Ber. Lab. LBL-11706, 1981; IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1981, Vol. NS-28, 2684.
15. Davila R., Lagrange J.M. Nucl. Instrum. and Methods, 1964, Vol. 31, p.195.
16. Davila R., Lagrange J.M. Le Journal de Physique, 1962, Vol. 23, p. 111A.
17. Paplous A. et.al. Le Journal de Physique, 1969, Vol. 21, p. 410.

18. Kohno I. et.al., Nucl. Instrum. and Meth., 1968, Vol. 66, p. 283.
19. Mizawa Y. et.al., Jap. Journal Appl. Phys., 1970, Vol. 9, p. 532.
20. Yongen Y., Ryckewaert G. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1976, Vol. NS-23, p. 987.
21. Makov B.K. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1976, Vol. NS-23, p. 1035.
22. Пасик А.С., Третьяков Ю.П., Станку В. ОИЯИ, 1644, Дубна, 1964.
23. Lotz W. Zeit.für Phys. B., 1968, Vol.216, p. 241.
24. Bely G. J. Phys. B., 1968, Vol. 1, p. 23.
25. Falk R.A. et.al., Phys. Rev. A., 1983, Vol. 27, p. 762.
26. Gregory D.C. et. al., Phys. Rev. A., 1983, Vol. 27, p. 724.
27. Griffin D.C. et. al., Phys. Review A., 1984, Vol. 29, p. 1729.
28. Rogers W.T. et. al., Phys. Rev. A., 1982, Vol. 25, p. 737.
29. Phanauf R.A. Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res., 1985, Vol.A240, p.461.
30. Miller A. Phys. Lett., 1986, Vol. 113A, p. 415.
31. Огурцов Г.Н. ЭТФ, 1973, том 64, стр. 1149.
32. Peaty E.C. Radiation Research, 1975, Vol. 64, p. 70.
33. Oral C.B. et. al., Journal Chemic. Phys., 1971, Vol. 55, p. 4100.
34. Федоренко Н.В., Беляев В.А. ЭТФ, 1959, том 37, стр. 1808.
35. Флакс И.П., Соловьев Е.С. ЭТФ, 1958, том 28, стр. 599.
36. Флакс И.П., Филиппенко Л.Г. ЭТФ, 1959, том 29, стр. 1100.
37. Hasted J.B. et. al., Proc. 4 th International Conf. Ioniz. Phen., 1960, Vol. 1, p. 34.
38. Bohm D. The Charactics of Electrical Discharges in Magnetic Fields, ed. A. Guthrie and R.K. Wakering, New York, Mc Gaw Hill, 1949.
39. Кулькина Л.П., Пасик А.С. ЭТФ, 1966, том 36, стр.726.
40. Sobie R. et. al. Nucl. Instrum. and Meth., 1963, Vol. 25, p. 157.
41. Makov B.K. Proc. 2nd Int. Conf. Ion Source, p. 527, Vienna, 1972.
42. Кутнер В.Б. ОИЯИ, 7-83-728, Дубна, 1983.
43. Пасик А.С., Кутнер В.Б., Третьяков Ю.П. ОИЯИ, Р9-11914, Дубна, 1978.
44. Пасик А.С., Кутнер В.Б. ОИЯИ, Р9-82-47, Дубна, 1982.
45. Paszyuk A.G., Kutner V.B., Bogomolov S.L. Proc. XVI International Conference on Phenomen. Ionized Gases, 1983, Vol. 5, p. 770.
46. Paszyuk A.G., Kutner V.B. Phenom. Ionized Gases, Minsk, 1981.
47. Багинский С.И. Вопросы теории плазмы, в. I, М., 1963.
48. Маков Б.Н. У Всесоюзная конференция по плазменным ускорителям и ионным инжекторам. Тезисы докладов, стр. 82-83, изд-во "Наука", М., 1982.
49. Маков Б.Н., Ярцев Д.И., Тезисы докладов шестой Всесоюзной конференции по плазменным ускорителям и ионным инжекторам (Днепропетровск, 16-18 сентября 1986 г.) стр. 120-121. Изд. Днепропетровского государственного университета, Днепропетровск, 1986.

ELECTRON CYCLOTRON RESONANCE (E.C.R.) ION SOURCES FOR HEAVY ION ACCELERATORS

Yves JONGEN

Centre de Recherches du Cyclotron
Chemin du Cyclotron 2
B-1348 Louvain-la-Neuve, Belgium

1. BRIEF HISTORY

Single stage sources using the Electron Cyclotron Resonance (E.C.R.) have been developed in the late sixties in France : MAFIOS, Geller et al. [1] and also in Germany : Wieseman et al. [2]. Such sources have also been developed in Japan and Soviet Union : HELIOS, Golovanevski et al. [3]. A major step was made in 1974 when Geller transformed a large mirror device used for plasma research (CIRCE, 1973) into an extremely successful ion source : SUPERMAFIOS [4]. The basic feature of this source: two stage configuration plasma confined in the main stage by an open mirror geometry, stabilized by an hexapole, have been used in essentially all subsequent sources designed for high charge state production.

The main drawback of SUPERMAFIOS was the large energy consumption in the main stage : 2 MW. Initially, supraconductivity was seen as the best way to solve this problem, and large size superconducting ion sources were started in Louvain-la-Neuve [5], Karlsruhe [6] and Julich [7].

In 1979, Geller transformed a Samarium-Cobalt (Sm-Co) permanent magnet model hexapole built in Louvain-la-Neuve into a successful ion source of much smaller size : MICROMAFIOS, later renamed MINIMAFIOS was born. MINIMAFIOS sources were made by Geller for other laboratories in KVI-Groningen (1982), SARA-Grenoble (1983), GANIL-Caen (1984), GSI/CERN (1985).

During the same time, small test sources using permanent magnet hexapoles were also built in Karlsruhe : PICOHISKA [8],[9], Julich : PREISIS. A smaller size fully superconducting source was built in Louvain-la-Neuve [10].

Starting in 1983, E.C.R. source developments also started in U.S.A.: OCTIGUN in Berkeley [11], Oak-Ridge [12], Michigan State University [13], Argonne [14].

More recently, in 1984 and 1985, Geller demonstrated the possibility to improve both the total extracted intensity and the charge state distribution of E.C.R. sources using higher microwave frequencies : MINIMAFIOS 16 GHz [15].

2. GENERAL FEATURES OF E.C.R. SOURCES

Since SUPERMAFIOS, almost 30 E.C.R.I.S. for high charge state heavy ions have been built in different countries (see Table 1).

T A B L E 1

E.C.R. SOURCES FOR HEAVY IONS IN THE WORLD

BELGIUM			
Louvain-la-Neuve - C.R.C			
1	ECREVETTE	Dismantled	Source R&D, Cyclotron injector
2	ECREVIS	Dismantled	Cyclotron injector, Atomic physics
3	OCTOPUS	In operation	Cyclotron injector, Atomic physics
CANADA			
Vancouver - TRIUMF			
4	ECR-ISOL	In project	Isotope separator on line
FRANCE			
Caen - GANIL			
5	MINIMAFIOS	In operation	Cyclotron injector
Grenoble - G.E.N			
6	SUPERMAFIOS	Dismantled	Cyclotron injector
7	MINIMAFIOS (1)	In operation	Atomic physics
8	MINIMAFIOS 16 GHz	In tests	Source R&D.
9	FERROMAFIOS	In tests	Source R&D.
10	CAPRICE	In tests	Source R&D.
Grenoble - SARA			
11	MINIMAFIOS (3)	In operation	Cyclotron injector
GERMANY			
Bochum - Ruhr Universitaet			
12		In operation	Atomic physics
Dorn - University			
13	PREISIS II (2)	In operation	Cyclotron injector
Giessen - University			
14	PREISIS II (3)	In operation	Atomic physics
Juelich - K.F.A.			
15	PREISIS I	Dismantled	Source R&D.
16	PREISIS II (1)	In operation	Cyclotron injector(light ions)
17	ISIS	In tests	Cyclotron injector
Karlsruhe - K.F.K.			
18	PICOHISKA	Dismantled	Source R&D, Cyclotron injector
19	HISKA	Stand by	Cyclotron injector
20	LISKA	In operation	Cyclotron injector(lithium)
21	High Eff. source	In tests	Isotope separator on line
JAPAN			
Tokyo - RIKEN			
22		In tests	Source R&D.
NETHERLANDS			
Groningen - KVI			
23	MINIMAFIOS (2)	In operation	Cyclotron injector, Atomic physics
SWITZERLAND			
Geneva - CERN			
24	MINIMAFIOS (5)	In operation	Synchrotron injector
U S A			
Argonne - ATLAS			
25	P II ECR	Design	Linear accelerator injector
Berkeley - L.B.L.			
26	OCTIGUN	In operation	Cyclotron injector, Atomic physics
Michigan State University - N.S.C.L			
27		In operation	Cyclotron injector
Oak-Ridge			
28		In operation	Atomic physics
Texas A&M			
29		Design	Cyclotron injector

Essentially all these sources have been successful, sharing common desirable features.

- E.C.R.I.S. do not have consumable parts. For this reason, they are extremely reliable and stable, allowing unattended operation for days or weeks.
- The electron energy is not limited by an arc voltage. On the opposite, very high energy electrons are found, specially in larger sources. For this reason, much higher currents for high charge states are obtained.
- The neutral pressure in the source can be very low (typically $5 \cdot 10^{-7}$ to $1 \cdot 10^{-6}$ Torr) reducing charge exchange processes in the plasma. The plasma itself can be considered as a very powerful vacuum pump.
- Due to the selective heating of the electrons by the E.C.R., the ions remain extremely cold in an E.C.R. plasma, probably colder than 1 eV. Consequently, the energy spread of E.C.R. sources is extremely small, and defined essentially by alterations in the extraction process. With typical extraction holes, the energy spread is in the order of $5 \text{ eV} \cdot Q$, but with reduced diameter holes, energy spreads as low as $1 \text{ eV} \cdot Q$ have been observed.
- The emittance of E.C.R. sources is dominated by the conservation of the magnetic moment for extracted particles. At 10 keV extraction voltage, $200\pi \text{ mm} \cdot \text{mrad}$ is a typical emittance for E.C.R.I.S.
- Gas mixing has been observed to be an extremely useful in E.C.R.I.S. operation. As a general rule, when light and heavy gas is mixed in the plasma, the charge state distribution (C.S.D.) of the heavy element is improved and the C.S.D. of the light one is worsened. This fact has not yet been completely explained, although many hypotheses have been proposed.

3. A BRIEF SURVEY OF SOME TYPICAL SOURCES

Considering the general character of this paper, it seemed appropriate to present briefly some of the most typical E.C.R. sources built at this date. Such a presentation cannot be exhaustive and, among all E.C.R. sources built, seven have been chosen quite arbitrarily. However, those seven sources are quite typical of the present level of E.C.R. source technology.

For each source we present a schematic drawing, some typical data, and some beam performances.

From the seven sources, five use conventional watercooled solenoids and a Sm-Co multipole.

MINIMAFIOS 10 GHz	Fig. 1	Grenoble - France	[15]
MINIMAFIOS 16 GHz	Fig. 2	Grenoble - France	[15]
CAPRICE	Fig. 3	Grenoble - France	[16]
OCTIGUN	Fig. 4	Berkeley - U.S.A.	[17]
OCTOPUS	Fig. 5	Louvain-la-Neuve - Belgium	[18]
M.S.U.	Fig. 6	Mich. State Univ. - U.S.A.	[19]
ECREVIS	Fig. 7	Louvain-la-Neuve - Belgium	[20]

This last one uses a fully superconducting magnetic structure.

4. RECENT TRENDS IN E.C.R. SOURCES

4.1. Metallic ions

Initially, only the elements existing in gaseous form could be used in E.C.R.I.S. However, those last years, metal ions were produced in Grenoble [16] and Berkeley [17].

Two methods can be used to vaporize the metal in the main stage of the source:

1. Direct evaporation of a refractory sample by direct plasma impact. This method has the advantage to be usable with the most refractory elements, but the tuning is quite critical and sensitive to perturbations.
2. Use of an oven for the sublimation of higher vapor pressure metals. This method has the advantage to allow a very fine tuning of the metal vapor pressure by adjustment of the oven temperature (see fig. 8,9).

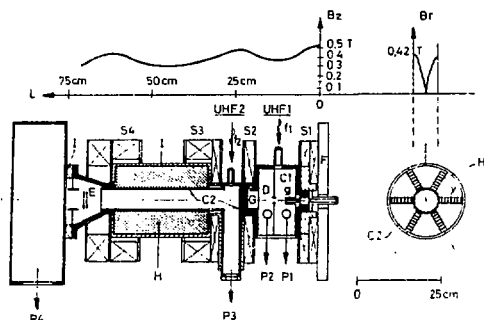


Fig.1. MINIMAFIOS 10 GHz.

S_{1,4} : solenoids
 F : iron shield
 C_{1,2} : multimode cavities
 P_{1,2} : vacuum pumps
 H : SmCo₅ hexapole
 I : insulators
 X : shield
 D : diaphragm
 E : extraction electrode

a. Address C.E.N.G./PADSI-85 38041 Grenoble Cedex (France)		c. Basic dimensions -main stage dia. 7 cm -main stage lenght 38 cm -first stage ECR to second stage entrance 18 cm		f. History -design started June 78 -first plasma October 79 -fully operational Janvier 80 -dismantled --	
resp. H. Geller		d. Radio freq. heating Main stage -frequency 10 GHz -power (max) 2.5 kW -power (typical) .7 kW Injector stage -frequency 10 GHz -power (max) derived -power (typical) from main stage		g. Addition. source made (2) KVI Groningen (3) SARA Grenoble (4) GANIL Caen (5) CERN Geneve	
b. Magnetic system type Copper coils type of multipole multipole field at chamber radius -on poles 4.2 kG -between poles 4.0 kG axial field (typical) -at injection mirror 4.7 kG -at center 3 kG -at extraction 3 kG axial mirror ratio 1.5 electrical power in solenoids 100 kW		e. Extraction -extraction hole .6 cm -typical extract. gap 2.5 cm -source voltage typ. 15 kV -puller voltage typ. 0. kV -analysing system dipole		h. Special features	
				i. References R.Geller et al. [15]	

CURRENTS FOR MINIMAFIOS :
EXTRACTION FOR GASEOUS IONS

	¹² C	¹⁴ N	¹⁶ O	²⁰ Ne	⁴⁰ Ar	⁸⁴ Kr	¹²⁹ Xe
1+	300	300		300			
2+	300	300	300	300			
3+	300	300	300	230	130		
4+	70	300	300	130	130		
5+	15	100	160	80	100		
6+	0.9	6	140	50	100	25	25
7+		0.9	10	20	90	25	30
8+			0.7	5	90	26	30
9+				0.4	60	28	30
10+				0.01	21	30	25
11+					7	32	20
12+					1.8	36	18
13+					0.7	28	17
16+					0.005	4	12
19+						1.2	9
22+						0.05	4
27+							0.03

All currents in μ A measured at 15 kV extraction voltage. Extraction hole ϕ 6 mm.

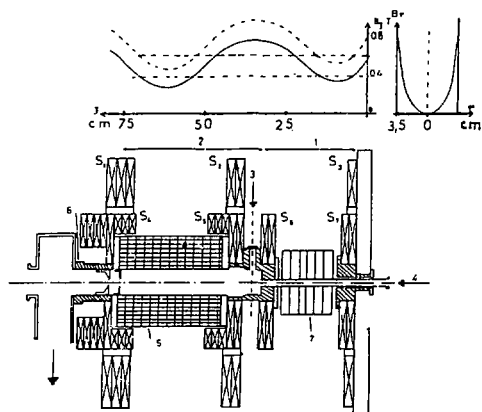


Fig.2. MINIMAFIOS 16 GHz.
Note: the absence of pumpings,
the new magnetic configuration,
the compact first stage.

Axial B field profile on the top:
full line for 10 GHz,
dashed line for 16 GHz.

$S_{1,7}$: solenoids

1 : first stage

2 : second stage

3 : H.F. injection

4 : gas

5 : hexapole

6 : extraction

7 : heat radiator

a. Address CENG-PADS1-85 38041 Grenoble Cedex France		c. Basic dimensions -main stage dia. 7 cm -main stage lenght 38 cm -first stage ECR to second stage entrance 20 cm		f. History -design started 1983 -first plasma 1984 -fully operational 1984 -dismantled -	
resp. R.Geller		d. Radio freq. heating Main stage -frequency 16 GHz -power (max) 15 kW -power (typical) (?)5 kW Injector stage -frequency 16 GHz -power (max) from main stage -power (typical) stage		g. Addition. source made	
b. Magnetic system type Copper coils type of multipole multipole field at chamber radius -on poles -between poles axial field (typical) -at injection mirror -at center -at extraction axial mirror ratio electrical power in solenoids		Sm-Co Hexapole 8 kG 8 kG 9 kG 4.8 kG 9 kG 1.88 150 kW		h. Special features	
		e. Extraction -extraction hole 0.6 cm -typical extract. gap 2.5 cm -source voltage typ. 15 kV -puller voltage typ. 0 kV -analysing system dipole		i. References R.Geiler et al. [15]	

CURRENTS FOR MINIMAFIOS 16 GHz

All currents in μA measured at 10 kV extraction voltage. Extraction hole ϕ 6 mm.

	^{15}N	^{16}O	^{21}Ne	^{32}S
1+	5	15	>300	10
2+	70	65	>300	15
3+	170	10j	>300	22
4+	250	130	>300	30
5+	300	200	> 300	40
6+	150	250	200	75
7+	17	90	80	100
8+		15	30	120
9+			8	135
10+			1	95
11+				45
12+				30
13+				10
14+				3
15+				1
16+				0

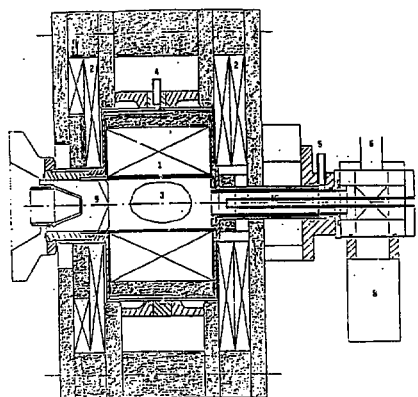


Fig.3. CAPRICE.

- 1 : magnets
- 2 : solenoids
- 3 : closed E.C.R. surface
- 4 : cold water entry
- 5 : water exit
- 6 : H.F. injection
- 7 : gas
- 8 : vacuum pumps
- 9 : ion extraction
- 10 : gas pipe

a. Address CENG-PADSI-85 38041 Grenoble Cedex France		c. Basic dimensions -main stage dia. 7 cm -main stage lenght 18 cm -first stage ECR to second stage entrance 6 cm		f. History -design started - -first plasma 1984 -fully operational 1984 -dismantled -	
resp. B.Jacquot		d. Radio freq. heating Main stage -frequency 10 GHz -power (max) 2.5 kW -power (typical) .25 kW Injector stage -frequency 10 GHz -power (max) from main stage -power (typical)		g. Addition. source made	
b. Magnetic system type Cu coils Sm-Co type of multipole multipole field at chamber radius -on poles 4 kG -between poles 4 kG axial field (typical) -at injection mirror 4.7 kG -at center 3 kG -at extraction 4.9 kG axial mirror ratio 1.5 electrical power in solenoids 30 kW		Iron yoke Hexapole		h. Special features -electronic regulation of metal sample feed -easily removable vacuum chamber for cleaning	
		e. Extraction -extraction hole 0.6 cm -typical extract. gap 2.5 cm -source voltage typ. 1.5 kV -puller voltage typ. 0 kV -analysing system dipole		i. References B.Jacquot et al. [16]	

	¹⁴ N	¹⁸ O	⁴⁰ Ar	²⁷ Al	²⁸ Si	¹⁸⁴ W
1+	40	40				
2+	60	65	30	30	35	
3+	70	>70	35	35	30	
4+	>70	>70	35	20	25	
5+	55	60	55	35	33	13
6+	7	30	45	7		20
7+		2	50			20
8+			65			20
9+			30			*
10+			20			12
11+			8			12
12+						10
13+						8
14+						*
15+						3
16+						1
17+						0.1

CURRENTS FOR CAPRICE.

All currents in μ A measured at 15 kV voltage.
Extraction hole ϕ 6 mm.

* : mixed beam

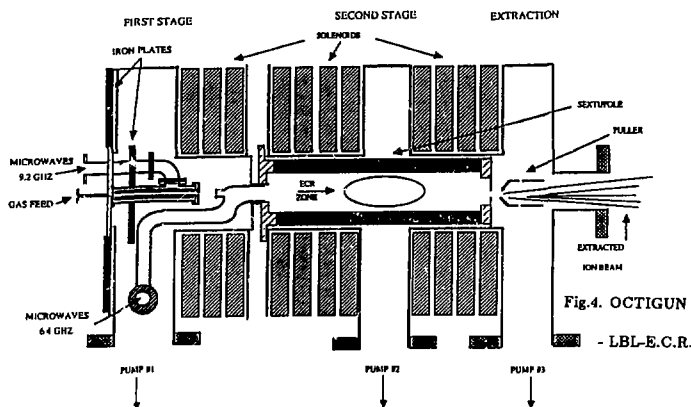


Fig. 4. OCTIGUN

- LBL-E.C.R.

a. Address Lawrence Berkeley Lab. 88" Cyclotron Berkeley Ca 94720 U.S.A.		c. Basic dimensions -main stage dia. 9 cm -main stage length 36 cm -first stage ECR to second stage entrance 35 cm		f. History -design started Oct. 82 -first plasma Jan. 84 -fully operational June 84 -dismantled	
resp. C.Lyneis		d. Radio freq. heating <u>Main stage</u> -frequency 6.4 GHz -power (max) 3.0 kW -power (typical) .2 kW <u>Injector stage</u> -frequency 9.2 GHz -power (max) 1.0 kW -power (typical) .2 kW		g. Addition. source made	
b. Magnetic system type Copper coils type of multipole Hex-Octup. multipole field at chamber radius -on poles 3.6 kG -between poles 2.6 kG axial field (typical) -at injection mirror 3.3 kG -at center 1.9 kG -at extraction 3.8 kG axial mirror ratio 2.0 electrical power in solenoids 30 kW		e. Extraction -extraction hole .8 cm -typical extract. gap 2.3 cm -source voltage typ. 10 kV -puller voltage typ. .2 kV -analysing system lens + dipole		h. Special features -oven for metal ions i. References C.M.Lyneis [17]	

CS	¹² C	¹⁴ N	¹⁶ O	²⁰ Ne	²⁸ Si	⁴⁰ Ar	⁴⁶ Ca	⁸⁴ Kr	¹²⁷ I	¹²⁹ Xe
3+	*	106	152	78	69	38	23			
4+	31	110	*	58	72	82	24			
5+	6.5	93	45	47	*	*	*			
6+		19	82	21	30	60	37	9		
7+			14	11	17	66	38	12		
8+			0.95	1.1	7	106	36	22		
9+				0.04	2.7	72	31	25		4.1
10+					0.5	*	*	22	4.2	4.7
11+					0.2	18	22	19	4.9	5.1
12+						13	11	*	5.7	5.2
13+						5	3.2	21	7.5	5.2
14+						1.4	1.1	*	8.5	5
15+						*	*	16	11	4.3
16+						0.05	0.03	8	*	4.6
17+								7	12	4.3
18+								*	15	4.4
19+								2	15	4.8
20+								0.9	14	4.8
21+								*	*	4
22+								0.1	11	3.5
23+									10	3.1
24+									8.3	2
25+									5.6	2
26+									2.1	1.1
27+									0.83	0.34
28+									0.2	
29+									0.05	
30+									0.009	

Currents for the LBL ECR:

All currents in μ A, at 10 kV extraction voltage.
* mixed beam.

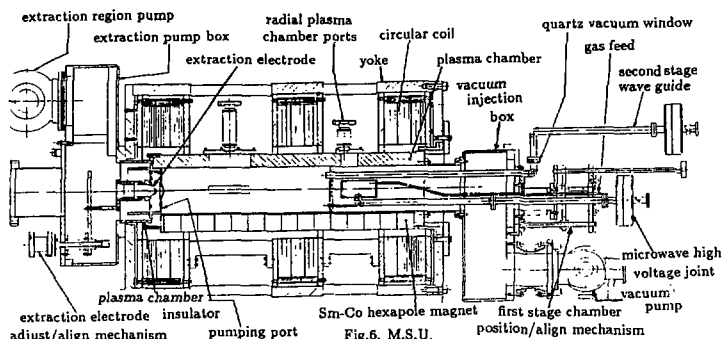


Fig.6. M.S.U.

a. Address		c. Basic dimensions		f. History	
Michigan State Univ.		-main stage dia.	41 cm	-design started Dec.84	
Cyclotron Laboratory		-main stage length	14 cm	-first plasma July 85	
South Showlane		-first stage ECR to		-fully operational March 86	
East Lansing MI		second stage entrance	cm	-dismantled	
USA				g. Addition. source made	
resp. T.Antaya					
b. Magnetic system		d. Radio freq. heating		h. Special features	
type Cu coils + Sm-Co	Iron yoke	Main stage		Injects into	
type of multipole	Hexapole	-frequency	6.4 GHz	superconducting	
multipole field at		-power (max)	3.3 kW	K=500 cyclotron	
chamber radius		-power (typical)	.4 kW	i. References	
-on poles	3.7 kG	Injector stage		T.Antaya et al.	
-between poles	2.7 kG	-frequency	5.4 GHz	[19]	
axial field (typical)		-power (max)	3.3 kW		
-at injection mirror	3.2 kG	-power (typical)	.1 kW		
-at center	1.45 kG				
-at extraction	3.1 kG				
axial mirror ratio					
electrical power					
in solenoids	24 kW				

CURRENTS FOR M.S.U. ECR SOURCE

Conditions: 10 -10 est. voltages, 400 mT, operation.
 * Vertical entrance decreased by 2.0 to increase resolution.
 ** Vertical entrance decreased by 0.3 to increase resolution.
 # Mixed H/Q

	12	14	16	20	40	80	127
	12	14	16	20	40	80	127
4	25.5	31.0	37.	57.	19.		
5	5.0	60.	61.	85.	*		
6	*	12.6	54.	31.4	42.		
7	*	*	5.1	10.	55.		
8			*	2.3	77.		
9					46.		
10					*	23.	*
11					7.0	*	
12					1.0	23.5	
13					0.101	29.0	1.7
14					0.051	29.0	2.3
15						23.2	3.0
16						*	*
17						2.61	2.7
18						1.74	*
19						1.89	2.5
20						0.84	2.3
21							2.1
22							1.8
23							1.0
24							*
25							12.71

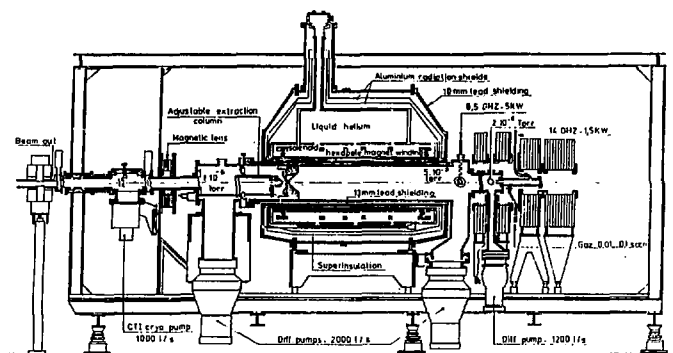


Fig.7. ECREVIS.

a. Address Centre de Recherches du Cyclotron Chemin du Cyclotron 2 1348 Louvain la Neuve Belgium resp. Y. Jongen		c. Basic dimensions -main stage dia. 120 cm -main stage length 32 cm -first stage ECR to second stage entrance 85 cm		f. History -design started May 79 -first plasma July 82 -fully operational Jan. 83 -dismantled Aug. 85	
b. Magnetic system type fully super-conducting type of multipole Hexapole multipole field at chamber radius -on poles 4.5 kG -between poles 4.5 kG axial field (typical) -at injection mirror 4.2 kG -at center 2.1 kG -at extraction 4.1 kG axial mirror ratio 1.55 electrical power in solenoids 0. kW		d. Radio freq. heating Main stage -frequency 8.5 GHz -power (max) 5.0 kW -power (typical) 3.0 kW Injector stage -frequency 14.3 GHz -power (max) .6 kW -power (typical) .2 kW		g. Addition. source made	
		e. Extraction -extraction hole 1.1 cm -typical extract. gap 3.5 cm -source voltage typ. 10 kV -puller voltage typ. -2 kV -analysis system lens + dipole		h. Special features	
				i. References Y. Jongen et al. [20]	

CURRENTS FOR ECREVIS

Charge state	Oxygen	Neon	Sulphur	Argon
6 ⁺	75	57	*	21
7 ⁺	8.5	31	42	40
8 ⁺		10	*	105
9 ⁺		0.53	25	80
10 ⁺			*	*
11 ⁺			0.44	23
12 ⁺			*	8.3
13 ⁺			0.016	3
14 ⁺				0.7
16 ⁺				0.040

* mixed beam

All currents in μA .

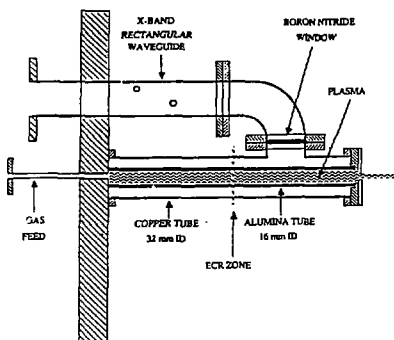


Fig.8. LBL ECR - first stage cavity. The ceramic tube reduces gas consumption by decreasing gas conductance. The X-band waveguide has pump out holes, the pressure remains low enough that no plasma discharge occurs in it.

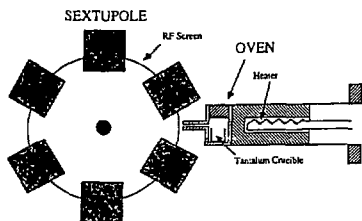


Fig.9. LBL ECR - radial position of the oven. The source material is loaded into the tantalum crucible, which inhibits liquid film flow. The oven temperature is monitored and controlled using a type K thermocouple and a commercial proportional temperature controller.

4.2. Higher frequency

A key parameter defining $t^{\frac{1}{2}} \propto$ C.S.D. in a plasma is the $n\tau$ product where n is the plasma density and τ the confinement time.

It is generally admitted that, in E.C.R. sources, the plasma density is limited to a value lower than the critical density determined by the microwave frequency :

$$f_p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m}}$$

hence

$$n_{\text{max}} \leq 1.28 \cdot 10^{-8} f_{RF}^2$$

where:

- n_e is the electron density in cm^{-3} ;
- e is the electron charge ;
- m is the electron mass ;
- ϵ_0 is the dielectric constant of vacuum ;
- f_{RF} is the microwave frequency ;
- f_p is the plasma frequency.

It is quite clear from plasma physics experiments that overdense plasma can be produced. However, up to now, attempts to use overdense plasma in E.C.R.I.S. have been quite unsuccessful.

Therefore, a logical way to improve E.C.R.I.S. is to use higher microwave frequencies.

Geller, in Grenoble, tested recently a MINIMAFIOS source at 10 GHz and 16 GHz. The improvement, both in total intensity and in C.S.D., as indicated in fig. 10 to 14 is quite impressive.

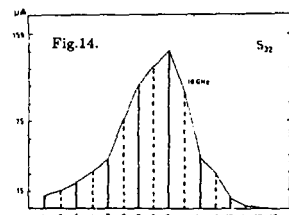
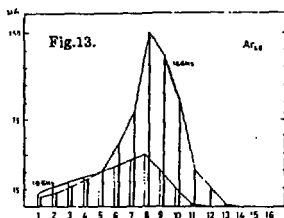
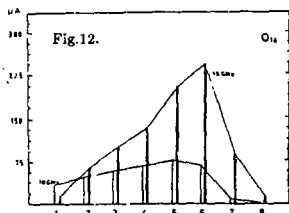
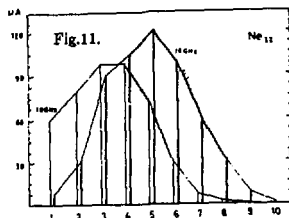
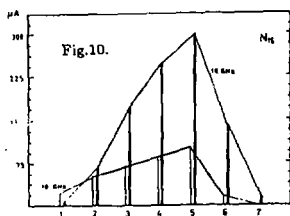


Fig. 10. Comparative CSD distribution for ^{15}N .

Fig. 11. Comparative CSD distribution for ^{22}Ne .

Fig. 12. Comparative CSD distribution for ^{16}O .

Fig. 13. Comparative CSD distribution for ^{40}Ar .

Fig. 14. CSD for ^{32}S . Dashed lines are uncertain due to a presence of ^{16}O .

However, two problems are connected with the use of higher frequencies.

1. Due to the larger electron density and, probably, to a shorter lifetime for the electrons, a much higher R.F. power is needed for the same device at higher frequency. This raises not only the problem of power generation, but also the problem of power dissipation in the source. For this reason, higher frequency sources could only be operated in pulsed operation.
2. Klystron tubes able to develop multikilowatt power above 15 GHz are rare and delicate. Gyrotron tubes do exist in plasma fusion research, but are still out of reach for present source work budgets.

4.3. Injection into synchrotrons

Recently, a G.S.I.-L.B.L.-Heidelberg-Warsaw collaboration proposed an experiment for the study of relativistic nucleus-nucleus reactions induced by ^{16}O -beams at the CERN PS in 1982 [21] (see Fig. 15).

For the acceleration of those beam, a MINIMAFIOS E.C.R. source injects 80 μA of O^{6+} beam at 15 kV into a R.F.Q. accelerator (see Fig. 16).

The beam, accelerated at 139.5 keV/u by the R.F.Q. is then injected in the CERN LINAC.

Beam has already been accelerated successfully in the LINAC up to 12.5 MeV/u and will be injected soon in the synchrotrons.

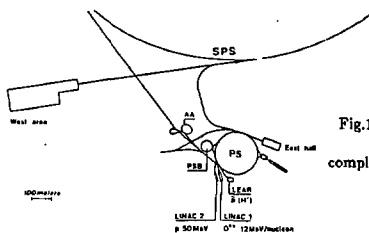


Fig.15. Layout of the accelerator complex for the relativistic ^{16}O beam.

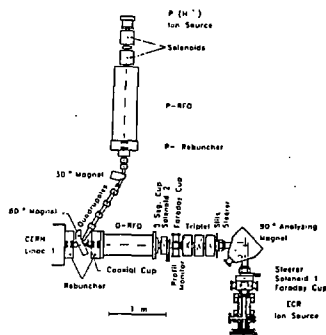


Fig.16. Proton and oxygen injector for CERN Linac 1.

REFERENCES

1. P. Briand, R. Geller, B. Jacquot and C. Jacquot - Nucl. Instr. and Meth. 131 (1975) p.407.
2. K. Bernhardt, K. Wieseman et al. - Plasma Physics 14 (1972) p.1073.
3. V. Dugar-Zhabov, K. Golovanevski and S. Safonov - Nucl. Instr. and Meth. 219 (1984) p.263-268.
4. R. Geller - IEEE NS-23, No.2, p.904-912.
5. Y. Jongen et al. - IEEE NS-26, No.3, p.3677-3679.
6. Bechtold et al. - IEEE NS-26, No.3, p.3680-3682.
7. Beusher, Matthews et al. - Proceedings of 9th Int. Conf. on Cyclotrons Caen (1981) p.285-287.
8. Bechtold et al. - Proceedings of 6th Int. Conf. on Cyclotrons Caen (1981) p.249-254.
9. Bechtold et al. - Proceedings of 4th Int. Workshop on E.C.R. sources Grenoble (1982) p.6.1.
10. Y. Jongen et al. - Proceedings of 4th Int. Workshop on E.C.R. sources Grenoble (1982) p.3.1.
11. D.J. Clark et al. - IEEE NS-30, No.4, p.2719-2721.
12. F.W. Meyer - Proceedings of 6th Int. Workshop on E.C.R. sources Berkeley (1985) p.37-50.
13. T.A. Antaya et al. - Proceedings of 6th Int. Workshop on E.C.R. sources Berkeley (1985) p.107-125.
14. R. Pardo et al. - Proceedings of 7th Int. Workshop on E.C.R. sources Julich (1986) p.223-235.
15. R. Geller et al. - Proceedings of 7th Int. Workshop on E.C.R. sources Julich (1986) p.187-202.
16. B. Jacquot and R. Geller - Proceedings of 7th Int. Workshop on E.C.R. sources Julich (1986) p.31-57.
17. C.M. Lyness - Proceedings of 7th Int. Workshop on E.C.R. sources Julich (1986) p.1-9.
18. A. Chevalier and Y. Jongen - Proceedings of 7th Int. Workshop on E.C.R. sources Julich (1986) p.124-133.
19. T.A. Antaya et al. - Proceedings of 7th Int. Workshop on E.C.R. sources Julich (1986) p.72-102.
20. Y. Jongen et al. - IEEE NS-32, No.5, p.1817-1819.
21. B.H. Wolf et al. - Proceeding of 7th Int. Workshop on E.C.R. sources Julich (1986) p.103-123.

THE LBL 88-INCH CYCLOTRON OPERATING WITH AN ECR SOURCE*

David J. Clark

Lawrence Berkeley Laboratory

1 Cyclotron Road, Berkeley, CA 94720, U.S.A.

Introduction

The LBL 88-Inch Cyclotron is a variable energy, multi-particle sector-focused cyclotron which has been operating since 1962. It provides a wide variety of light and heavy ion beams for nuclear science and solid state physics research. The layout of the experimental cave areas is shown in Fig. 1. High intensity beams of 5-20 μA are run in Caves 0 and 3 for isotope production and transuranic research. High intensity beams are also used in Cave 2 for the production of exotic nuclei far from the region of stability, with the help of an on-line mass analyzer. In Cave 5 research on high spin states of nuclei is carried out with a gamma ray ball detector. The two 110 degree analyzing magnets give high resolution beams which are used for heavy ion reactions in Cave 4A or 4C. A scattering chamber in Cave 4B is available for polarized beam experiments with protons and deuterons. A new gamma ray detector has also been installed in Cave 4C.

A layout of the cyclotron acceleration region is shown in Fig. 2. Both internal and external ion sources are used. The design includes a 3 sector magnetic field and a single 180 degree dee. The rf voltage is up to 50 kV and the frequency is 5.6 to 16.6 MHz. 100 % duty factor is used for the rf and the ion source. A resonance chart is shown in Fig. 3, indicating the charge/mass ratios of the various ions which can run on the first and third harmonic mode. The dots indicate points where complete running parameters have been calculated. Other particles and energies can be run using the appropriate data from the nearest calculated point. Protons are normally accelerated up to 55 Mev, deuterons to 65 Mev, ^3He to 140 Mev, alpha-particles to 130 Mev and heavier ions as high as $K=160$, but usually only up to $K=140$. Here K is the cyclotron energy constant defined by $E=KQ^2/A$, where E is cyclotron energy, and Q and A are particle charge and mass. A polarized ion source is used with an axial injection system for beams of polarized protons and deuterons. In Fig. 4 the contours indicate beam intensities on a E/A vs. A plot. The "PRESENT 88" curves show the heavy ion beam intensities available with the PIG source up to 1984. In 1985 the ECR source and injection line came into regular operation and gave the increase in intensity and energy shown in the higher set of curves in Fig. 4. The ECR source is used for about 80% of the cyclotron operating time. During the remaining 20% of the time light ion beams are produced by the filament source and polarized protons and deuterons by the polarized ion source.

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

The ECR Source

The main features of the ECR source are illustrated in Fig. 5. Many features have been described previously^{1-5/}. It has two stages. In the first stage the plasma is created by feeding microwave power and gas at about 10^{-3} torr into a tube containing an ECR resonance. Ions drifting from the first stage to the second stage are ionized step by step by fast electrons trapped by the mirror field in the second stage ECR resonance zone region. Here the pressure is much lower than

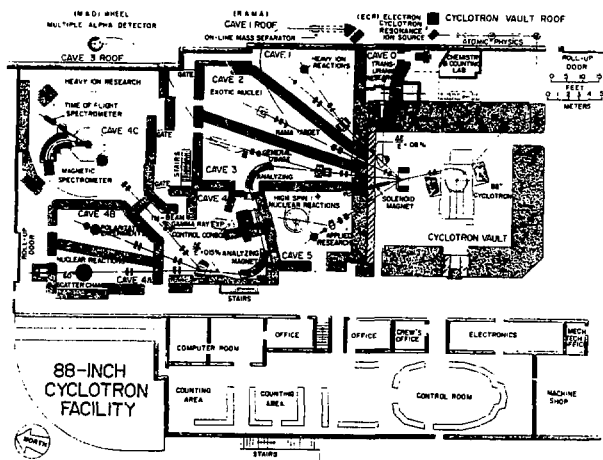


Fig. 1. LBL 88-Inch Cyclotron and Experimental Caves.

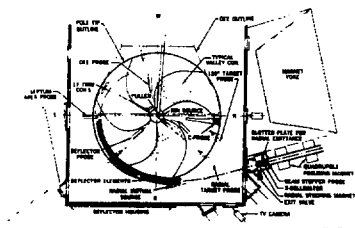


Fig. 2. Plan view of cyclotron at midplane.

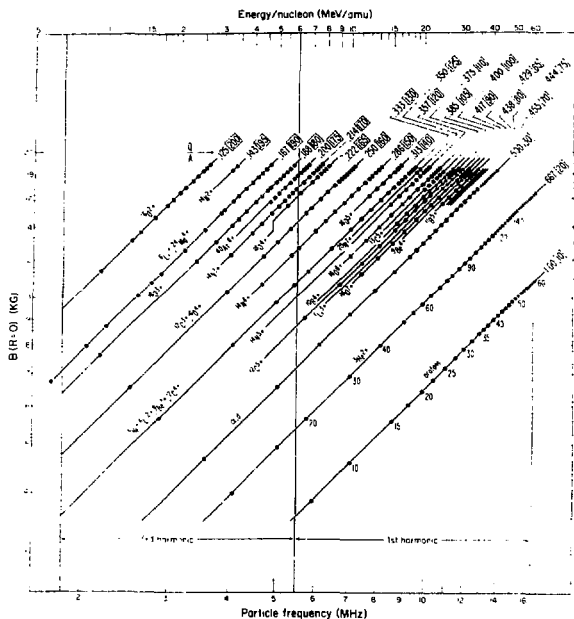


Fig. 3. Cyclotron resonance chart for many ions.

in the first stage, about 10^{-6} torr, to minimize recombination of the high charge state ions. The first stage uses a 1 kW 9.2 GHz klystron (typical power 100 W) and the second stage uses a 3 kW 6.4 GHz klystron (typical power 400 W). The axial magnetic field is produced by tape wound edge cooled copper coils each powered by an individual supply for maximum flexibility in magnetic field configuration. Typical magnet power is 30 kW. The radial magnetic field is produced by a SmCo_5 sextupole with slots which allow radial pumping. Pumping is done by diffusion pumps. The extraction system is accel-decel to provide a high voltage across the extraction gap and reflect neutralizing electrons from the transport system.

The performance of the ECR source is summarized in Tables 1 and 2. The source was tuned for a high charge state in most cases. Beams such as nitrogen, oxygen and argon are well optimized. Beam voltage is 10 kV and duty factor is 100%. Larger currents can be obtained at higher extraction voltage. For example, the current for Ar^{8+} increased from 106 μA at 10 kV to 140 μA at 14 kV.

Gases are easy to run in the source. They can be mixed and can be fed into either the first stage, second stage or both stages. For high intensity proton and alpha beams gas is fed directly into the second stage and the first stage is turned off. For all elements heavier than oxygen, a

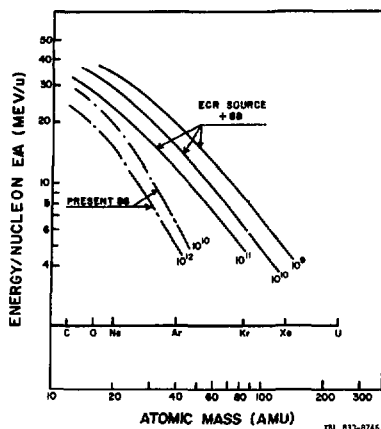


Fig. 4. Intensity contours in particles/sec for operation with internal PIG source (PRESENT 88) and external ECR source.

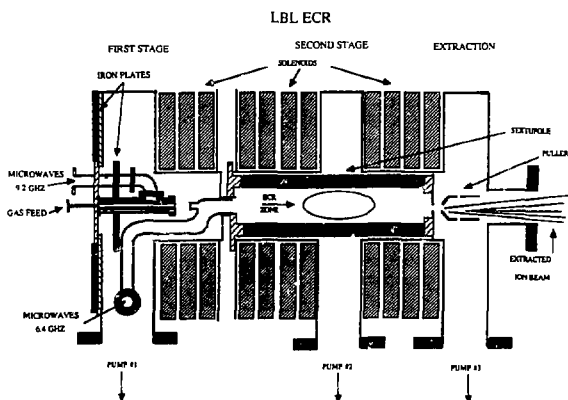


Fig. 5. Schematic cross-section of ECR source.

Table 1

Currents for the LBL ECR: Hydrogen through Silicon

	¹ H	³ He	¹² C	¹⁴ N	¹⁶ O	¹⁹ F	²⁰ Ne	²⁴ Mg	²⁸ Si
CS									
1+	300	300	27	82	118				
2+		200	37	117	143	43	51	32	20
3+			*	106	152	55	63	34	33
4+			31	110	*	53	78	28	69
5+			6.5	93	96	37	58	44	72
6+				19	82	17	45	34	47
7+					14	11	21	18	30
8+					0.95	1	11	8	17
9+						0.05	1.1	6.3	7
10+							0.04	2.2	2.7
11+								0.1	0.5
12+									0.2

All currents in eμA measured at 10 kV extraction voltage.

* Indicates not measured because a mixture of two ions with identical charge to mass ratios were present.

Natural isotopic abundance source feeds were used except for ³He and ²²Ne¹⁰⁺.

lighter gas is added to enhance the high charge state performance of the source. The presence of heavy ions in the plasma also acts to depress the charge state performance of light ions. A charge state distribution for oxygen measured on the LBL ECR is shown in Fig. 6. Beams of carbon, sulfur and silicon are produced from the gaseous compounds CH₄, SO₂ and SiH₄ respectively. They are injected into the second stage to avoid contamination of the first stage due to the high flow rates required there. Metallic ion beams are produced using a resistance heated oven inserted radially into the second stage. Vaporized metal ions are ionized by the plasma. A temperature controller keeps the oven temperature constant. Cyclotron runs lasting several days have used metal ion beams with little or no adjustment to the source or oven. For a potassium beam the oven was loaded with a mixture of KCl and Ca and heated. Calcium reacts with KCl forming CaCl₂ and potassium vapor. This technique avoided the problems of handling potassium metal and reduced the chlorine beam intensity. For beams from high temperature materials such as Al, Fe, Ti and Nb a rod has been inserted into the 2nd stage plasma. To use this method for routine cyclotron operation feedback would have to be used to control rod position or rf power.

The ECR source runs for many days without any maintenance, while the PIG source required cathode changes at 2-8 hour intervals running at the usual 100% duty factor. So with the ECR source the beam on target time is increased and manpower needed for source maintenance is reduced.

Table 2**Currents for the LBL ECR: Sulfur through Xenon**

	³² S	³⁹ K	⁴⁰ Ar	⁴⁰ Ca	⁴⁸ Ti	⁸⁴ Kr	¹²⁷ I	¹²⁹ Xe
CS								
3+	10	4	38	23				
4+	*	4.5	82	24				
5+	20	5	*	*				
6+	*	8.5	60	37		9		
7+	63	11	66	38	2.4	12		
8+	*	18	106	36	*	22		
9+	36	37	72	31	12	25		4.1
10+	*	22	*	*	10	22	4.2	4.7
11+	5	12	18	22	8	19	4.9	5.1
12+	*	2.4	13	11	*	*	5.7	5.2
13+	.4		5	3.2	1	21	7.5	5.2
14+	*		1.4	1.1		*	8.5	5
15+	.001		*	*		16	11	4.3
16+			0.03	0.03		8	*	4.6
17+						7	12	4.3
18+						*	15	4.4
19+						2	15	4.8
20+						0.9	14	4.8
21+						*	*	4
22+						0.1	11	3.5
23+							10	3.1
24+							8.3	2.7
25+							5.6	2
26+							2.1	1.1
27+							0.83	0.34
28+							0.2	
29+							0.05	
30+							0.009	

The Injection System

The injection system¹⁻⁶ for the Cyclotron ECR Source consists of 7 meters of horizontal beam line following the ECR source analyzing magnet, and 4 meters of vertical beam line down the axis of the cyclotron. Magnetic rather than electrostatic bending, focusing and steering elements were chosen because of better space charge neutralization, fewer vacuum penetrations and better long term reliability. Focusing is done with quadrupoles and Glaser lenses (magnetic solenoids

with iron return yokes). Coils mounted on the beam pipe provide steering. To minimize beam steering due to the stray field of the cyclotron, nickel plated magnetic steel beam pipes were used where possible. The vacuum system uses cryo-pumps and turbo-pumps and all metal seals. The typical beam line pressure is 5×10^{-8} Torr which is sufficiently low so that beam loss due to charge exchange with residual gas is negligible. Beam diagnostics along the injection beam line consist of fixed four jaw collimators with beam readouts before each set of lenses where the beam is large. Beam current can be read on several Faraday cups along the line.

A beam envelope calculation through the entire injection line is shown in Fig. 7. The horizontal beam line is shown in Fig. 8. The ECR source beam is focused by the first Glaser lens through the first slit on to the first Faraday cup. The beam is then analyzed and refocused by the 90

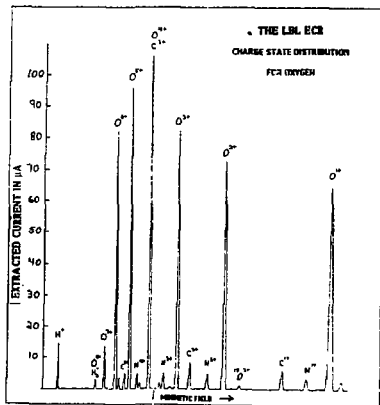


Fig. 6. Charge state distribution for oxygen, tuned for O^{7+} . The analyzing magnet field was swept.

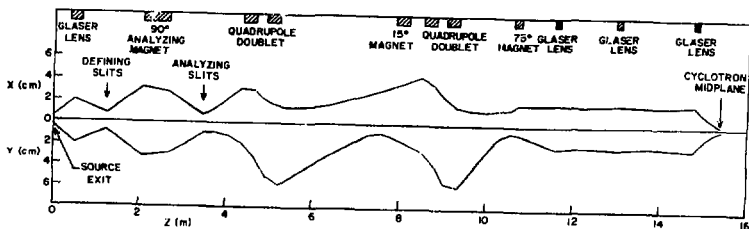


Fig. 7. Beam envelope (1/2 width) calculation in horizontal and vertical planes from ECR source to cyclotron midplane.

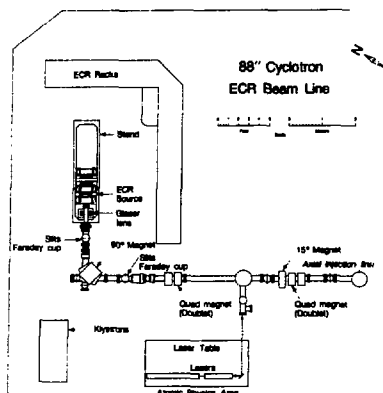


Fig. 8. ECR Source and horizontal section of injection line.

degree magnet through a second slit onto a 2nd Faraday cup. A resolution of about $1/100$ in mass is obtained with 0.8 cm wide slits. Since the energy spread of the ECR beam is less than $1/1000$, the dispersion contribution to the beam size is negligible. Just after the first quadrupole doublet there is a scanning Faraday cup which can be used to scan across the beam with the quadrupole off, and measure emittance. The emittance of the central core of the beam ranges from $20-110 \pi$ mm mrad at 10 kV, un-normalized, going from high to low charge states. The energy spread of the central core is $.1-5$ eV for high to low charge states. The beam is transported by two magnetic quadrupole doublets to the 15 degree and 75 degree magnets which bend it into the vertical line, shown in Fig. 9. The polarized ion source is mounted vertically above the axial injection line and is used to inject polarized protons and deuterons. In the vertical line the focusing elements are 3 Glaser lenses. The bottom Glaser lens is placed at the bottom of the axial hole in the cyclotron yoke. It uses the cyclotron yoke as the magnetic return path. The computer program Poisson was used to calculate the Glaser magnetic field at high and low cyclotron fields.

A gridded buncher is placed 2.1 m above the cyclotron midplane. It consists of an electrode driven at cyclotron rf frequency with a typical voltage of several hundred volts. The grids are placed on the entrance and exit of the electrode and on the ground electrodes facing the entrance and exit. Fig. 10 shows the relation between the buncher voltage, V_b , the beam injection voltage, V_i , the particle charge state, Q , the cyclotron harmonic number, H , and the cyclotron beam energy, E_c . The beam travels about half an rf cycle in the electrode, so the effective length of the electrode, L_b , is about $1/2 \beta \lambda$, where β is v/c and λ is rf wavelength. The system covers a broad cyclotron energy range as shown by the E_c/A scales set in the upper part of Fig. 10 for ions with charge/mass $Q/A = .5$ and $.25$. At the bottom of the hole the beam enters the cyclotron magnetic field shown in Fig. 11. This field produces a strong focusing effect on the beam¹.

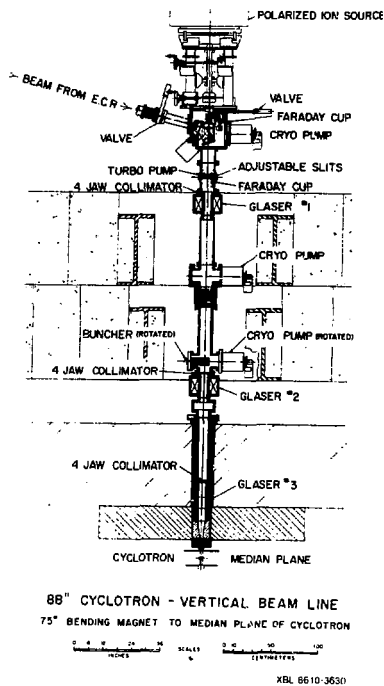


Fig. 9. Vertical section of injection line.

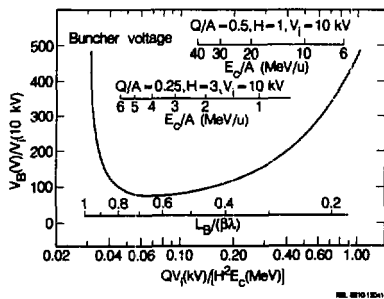


Fig. 10. Buncher voltage as a function of cyclotron parameters.

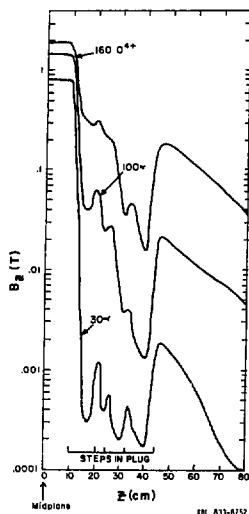


Fig. 11. Axial magnetic field measurement from midplane up cyclotron pole axis for 3 field levels.

The Center Region

At the median plane the beam is bent through 90 degrees by a gridded electrostatic mirror, shown in Fig. 12. The voltage on the mirror is typically .7 times the beam voltage. The wires are .005 cm diameter tungsten at .1 cm spacing. So the transmission of the beam in and out of the grid is 90%. Beam current can be read on the mirror with the voltage off. After leaving the mirror the beam enters the cyclotron center region, shown in Fig. 13. Inserts are placed in the dee and dummy dee to form narrow gaps for efficient acceleration. In our non-scaling mode of operation the orbits in this geometry do not have to have a constant pattern. This is indicated in Fig. 13 with a high and low energy beam. The requirement for beam centering is that the dee voltage should be approximately 5 times the injection voltage. The usual operating values are 10 kV for the injection voltage and 50 kV for the dee voltage. The advantage of operating in this non-scaling mode is that the dee voltage can be operated near its maximum for all beams, giving the minimum number of particle turns and thus high center region acceptance and low beam loss due to stripping during acceleration. Also, keeping the injection voltage high reduces the emittance in the transport line, giving higher transmission. The electric potential in the center region was calculated with the RELAX-3D program from the TRIUMF Cyclotron group. The central orbits were then calculated both in the median plane and with axial motion with the TRIWHEEL program from TRIUMF.

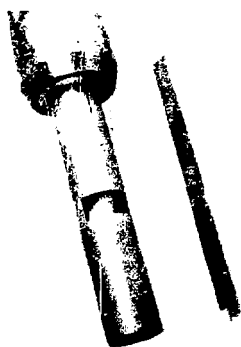


Fig. 12. Electrostatic gridded mirror in housing.

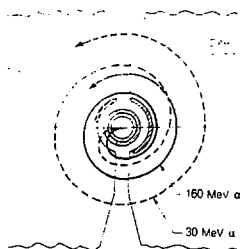
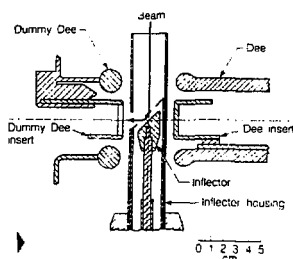


Fig. 13. Central region of cyclotron in plan and elevation views.



Accelerated Beams

The cyclotron has accelerated many beams using this injection system. Some of the well tuned beams are shown in Table 3. The best transmission of 17% is found for the medium K range of $K=80-100$, near the low frequency end of the 1st harmonic mode. This is the region of low turn number where the center region acceptance is greatest. It is fortunate that this region includes beams such as ^{18}O and ^{22}Ne near the Coulomb barrier of 5 MeV/u where high intensities are often needed. The center region acceptance drops off at high turn number beams such as 429 MeV $^{16}\text{O}^{7+}$. 3rd harmonic beams are run frequently with good transmission of 10% for medium K beams such as $^{40}\text{Ar}^{9+}$. 5th harmonic has been tested, but the center region acceptance drops much below that of 3rd harmonic, and transmission is only 0.2%. 7th harmonic has also been tested and showed a further large drop in transmission. The 5th and 7th harmonic beams have not been requested for runs because of their very low energy, and would require a center region modification to run efficiently. The loss of beam due to charge exchange during acceleration ranges from 10% for highly stripped light ions to over 50% for heavy ions such as xenon.

A set of well tuned beams spanning the 1st and 3rd harmonic operating range was analyzed to understand the systematics of the many parameters which are tuned in the injection line and cyclotron to optimize the external cyclotron beam. Using the theoretical relation between parameters as a guide, a program was written to predict these parameters. For new beams these settings normally produce beam quickly on the internal cyclotron probe and then on the external

Table 3. Some Optimized Beams

Ion	Cyclotron	Harm.	Source	Cyclotron	Trans- mission
	Energy (Mev)		Current (μ A)	External Current (μ A)	
$^{14}\text{N}^{5+}$	180	1	60	7	11
$^{16}\text{O}^{2+}$	20	3	69	2	3
$^{16}\text{O}^{2+}$	20	5	67	.15	.2
$^{18}\text{O}^{5+}$	117	1	60	10	17
$^{16}\text{O}^{6+}$	315	1	40	3	7
$^{16}\text{O}^{7+}$	429	1	10	.2	2
$^{22}\text{Ne}^{6+}$	151	1	40	7	17
$^{24}\text{Mg}^{7+}$	192	1	20	1.5	7
$^{28}\text{Si}^{6+}$	180	1	60	3	5
$^{40}\text{Ar}^{9+}$	180	3	30	3	10
$^{40}\text{Ar}^{12+}$	504	1	6	.2	3
$^{86}\text{Kr}^{14+}$	301	3	2.5	.08	3
$^{129}\text{Xe}^{21+}$	451	3	.8	.02	3

Faraday cups. The parameters are then tuned for maximum transmission.

Summary

The new ECR source and injection system have greatly expanded the range of particles and energies available from the LBL 88-Inch Cyclotron. The external beam intensities are adequate for experimental needs, ranging from 100 nA for 27 Mev/u oxygen to 5-10 μ A for 6 Mev/u oxygen and neon. The lifetime of the source is days or weeks compared to hours for the PIG source, resulting in increased beam on target time and reduced manpower required for maintenance. Future possible improvements include the installation of higher frequency rf power for the ECR source 2nd stage to increase the high charge state output.

References

1. D. J. Clark, J. G. Kalnins and C. M. Lyneis, IEEE Trans. on Nucl. Sci. NS-30, 4, (1983).
2. D.J. Clark, Y. Jongen, and C.M. Lyneis, Proceedings of the 10th Int'l Conf. on Cyclotrons and their Applications, pp. 133-136, E. Lansing, MI, (1984)
3. C.M. Lyneis and D.J. Clark, IEEE Trans. NS-32, 5, 1745 (1985)
4. C. Lyneis, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B 10/11, 775 (1985)
5. C. M. Lyneis, Proc. 11th Int'l Cyclotron Conf., Tokyo, Oct. 1986.
6. D. J. Clark and C. M. Lyneis, Proc. 11th Int'l Cyclotron Conf., Tokyo, Oct. 1986.

ДВУХСТУПЕНЧАТЫЙ ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫЙ ИСТОЧНИК МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

С. Н. Павлов, В. Г. Хмарук

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

Используемые в настоящее время на большинстве ускорителей источники многозарядных ионов (ИМЗИ) на базе разряда Пеннинга не удовлетворяют современным потребностям вследствие низкой электронной температуры плазмы T_e . В связи с этим в последнее время разработан ряд новых типов ИМЗИ [1]. Из них следует выделить прежде всего источники с электронным циклотронным резонансом (ЭЦР) типа "Супермафион" и "Гелиос"/1/. В первом из них используется двухступенчатое построение плазменной системы. В первой ступени при относительно высоком давлении рабочего газа создается плазма, которая транспортируется во вторую высоковакуумную ступень, где происходит нагрев электронов и образование многозарядных ионов. Такая компоновка системы позволяет существенно повысить температуру электронов и снизить потери многозарядных ионов на перезарядку. В источнике "Гелиос" наиболее интересной особенностью является образование потенциальной ямы для ионов в центральной области плазмы, что значительно повышает время жизни ионов в системе. Также представляет интерес использование в качестве источника энергии для ИМЗИ пучка электронов, что позволяет при относительной простоте технической реализации вводить в плазму большие потоки мощности.

В настоящей работе излагаются результаты исследования возможности применения в качестве ИМЗИ двухступенчатой плазменно-пучковой системы, в которой, как показано в работе [2], температура основной массы электронов плазмы может достигать нескольких сотен электронвольт при инжекции пучка с энергией в единицы кэВ. Экспериментальное устройство (рис. 1) включало цилиндрическую разрядную камеру диаметром 1,2 см и длиной 24 см, в которую осуществлялся напуск рабочего газа - аргона (первая ступень). Пучок электронов с энергией до 2 кэВ и током до 1 А непрерывно инжектировался через разрядную камеру в дополнительный объем пониженного давления (вторая ступень) длиной 200 см и диаметром 15 см, куда также поступала плазма из разрядной камеры. Давление в разрядной камере было на два порядка выше, чем в дополнительном объеме. Вся система находилась в продольном магнитном поле однородной или пробочной конфигурации. В первом случае индукция поля B составляла величину $B \leq 0,4$ Тл. Во втором - пробочное соотношение имело значение 2:1 при индукции в однородной части поля $B_{од} = 0,2$ Тл. Зарядовый состав ионов исследовался с помощью малогабаритного 180°-ного магнитного анализатора, использующего собственное магнитное поле установки. Ионы извлекались поперек магнитного поля через щель $0,7 \times 10$ мм.

Как показали исследования, параметром системы, оказывающим наибольшее влияние на нагрев плазмы, является давление нейтрального газа во второй ступени. На рис. 2а представлено изменение зарядового состава ионов плазмы при варьировании давления рабочего газа. По оси абсцисс нанесены также соответствующие значения температуры электронов. Измерения проводились в однородном магнитном поле. Как видно из рисунка, при уменьшении давления ниже $\sim 6 \cdot 10^{-3}$ Па

происходит уменьшение количества ионов с малыми зарядами и увеличение содержания многозарядных ($Z > 4$). В то же время во всей области давления наибольший вклад даст двукратно ионизованные атомы аргона. Расчеты показывают, что в этом случае параметр $n_e \tau_i$ (n_e — плотность электронов, τ_i — время жизни ионов в пространстве ионизации) остается практически постоянным [3] и составляет величину $\sim 2 \cdot 10^7 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$, а увеличение выхода многозарядных ионов связано лишь с ростом электронной температуры.

На рис. 2б приведено распределение ионов по зарядовым состояниям (РИЗС), полученное в наших условиях (кривая 4), и опубликованные данные для других типов источников (1 — [4], 2 — [5], 3 — [6] 5 — [7], 6 — [8]). Как видно из рисунка, РИЗС, полученное в наших условиях, оказывается заметно лучше, чем в источниках Пеннинга и одноступенчатых плазменно-пучковых системах, но уступает распределению в ЭЦР источниках. Последнее связано с относительно низкими значениями $n_e \tau_i$, достигаемыми в описанных выше экспериментах. Как известно [4, 5], в плазменно-пучковых системах увеличение параметра удержания $n_e \tau_i$ может быть достигнуто путем создания пробочной конфигурации магнитного поля и подачи отрицательного напряжения на коллектор системы. На рис. 3 показано изменение РИЗС первых шести зарядов в двухступенчатой плазменно-пучковой системе при указанных операциях. Как видно, подача отрицательного напряжения на коллектор системы приводит к перемещению максимума РИЗС со второго заряда на четвертый. При дополнительном создании пробочной конфигурации магнитного поля возрастает как общий ионный ток, так и соотношение токов $I=2/I=4$. В результате $n_e \tau_i$ увеличивается до $1,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}$, т.е. в шесть раз.

Выполненные в дальнейшем исследования распределения статических потенциалов плазмы во второй ступени показали, что в области, пронизываемой электронным пучком, образуется потенциальная яма для ионов глубиной $\sim 30\text{--}70 \text{ В}$, открытая со стороны коллектора. Это препятствует уходу многозарядных ионов в радиальном направлении и приводит к значительному уменьшению их содержания в потоке ионов, извлекаемых из плазмы поперек магнитного поля. В то же время многозарядные ионы свободно покидают систему вдоль магнитного поля. Это позволяет ожидать при тех же параметрах системы, но реализации осевого извлечения, существенно большего выхода многозарядных ионов, что равносильно увеличению эффективного значения $n_e \tau_i$. Кроме того, имеющийся экспериментальный материал позволяет сделать вывод о том, что в двухступенчатой плазменно-пучковой системе величина $n_e \tau_i$ может быть реально существенно увеличена путем применения электронного пучка с большой плотностью тока, а также путем увеличения давления рабочего газа в разрядной камере (т.е. плотности плазмы) при соответствующем увеличении скорости откачки второй ступени.

Таким образом, исследования показали, что в двухступенчатой плазменно-пучковой системе могут быть совмещены лучшие черты ЭЦР источников. Аналогично ИИЗИ типа "Супермафиз" применение двух ступеней позволяет производить эффективный нагрев электронов плазмы. Подобно источнику типа "Гелиос" в исследуемой системе можно реализовать удержание многозарядных ионов с помощью электростатической ямы. Определены пути повышения параметра удержания $n_e \tau_i$. Это позволяет рассматривать двухступенчатую плазменно-пучковую систему как альтернативу по отношению к ЭЦР-ИИЗИ.

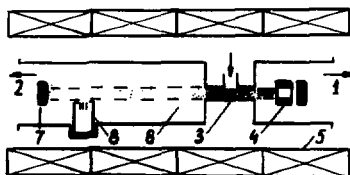


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1, 2 - дифференциальная откачка, 3 - разрядная камера (первая ступень), 4 - электронная пушка, 5 - катушки магнитного поля, 6 - вторая ступень, 7 - коллектор, 8 - 180°-ный анализатор.

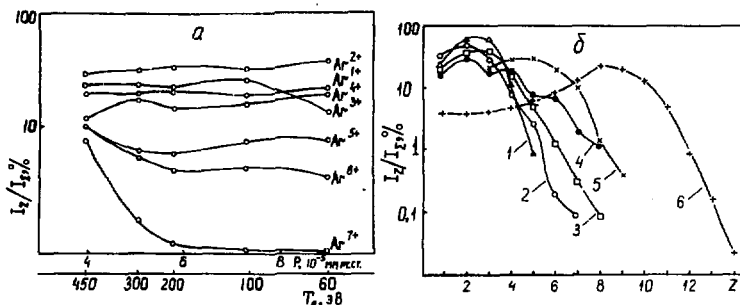


Рис. 2. Зарядовый состав ионов плазмы (I_z - ток ионов с кратностью заряда Z , I_Σ - полный ионный ток).

а - зарядовый состав ионов при различных давлениях газа ($B=0,3$ Тл), б - зарядовый состав ионов в различных типах ИМЗИ: 1, 2 - источник Пеннинга, 4 - двухступенчатая плазменно-пучковая система ($B=0,2$ Тл, $T_e \approx 200$ эВ, $P=9 \cdot 10^{-3}$ Па), 5 - ЭЦР ИМЗИ типа "Гелиос", 6 - ЭЦР ИМЗИ типа "Супермагнес".

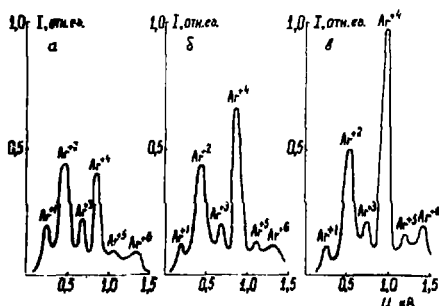


Рис. 3. Зарядовые спектры ионов плазмы. I , отн. ед. - ток коллектора, U - ускоряющее напряжение анализатора. $P \approx 1,3 \cdot 10^{-2}$ Па; а - коллектор системы заземлен, магнитное поле однородно ($B=0,2$ Тл); б - на коллектор подано напряжение -600 В, магнитное поле однородно; в - на коллектор подано напряжение -600 В, магнитное поле преобочной конфигурации.

Л и т е р а т у р а

1. Головановский К.С. Атомная энергия, 1984, т.56, №5, с.303.
2. Павлов С.Н., Хмарук В.Г. Письма в ИТФ, 1985, т.II, №23, с.1462.
3. Павлов С.Н., Хмарук В.Г. Препринт КИЯИ, Киев, 1983, №83-4, 17с.
4. I.Alexeff, W.D.Jones. IREB Trans. on Nucl.Sci., 1972, NS-19, No.2, p.195-199.
5. Саенко В.А., Владимиров А.И. В кн.: Труды Всесоюзного совещания по ускорителям низких и средних энергий, Киев, Наукова думка, 1982, с.248.
6. Пасик А.С., Третьяков В.П., Горбачев С.К. Атомная энергия, 1968, т.24, с.21.
7. Головановский К.С. В кн.: Международная школа молодых ученых по проблеме ускорения заряженных частиц, Дубна, ОИЯИ, 1984, с.145.
8. X.Jongen. В кн.: Международная школа молодых ученых по проблеме ускорения заряженных частиц, ОИЯИ, Д9-84-817, Дубна, 1984, с.130.

RECENT DEVELOPMENTS IN EBIS DESIGN

Robert W. Schmieder

Sandia National Laboratories
Livermore, California 94550
USA

INTRODUCTION

In the past few years, several laboratories have started programs to develop Electron Beam Ion Sources (EBIS). In the U. S., programs are underway at Sandia National Laboratories in Livermore, the Lawrence Livermore National Laboratory in Livermore, and Kansas State University in Manhattan, Kansas, in addition to the existing program at Cornell University, Ithaca, New York. All the sources involve superconducting magnets with peak fields 3-5 T, and all programs have the purpose of studying the physics of highly ionized atoms and their interactions. The principal investigators of these projects are:

Sandia (SNLL)	R. W. Schmieder
Lawrence (LLNL)	R. Marrs
Kansas (KSU)	M. Stockli
Cornell (CU)	V. O. Kostroun

In this paper the general designs and status of the new projects will be reviewed. Further information is available for these and other EBIS projects in the proceedings of the last EBIS workshop^{1/}.

THE SANDIA PROGRAM

The Sandia program involves three phases: (1) Experiments on the EBIS test stand built at the Lawrence Berkeley Laboratory (LBL); (2) Upgrading the LBL EBIS by introduction of cryogenic vacuum; (3) Development of a fully cryogenic EBIS with superconducting magnet. The main parameters of these machines, namely the magnetic field B, the length L, the current density J, the confinement time τ , and the year of operation, are listed in the following table:

EBIS DEVICES IN DEVELOPMENT AT SANDIA LABS

	B (T)	L (m)	J (A/cm ²)	t (s)	Year
LBL	0.3	0.8	100	0.02	1985
LBL/SNLL	0.3	0.6	100	0.5	1987
SNLL	5.0	1.0	1000	1-5	1988

These three phases will now be discussed in turn.

(1) The LBL EBIS^{/2/} was moved from Berkeley to Livermore in 1984, and was operated until September, 1986, when it was shut down for the upgrade. Experiments were carried out to study instabilities in the beam plasma^{/3/}, X-rays emitted by gas atoms in the trapping region^{/4/}, and purging of the trap of unwanted ions by modulation of the drift tube voltages.

(2) The purpose of the upgrade of the LBL EBIS was to introduce cryogenic panels cooled by liquid helium (LHe) in order to improve the vacuum, thereby attaining longer confinement times and thus higher charge states. The modifications were extensive; in fact, only the magnet and stand from the old source were saved.

Figure 1 is a schematic of the external appearance of the modified EBIS. Figure 2 is a cross section through the EBIS, showing the magnet with its internal iron rings for smoothing the magnetic field^{/5/}, the drift tubes mounted on a rigid bar, and the extraction optics behind the collector. Figure 3 shows a transverse cross section through the EBIS, showing the LHe panel, its radiation shield (which is cooled by He vapor--no liquid nitrogen is used), and the insulated drift tubes mounted on the flat bar. The entire assembly can be positioned by micrometers to lie along the magnetic axis.

The apparatus is complete and has been installed in the magnet. Experiments with ions are expected by early 1987.

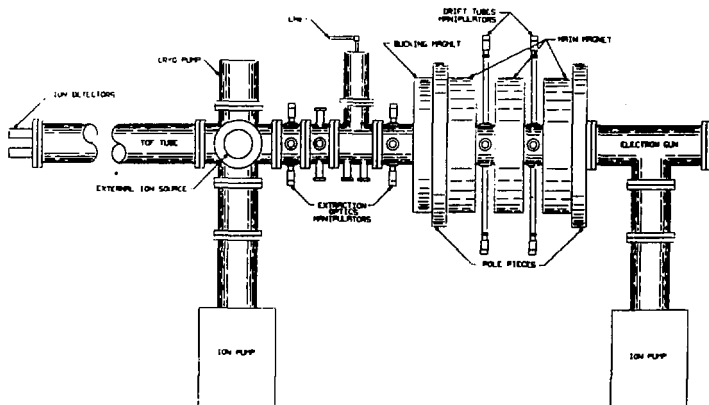


Fig. 1 - External appearance of the LBL/SNLL EBIS. The magnet is constructed from separate coils; the field is smoothed by a set of internal iron rings.

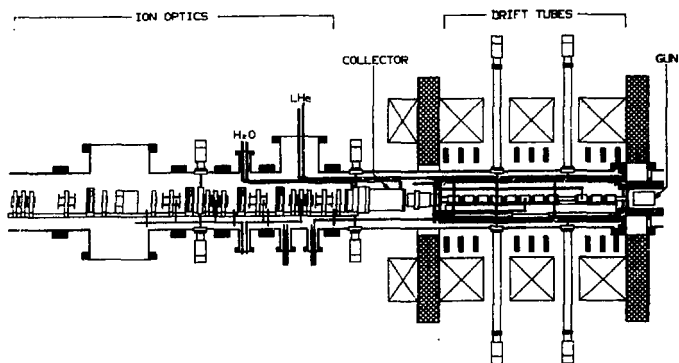


Fig. 2 - Longitudinal cross section through the LBL/SNLL EBIS. The system is modular: the ion optics/collector assembly is completely decoupled from the drift tube/LHe assembly.

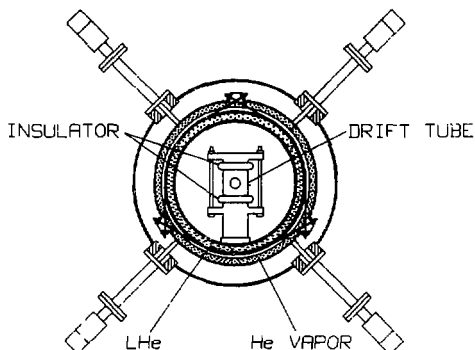


Fig. 3 - Transverse cross sections through the LBL/SNLL EBIS. The drift tubes are clamped to an optically flat bar which is attached to the LHe can.

(3) The SNLL cryogenic EBIS is being developed concurrently with the LBL/SNLL upgrade. It will be of a completely different design, however. The main design parameters are:

PARAMETERS OF THE SANDIA ADVANCED EBIS

Beam energy	E	50-150	kV
Current density	J	1000	A/cm ²
Current	I	1	A
Magnetic field	B	5	T
Magnet length	L	1.2	m
Magnet bore	D	15	cm
Pressure in trap	P	10(-12)	torr

Figure 4 shows the external appearance of the source. It is mounted with a vertical axis and stands about 6 m high. The main support is at the magnet. The outside vacuum vessel has a diameter of 60 cm. The magnet is supplied with LHe from an external Dewar. Vacuum roughing is by means of a vertical manifold pumped by turbomolecular pumps which can be removed. The main vacuum is maintained by cryopumps and nonevaporable getters (NEG).

Figure 5 shows a preliminary cross section of the EBIS. It is nearly symmetric about the median plane of the magnet. The electron gun and collector are mounted on high voltage insulators capable of holding 150 kV. Leads for the drift tubes are brought into the magnet bore through the spool directly above the collector.

Figure 6 shows a detail of the electron gun module. It is possible to retract the gun behind a valve inside the module for servicing. High voltage is brought in through the side ports. The collector module is essentially identical, except that the central structure contains a conical beam collection surface and ion extraction optics instead of the gun.

This source is currently in design. The magnet has been ordered and will be delivered in mid-1987. Initially the high voltage modules will be replaced with simpler structures designed for testing but with limited versatility. First operation of the source is expected by late 1987 or early 1988.

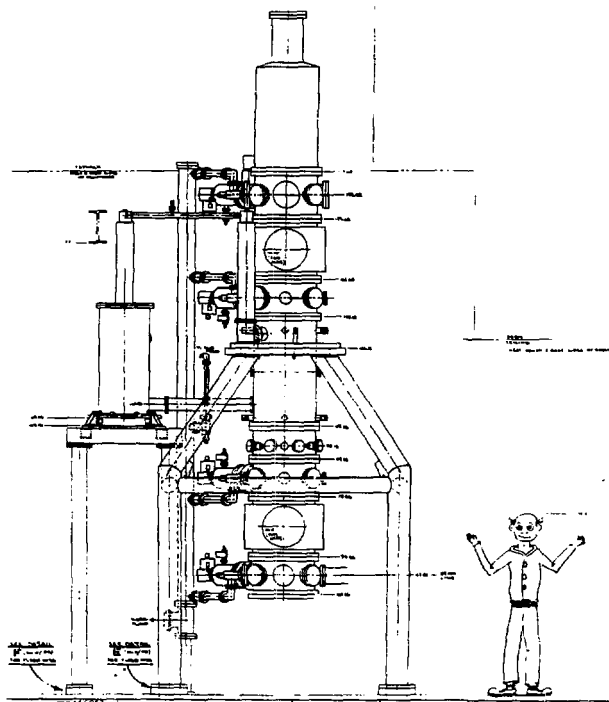


Fig. 4 - Preliminary elevation of the SNLL EBIS. The device is designed around a 5 T superconducting magnet, and will have a beam energy up to 150 keV.

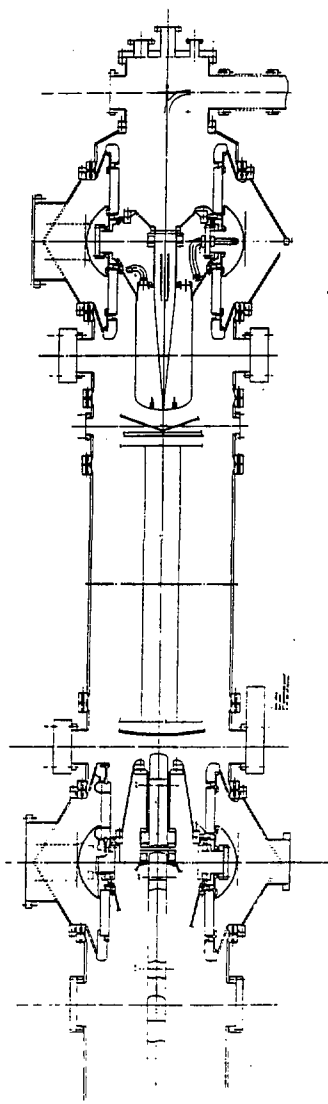


Fig. 5 - Preliminary longitudinal cross section through the SNLL EBIS. The high voltage terminals supporting the electron gun and collector are designed around two large diameter cylindrical insulators.

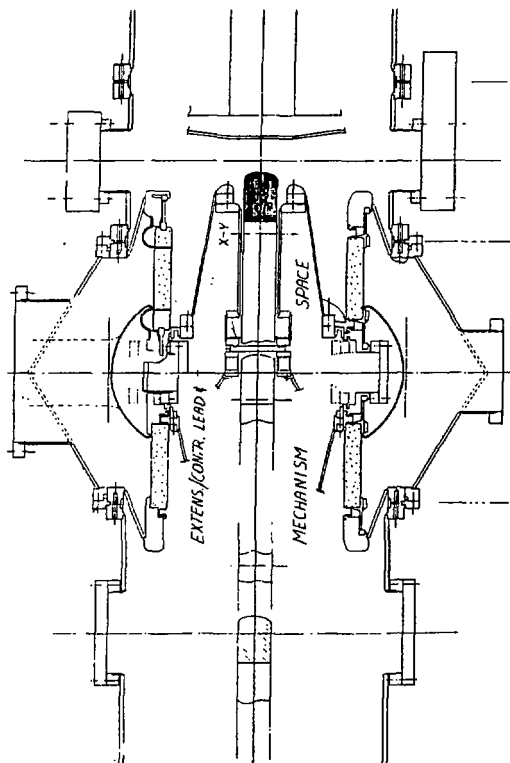


Fig. 6 - Enlargement of the preliminary cross section of the electron gun terminal of the SNLL EBIS. The gun can be retracted behind a vacuum valve which is integral with the terminal.

THE LAWRENCE LABORATORY PROGRAM

At LLNL a source called an Electron Beam Ion Trap (EBIT) is being developed. Following the studies of instabilities on the LBL EBIS, it was decided to make an EBIS with a very short trap, in this case only 1 cm long. The required magnetic field is obtained from a superconducting Helmholtz pair producing 3 T on axis. The beam has energy up to 50 keV. Using a gun in zero magnetic field, it is hoped to produce current densities up to 6000 A/cm². The source is mounted with a vertical axis.

Figure 7 shows a schematic diagram of the EBIT, including a proposed ion injection source at the top. X-ray emission from ions in the trap will be observed through radial windows. The EBIT is not being designed for extracting ions.

The LLNL EBIT is essentially complete and has been operated with beam. It was producing ion emission spectra by the end of 1986.

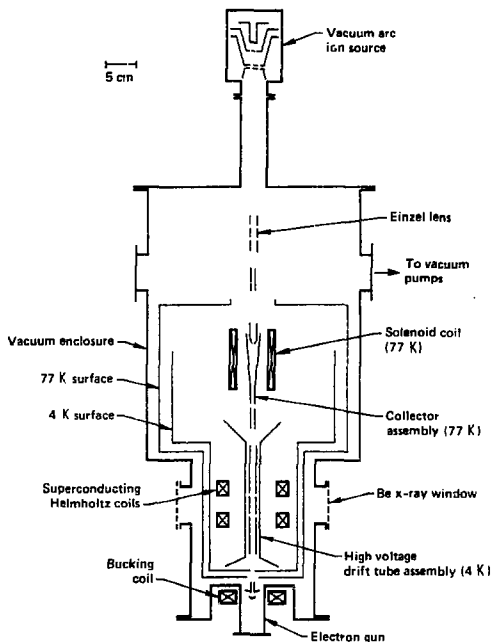


Fig. 7 - Schematic longitudinal cross section through the LLNL EBIT. The EBIT was designed with a very short beam to avoid heating of the ions due to beam instabilities.

THE KANSAS STATE PROGRAM

At Kansas State University an EBIS is being developed more along the classical lines of the French groups at Orsay and Saclay. It will have a superconducting magnet nominally 1 m long, and external gun, and a set of cylindrical drift tubes. The source will have a horizontal axis. It is being designed to produce ions up to Ar+18, of energies up to 150 keV/Q. Figure 8 shows a schematic of this EBIS.

The KSU EBIS is currently in design. The magnet has been ordered and will be delivered in early 1987. Operation of the source is expected by 1988.

THE CORNELL PROGRAM

At Cornell University an EBIS with a superconducting magnet has been completed and is undergoing tests. Its main parameters are similar to others, namely a 1 m magnet producing 5 T, an external gun operating up to 15 kV.

The source is operating at the present time, although no additional details of the performance are available.

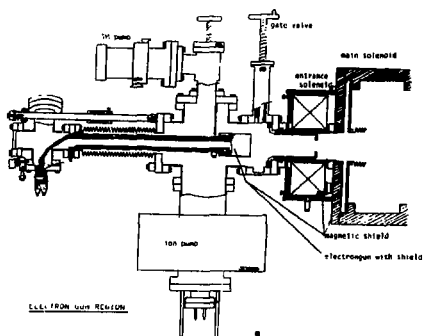
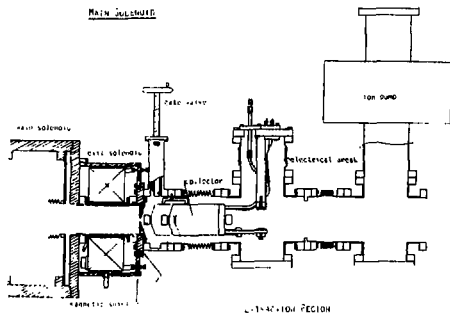
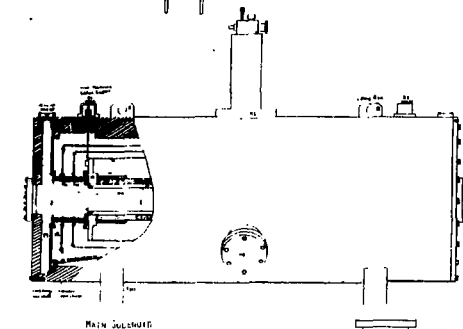


Fig. 8 - Preliminary longitudinal cross section through the KSU EBIS. This device is being designed along the classical lines of the French groups.



REFERENCES

- (1) V. O. Kostroun and R. W. Schmieder, Eds., Proceedings of the Third International EBIS Workshop, Cornell University, 25-27 May 1985.
- (2) I. G. Brown and B. Feinberg, Nucl. Inst. Meth., 220, 251 (1984).
- (3) M. A. Levine, R. E. Marrs, and R. W. Schmieder, Nucl. Inst. Meth., A237, 429 (1985).
- (4) R. W. Schmieder, "Observation of X Ray Emission from the EBIS," FRIS Tech. Note TN-017, June 27, 1986.
- (5) P. Feinberg, I. G. Brown, F. Halbach, and W. B. Kunkel, "A Method for Producing a High Quality Solenoidal Field," Report LBL-12633, Lawrence Berkeley Laboratory, Berkeley, 1981.

ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ИСТОЧНИК МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ИМИ-1

В.Г.Абдульманов, В.Л.Ауслендер, В.М.Колокольников,

И.Н.Мешков, В.Г.Потапов, Г.А.Тутян, В.П.Эйсмонт

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В ИЯФ СО АН СССР разработан электронно-лучевой источник многозарядных ионов для ускорительного комплекса синхротрона Б-5, поставленного Радиовмму институту им. В.Г.Хлопина /1/.

Синхротрон Б-5 предназначен для ускорения полностью ионизованных атомов с $Z \approx 0,5$ до энергий 50 МэВ/нуклон. При этом величина Z ограничена вакуумными условиями и реально не превышает 20 /1-4/.

Источник многозарядных ионов должен обеспечивать достаточно высокий выход ядер до $1 \cdot 10^8 + 5 \cdot 10^8$ /с при частоте повторения циклов ионизации 50 Гц. Из известных конструкций источников многозарядных ионов наиболее приемлемым для поставленной цели является электронно-лучевой источник многозарядных ионов, предложенный Е.Д.Донцом /5-7/, принцип действия которого и был взят за основу. В электронно-лучевых источниках реально получают ядра тяжелых элементов /7-9/.

В отличие от известных источников такого типа, разрабатываемый источник должен был обладать рядом существенно новых характеристик.

1) В источнике необходимо реализовать фактор ионизации $j \tau \sim 10^{20}$ Эл/см² с целью получения ядер аргона Ar^{18+} при длительности цикла ионизации не более 20 мс и частоте повторения 50 Гц, т.е. источник должен работать в квазинепрерывном режиме при плотности электронного пучка порядка 10^3 А/см².

2) Источник должен обеспечивать получение многозарядных ионов и ядер не только газообразных, но и твердых элементов.

3) Однооборотная схема инжекции в синхротрон Б-5 требует производить вывод ионов из ловушки за время порядка 1 мкс.

Первоначальный проект источника /1/ в процессе экспериментальной отработки существенно видоизменялся. Вначале был создан макет источника, на котором в 1977 г. были проведены первые эксперименты по формированию электронного пучка с плотностью до 200 А/см² /10/. На этой установке после запуска всех систем питания и доработки были проведены первые эксперименты по получению многозарядных ионов остаточного газа /11/.

По результатам проведенных экспериментов на этих макетах в 1980-83 гг. в ИЯФ был разработан рабочий вариант электронно-лучевого источника многозарядных ионов ИМИ-1, с новой электронно-оптической системой ЖОС /12/, в котором введена система дозированного импульсного напуска паров твердых элементов, усовершенствованы система напуска газов и конструкции внутреннего распределенного магнито-разрядного насоса, увеличен диаметр вакуумной камеры источника до 160 мм, изменена конструкция системы разводки выводов дрейфовой структуры, значительно усовершенствован соленоид биттеровского типа с автономной системой охлаждения, снабженной фильтрами из ионообменных смол. В рабочем контуре системы охлаждения соленоида сопротивление воды достигает $5 + 10 \cdot 10^6$ Ом/см³. Проведена существенная доработка систем питания источника.

Схема источника ИМИ-1, имеющего вертикальную конструкцию, приведена на рис.1а. ЖОС источника включает в себя частично экранированную сферическую короткофокусную пучку (1). Фокусирующий соленоид (2) биттеровского типа с замкнутым магнитопроводом и полюсами (3-4) создает фокусирующее поле до 0,9 Т. Магнитные линзы (5-6) вместе с полюсами обеспечивают оптимальные условия

ввода электронного пучка в рабочую область — дрейфовую структуру (7) и распределение его в электронном коллекторе (8). Подробно конструкция ЭОС и её работа описываются в докладе /12/. Конструкция источника целиком прогретая. Рабочая камера с дрейфовой структурой прогревается излучением внутреннего нагревателя (9), который имеет секторную конструкцию и обеспечивает достаточную проводимость при включенном распределенном внутри камеры магниторазрядном насосе — МРН (10) и в то же время обеспечивает надежную экранировку дрейфовой структуры от напыления титана при работе насоса. В рабочей камере обеспечиваются условия дифференциальной откачки, т.к. проводимость в области полюсов незначительна. Распределенный МРН (10) обеспечивает скорость откачки около 500 л/с при поле соленоида 0,5 Т. Температура дрейфовой структуры 400°C при прогреве контролируется с помощью термопары ХК. После 60-часового прогрева всего источника и при включенном распределенном МРН без пучка обеспечивается вакуум в рабочей области не хуже $1 \cdot 2 \cdot 10^{-10}$ Тор, а при работе с пучком $1 \cdot 2 \cdot 10^{-9}$ Тор, что позволяет доводить время ионизации до 10 мс. Время компенсации объемного заряда пучка в ионной ловушке ионами остаточного газа составляет 15 ± 20 мс.

Для напуска в ионную ловушку нейтральных атомов соответствующих элементов используются в зависимости от сорта ионов твердотельные мишени (11), вещество которых испаряется при импульсном сбросе на них электронного пучка, или система напуска газа. Напуск газа осуществляется через отверстие в стенке дрейфовой трубки (12).

Диаграмма распределения потенциалов приведена на рис. 16. Потенциал В ("дно" ионной ловушки) определяет энергию ионизирующего электронного пучка и энергию выводимых из ловушки ионов. Барьер А выше барьера С, что исключает засорение ионной ловушки примесными ионами из области электронной пушки. Высота барьера А до 1,5 кВ, барьер С около 0,5 кВ. Потенциал В составлял в экспериментах величину $5 \cdot 10$ кВ. Барьер С включается на нижние секции (рис. 16, сплошная линия) при работе с твердотельными элементами и (пунктирная линия) при работе с газами для обеспечения дозированного напуска атомов в ловушку В. Длина ионной ловушки 35 см. Область дрейфа 50 см. Выпуск ионов из ловушки происходит при снижении барьера С до уровня D. Накопленные в ловушке ионы за счет собственного разброса скоростей выходят из ловушки и ускоряются в два этапа на разности потенциалов В-D в стационарном магнитном поле и затем на разности потенциалов между нижним конусом и электронным коллектором. Выпуск ионов осуществляется через отверстие в электронном коллекторе. Диаметр отверстия 10 мм.

В экранированном от рассеянных магнитных полей ионопроводе сразу за электронным коллектором установлена электростатическая линза (13), ниже которой через шлюз (на схеме не показан) пристыкован магнитный анализатор (14) с многослабным ионным коллектором (15), подключенным к многоканальному измерителю параметров пучков ИПИ-32М (16). Прибор ИПИ-32М /13/ был специально доработан для анализа ионного спектра на источнике. Магнитный анализатор обеспечивает анализ спектра зарядностей ионов за одну перестройку поля в диапазоне $Z_{\text{макс}} = 2$.

При выключенном магнитном поле в анализаторе (14) ионный пучок попадает на бериллиевую мишень (17), установленную в ионном коллекторе (18), сигнал с которого можно наблюдать на осциллографе. Через отверстие в стенке коллектора характеристическое излучение попадает на ПД детектор блока детектирования рентгеновского излучения ЕДРК-1/26 (19), работа которого была ранее апробирована /14/.

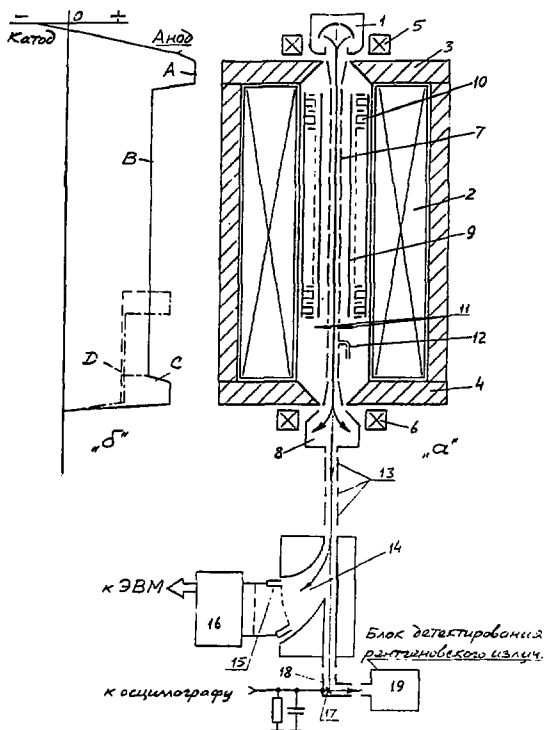


Рис.1. Схема электронно-лучевого источника ИЛМ-1 с диаграммой потенциалов.

а - схема ИЛМ-1; 1 - сферическая короткофокусная пушка; 2 - фокусирующий соленоид; (3-4) - полюса магнитопровода; (5-6) - магнитные линзы; 7 - дрейфовая структура; 8 - электронный коллектор; 9 - внутренний нагреватель; 10 - распределенный ИРН; 11 - твердотельные линзы; 12 - трубка нагрева газа; 13 - электростатическая линза; 14 - магнитный анализатор; 15 - многоламповый ионный коллектор; 16 - измеритель параметров пучка; 17 - бериллиевая мишень; 18 - ионный коллектор; 19 - блок детектирования рентгеновского излучения.

б - диаграмма распределения потенциалов; в - потенциал "дна" ионной ловушки; А - первый барьер ионной ловушки; С - второй барьер, сплошные линии при работе с твердотельными элементами, пунктирная - при работе с газом; D - промежуточный потенциал при выпуске ионов.



Рис.2. Спектр ионов T^+ , полученных за время 0,7 мс.

T_i^{9+} T_i^{8+} T_i^{7+} T_i^{6+} T_i^{5+}

В 1983 г. в ИЯФ была запущена и испытана ЗОС ИИИ-1, затем в течение января-июня 1984 г. проводились эксперименты как на ЗОС, так и по ионизации различных элементов. Были проведены эксперименты по ионизации азота, при этом были получены надежные результаты по получению ядер азота N^{7+} в количестве более 10^7 ядер/имп. Затем были проведены весьма обнадеживающие эксперименты по получению многозарядных ионов металлов Al и Ti. При этом впервые была решена задача дозированного импульсного напуска атомов металлов в ионную ловушку непосредственно ионизирующим электронным пучком. На рис.2 приведена часть спектра ионов Ti, полученных за время ионизации 0,7 мс при энергии электронного пучка 8 кэВ и токе пучка 0,6 А, $j \approx 0,7 \cdot 10^3$ А/см².

Источник ИИИ-1 был поставлен Радиовому институту им. В.Г.Хлопина и в июле 1986 г. начаты эксперименты по ионизации.

В дальнейшем значительное внимание будет уделено индикации высокозарядных состояний ионов.

После установки специальной конструкции дрейфовой структуры выпуск ионов с $Z/A \approx 0,5$ будет производиться за время $\sim 1-2$ мкс.

Литература

1. В.Л.Ауслендер и др. Строящийся комплекс ионного синхротрона Радиового института им. В.Г.Хлопина АН СССР, Препринт РИ-56.Л., 1976 г.
2. В.Г.Абдульманов и др. Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. т.1, Серпухов, 1977.
3. В.Л.Шляков, Н.Н.Деятко, А.В.Поздняков. Определение требований к вакууму в камере синхротрона Радиового института. Препринт РИ-82, Л., 1977 г.
4. В.Л.Ауслендер, Г.Б.Глаголев, В.Н.Лазарев, А.А.Лившиц, Ю.В.Маклаков, А.Н.Осипов. Вакуумная система синхротрона Б-5. Препринт ИЯФ СО АН СССР 79-5, Новосибирск, 1979.
5. В.Д.Донец. Авторское свидетельство 248660 (СССР) Бюллетень ОИПОТЗ № 24, 1969, с.65.
6. В.Д.Донец, В.И.Илющенко, В.А.Альперт. Авторское свидетельство № 375708. Бюллетень ОИПОТЗ № 16, 1973 г., с.130.
7. В.Д.Донец. Труды V Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. 1973, т.1, М., Наука, 1977, с.346.
8. J.Arianer, A.Cabrespine and C.Goldstein. Cryebis, an advanced multicharged ion source. part I. NIM 193 (1982) 401-413.
9. J.Arianer, A.Cabrespine, C.Goldstein and T.Junquera Cryebis, an advanced multicharged ion source. part II. NIM 198 (1982) 175-187.
10. В.Г.Абдульманов и др. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИИ, т.П, Дубна, 1979.
11. В.Г.Абдульманов и др. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИИ, т.1, Дубна, 1981.
12. В.Г.Абдульманов, Ю.А.Колокольников, И.Н.Мешков, А.Н.Шарапа. Электронно-оптическая система источника многозарядных ионов ИИИ-1. Настоящий сборник, с.79.
13. Э.А.Купер, В.В.Ретков, О.Н.Трезубов. Блок для измерения параметров пучков заряженных частиц (ИИП-32А). Препринт ИЯФ СО АН СССР 83-45, Новосибирск, 1983.
14. В.А.Трифонов, Г.А.Тутин, Э.П.Эйсмонт, В.Д.Донец. Рентгеновский полупроводниковый спектрометр на пучке источника высокозарядных ионов. Препринт РИ-159, Л., 1982.

ИМПУЛЬСНЫЙ ИСТОЧНИК ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ ИЛИ АН СССР

А.С.Белов, С.К.Есин, С.А.Кубалов, В.Е.Кузик, В.П.Якушев

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В сооружаемом в ИЯИ АН СССР линейном ускорителе мезонной фабрики планируется осуществлять одновременное ускорение двух разноименно заряженных пучков: интенсивного пучка отрицательных ионов водорода и пучка поляризованных протонов. Энергия пучка, инжектируемого в линейный ускоритель, должна быть равна 750 кэВ/3/.

В ИЯИ АН СССР разработан высокоинтенсивный импульсный источник поляризованных протонов, работающий по методу атомного пучка /1,2/. Для ускорения пучка поляризованных протонов до энергии инъекции разрабатывается ускоритель с пространственно-однородной фокусировкой /3/. Источник показан схематически на рис.1.

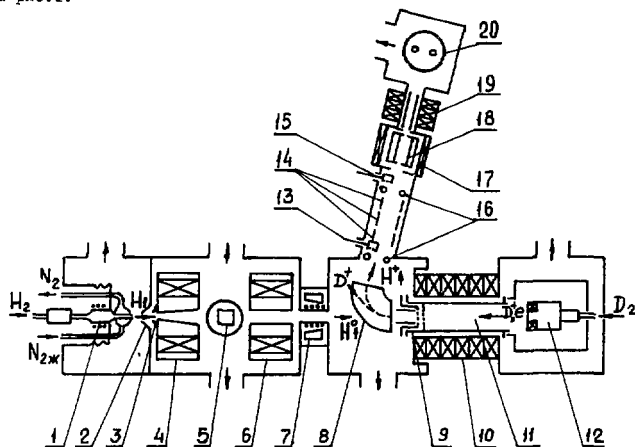


Рис.1. Схема источника поляризованных протонов: 1 - диссоциатор, 2 - скиммер, 3 - коллиматор, 4, 6 - разделительные магниты, 5 - масс-спектрометр, 7 - блок ВЧ перехода в слабом поле, 8 - поворотный магнит, 9 - трехэлектродная ионно-оптическая система ускорения и формирования пучка, 10 - соленоид, 11 - область перезарядки, 12 - дуговой источник дейтериевой плазмы, 13, 15 - цилиндры Фарадея, 14 - электролитическая линза, 16 - корректоры пучка, 17 + 20 - поляризатор, 17 - соленоид, 18 - перезарядная мишень, 19 - спиновый фильтр, 20 - детектор метастабильных атомов водорода.

Атомарный водород в источнике образуется в импульсном диссоциаторе (I) с высокочастотным разрядом. Длительность импульса разряда равна 0,7 мс, частота следования импульсов - 1 Гц, из диссоциатора получен сверхзвуковой пучок холодных атомов водорода с высокой интенсивностью - $2,8 \cdot 10^{20}$ ат/стер.с и числом Маха более четырех /4,5/.

Атомный пучок пропускается через два шестиполусных магнита (4 и 6) и блок ВЧ перехода в слабом поле (7). Временипролетный масс-спектрометр (5) установлен для контроля компонентного состава и измерения плотности атомарного пучка. Размеры шестиполусных магнитов были выбраны на основе траекторных расчетов движения атомов с известным распределением скорости. Интенсивность атомного пучка в области ионизации равна $2 \cdot 10^{17}$ ат/см².с.

В источнике используется ионизатор нового типа, в котором поляризованные протоны образуются при перезарядке поляризованных атомов на ионах дейтериевой плазмы и за счет ионизации атомов плазменными электронами. Область перезарядки и ионизации атомов находится в магнитном поле до 1,5 кГс, создаваемом соленоидом (10) ионизатора. Дейтериевая плазма из импульсного дугового источника (12) инжектируется в соленоид навстречу движению атомов. Образующиеся в области перезарядки (11) поляризованные протоны удерживаются в радиальном направлении магнитным полем соленоида и движутся к трехэлектродной системе ускоряющих электродов (9), в которой происходит одновременное ускорение ионов дейтерия и поляризованных протонов. В поворотном магните (8) происходит пространственное разделение пучков $H^+(1)$ и D^+ .

Интенсивность пучка поляризованных протонов, как показывают измерения, пропорциональна эмиссионной плотности тока ионов дейтерия ($j_{эм}$). При плотности тока $j_{эм} = 420$ мА/см² и энергии ионов 26 кэВ из источника получен пучок поляризованных протонов с импульсным током 10 мА (амплитудное значение). Длительность импульсов тока по основанию около 120 мкс, частота следования - 1 Гц.

Оценки показывают, что преобладающим механизмом, который ведет к образованию поляризованных протонов в области ионизации, является процесс перезарядки поляризованных атомов водорода на ионах дейтериевой плазмы. Для определения относительного вклада ионизации атомов плазменными электронами были проведены испытания работы источника, когда в объем ионизации атомов инжектировалась гелиевая, азотная и кислородная плазма. В этом случае "выключается" процесс перезарядки атомов, а поскольку при фиксированном ускоряющем напряжении оптимальная (для извлечения пучка минимальной расходимости) плотность плазмы не зависит от массы ионов, вклад ионизации атомов электронами остается таким же, как и в случае дейтериевой плазмы. Результаты представлены в таблице, из них следует, что относительный вклад ионизации атомов электронами в ионизаторе не превышает 19%.

Таблица

Плазма (газ)	D ₂	He	O ₂	N ₂
Относительная интенсивность пучка H ⁺	1	0,17	0,19	0,14

Поляризация пучка измерялась поляриметром пучка низкой энергии, в котором используется связь между заселенностью состояний сверхтонкой структуры метастабильных атомов водорода, образующихся при перезарядке протонов на газовой мишени, и поляризацией протонного пучка. Эта идея была предложена в работе /6/

и впервые реализована авторами работы /7/. Описание разработанного нами поляриметра приводится в работе /2/.

Поляризация пучка H^+ , измеренная при токе пучка 6 мА и энергии протонов 18 кэВ, равна $0,76 \pm 0,02$ (ошибка статистическая). Эти измерения показывают, что деполаризация протонов в разработанном плазменном ионизаторе практически отсутствует.

Эмиттанс пучка был измерен двумя методами /2/ и равен в горизонтальном направлении $0,16\pi$ см мрад, в вертикальном $0,22\pi$ см мрад (нормализованный эмиттанс = фазовой площади для 90% частиц пучка $\times \beta \gamma^3$).

Для использования перезарядной инъекции в ускорителе высоких энергий важной задачей является получение интенсивных пучков отрицательных поляризованных ионов водорода (H^-). В разработанном источнике эта задача может быть реализована, если в ионизатор инжектировать дейтериевую плазму, содержащую ионы D^- . Оценки показывают /2/, что из такого ионизатора могут быть получены пучки ионов $H^-(\uparrow)$ с интенсивностью в импульсе около 2 мА.

В заключение авторы выражают благодарность В.М.Лобашеву за многочисленные полезные дискуссии и постоянное внимание к работе.

Л и т е р а т у р а

1. Белов А.С., Есин С.К., Кубалов С.А., Кузик В.Е., Степанов А.А., Якушев В.П. Письма в ЖЭТФ, 1985, 42, 319.
2. Белов А.С., Есин С.К., Кубалов С.А., Кузик В.Е., Степанов А.А., Якушев В.П. Препринт ИЯИ АН СССР, П-0458, Москва, 1986.
3. Белов А.С., Буонов В.С., Васюченко А.В., Вятлов Г.Н., Есин С.К. и др., Труды III Всесоюзного семинара по Программе экспериментальных исследований на Московской мезонной фабрике. Выпуск ИЯИ АН СССР, 1984 г., с.35.
4. Belov A.S., Kubalov S.A., Kuzik V.E. and Yakushev V.P., Nucl. Instr. and Methods, 1984, 227, 11.
5. Belov A.S., Kubalov S.A., Kuzik V.E. and Yakushev V.P., Nucl. Instr. and Methods, 1985, A239, 443.
6. Дж.Хеберле, в кн. Поляризация нуклонов. Труды международной конференции по поляризационным явлениям в ядрах. Базель, 1960. Перевод с англ. под редакцией Б.П.Адьясевича, Госатомиздат, Москва, 1962, стр.118.
7. Плис Ю.А., Сороко Л.М., ПТЭ, 1977, 3, 44. Nucl. Instr. and Methods, 1976, 135, 497.

ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ ИСТОЧНИК ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПРОТОНОВ И ИОНОВ Н⁺.

А.Н.Зеленский, С.А.Кохановский, В.М.Добашев,
В.Г.Полушкин, К.Н.Вишневский

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Представлены последние результаты работы по созданию источника поляризованных протонов и ионов Н⁺ с оптической накачкой в ИИИ АН СССР. В результате усовершенствования источника протонов, системы формирования, ионизатора и лазерной системы интенсивность пучка поляризованных протонов увеличена до 4 мА с максимальной поляризацией $P=65\pm3\%$ (6 мА — $P=40\%$). Получена рекордная интенсивность ионов Н⁺ — 250 мкА при перезарядке на ксеноне.

В ИИИ АН СССР разрабатывается источник поляризованных протонов и ионов Н⁺ нового типа, основанный на предложенном Завойским / 1 / методе поляризации при захвате протонами поляризованных электронов в перезарядной мишени. Эффективность процесса поляризации значительно увеличивается, если использовать в качестве доноров поляризованных электронов пары щелочных металлов, оптически ориентированных при помощи современных мощных лазеров на красителях / 2 /. В последние годы этот метод поляризации успешно реализован в различных лабораториях / 3-5 /, получены интенсивности пучков поляризованных ионов Н⁺, превышающие параметры лучших источников с атомным пучком / 6 /.

Рассмотрим схему процесса поляризации на примере лазерного источника ИИИ АН СССР / 4 /. При захвате электрона протоном, с наибольшей вероятностью атомы водорода образуются во втором возбужденном состоянии. Чтобы избежать деполаризации из-за спин-орбитального взаимодействия, необходимо вести перезарядку в магнитном поле величины 10-20 кГс / 7,8 /. Перезарядка в сильном магнитном поле ведет к росту эмиттанса пучка. Так, если радиус пучка $R=0,5$ см и индукция поля $B=10$ кГс, увеличение нормализованного эмиттанса пучка составляет:

$$\Delta \epsilon_n = 1.67 \cdot 10^{-2} R^2 = 0.47 \text{ сн.кр.ед.}$$

что приведет к большим потерям интенсивности.

Для преодоления роста эмиттанса при перезарядке предлагалось поместить источник протонов в то же самое магнитное поле, где находится натриевая мишень. В КЕК и ТРИМФ / 3,5 / используются источники протонов ЕСР-типа, работающие в магнитном поле около 10 кГс.

В данной работе описан другой способ реализации этого предложения / 4,9 /. Главной особенностью схемы (рис.1) является использование интенсивного ис-

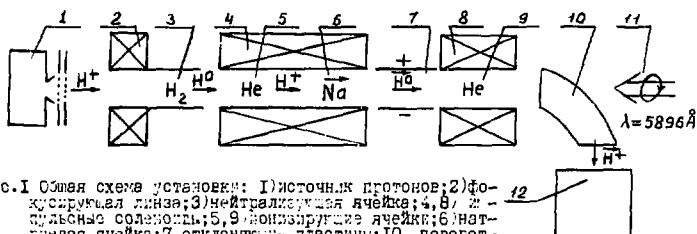


Рис.1 Общая схема установки: 1)источник протонов;2)фокусирующая линза;3)нейтрализующая ячейка;4,8) магнитные соленоиды;5,9)ионизирующие ячейки;6)натриевая ячейка;7)отклоняющие пластины;10)поворотный магнит;11)лазер на красителе с оптической накачкой;12) поляриметр.

точника нейтральных атомов (I,3) и наличие дополнительной гелиевой перезарядной мишени (5), которая и является "источником" протонов. Ячейка помещена в то же самое магнитное поле соленоида (4), что и ячейка с ориентированными парами натрия (6). Таким образом преодолевается трудность с ростом эмиттанса при перезарядке в сильном магнитном поле. В данном случае пучок на входе и выходе соленоида находится в нейтральном состоянии; роста эмиттанса, связанного с влиянием кривых магнитных полей, не происходит.

Протоны, образованные в ячейке (5), далее замедляются при подаче потенциала $1+2$ кВ на сеточные электроды. Это позволяет разделить по энергиям, а затем в поворотном магните отклонить на диафрагму неполяризованный пучок, образующийся из нейтралов, прошедших ячейку без перезарядки.

Для оптической накачки натриевой мишени используется лазер на красителе с ламповой накачкой. Мощность в импульсе длительностью 30 нс до 1 кВт, ширина линии 0,2 Å. В этих условиях получена степень поляризации атомов натрия по электронному спину более 90% при толщине мишени $5 \cdot 10^{13}$ ат/см². Направление спина электрона при переходе от атома натрия к протону не изменяется, поэтому при перезарядке образуются атомы водорода, поляризованные по спину электрона. Далее в промежутке между соленоидом (4) и соленоидом ионизатора (8) происходит изменение направления магнитного поля, таким образом, что выполняются условия Сона-перехода, при котором за счет сверхтонкого взаимодействия поляризация электронов полностью передается протонам.

В поворотном магните выделяется замедленный поляризованный лучок протонов, примесь неполяризованной компоненты не превышает 2%. В протонном полириметре используется перезарядка протонов в метастабильные состояния и анализируются заселенности подуровней сверхтонкой структуры, зависящие от поляризации протонов /4,10,11/.

В лазерном источнике впервые была получена интенсивность поляризованных протонов более 1 мА, ионов H^+ более 0,1 мА и измерена зависимость степени поляризации от величины магнитного поля в натриевой перезарядной мишени /4/.

В последнее время произведена значительная реконструкция источника: 1) перестроена вакуумная система, улучшена откачка; 2) изготовлен новый источник протонов и система формирования пучка; 3) изготовлен новый, более короткий ионизатор с импульсной струей гелия, либо ксенона; 4) усовершенствована лазерная система. В результате интенсивность пучка нейтральных атомов с энергией 7 кэВ, прошедших через поляризатор, составила 60 мА. При такой интенсивности исходного пучка удается получить 12 мА протонов с поляризацией 25%, 6 мА — 10% и при максимальной поляризации $65 \pm 3\%$ получено 4 мА протонов. Измерена зависимость степени поляризации от величины магнитного поля в области перезарядки на натрий (рис.3). Поляризация растет при увеличении магнитного поля и при 15 кГс достигает величины $65 \pm 3\%$ /4/. Представляется целесообразным увеличить магнитное поле до 20-30 кГс, что практически можно осуществить при использовании сверхпроводящего соленоида. При использовании в ионизаторе вместо гелия ксенона, получен ток поляризованных ионов H^+ около 250 мА.

Стоит также, что в режиме работы с выключенным поляризатором источник дает ток неполяризованных протонов 40 мА, ионов H^+ — 4 мА с эмиттансом $0,52\pi$ см.рад, что может оказаться полезным при проведении наладки ускорителя и дает дополнительные возможности для построения схемы инжекторов.

Полученные результаты подтверждают наши предположения /4/ о возможности получения в лазерном источнике тока поляризованных протонов более 10 мА и ионов H^+ более 1 мА с высокой поляризацией и эмиттансом, приемлемым для ускорителей высоких энергий.

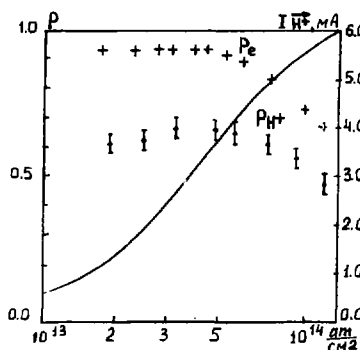


Рис.2 Зависимость тока поляризованных протонов I_{H^+} ($B_z = 15$ кГс, $B_y = -15$ кГс), степени поляризации натрия P и протонов P_{H^+} от толщины натриевой ячейки.

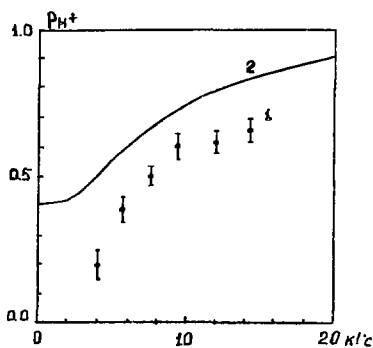


Рис.3 Степень поляризации протонов от величины магнитного поля в натриевой ячейке. 1 - результаты данной работы, 2 - теоретические результаты работы / 8 /.

ЛИТЕРАТУРА

1. Завойский В.К. ЭЭТФ, 1957, т.32, с.731
2. Anderson L.M., NIM, 1979, v.167, p. 363
3. Mori Y., NIK Conf. Proc. 1984, v. 117, p. 123
4. Зеленский А.Н. и др., Письма в ЭЭТФ, 1985, т.42, с.6, NIM 1986, A 245, p. 223
5. Peghini J., Scherer F., Phys. Lett. A., 1986, v.115, p.216
6. Naebertli M. Proc. Int. Workshop on Polarized Sources and Targets, Lontana 1986, Helvetica Physica Acta, 1986, v. 59, II 4, p. 513
7. Шаповский В.Г., Матунов Ю.М., Труды VI совещания по ускорителям, СиЯИ, Дубна, 1978, с.102
8. Hinds A. et al, NIM, 1981, v. 189, p. 599
9. Ало А.А. и др., Препринт ИВЭ, 82-54, Серпухов, 1982
10. Плис М.А., Зороко Л.П., ПТЭ, 1977, № 3, с.44
11. Берлев А.И. и др., Препринт ИЯЛ АН СССР, П-0440, Москва 1985

ДУОПЛАЗМАТРОН КАК ИСТОЧНИК МАЛОЗАРЯДНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ДЛЯ ИНЪЕКТОРА ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ

В.А.Баталин, Ю.Н.Волков, Б.К.Кондратьев, В.И.Турчин

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Инжектор тяжелых ионов линейного ускорителя (ЛУ) ИТЭФ, который предназначен для исследований по программе инерционного термоядерного синтеза, представляет собой ускоритель прямого действия. Состоит из вакуумной камеры, на которой смонтированы ускоряющая трубка, рассчитанная на напряжение 200 кВ, источник тяжелых ионов (ИТИ) с системой формирования пучка и ионопровод с устройствами для диагностики пучка, который соединяет инжектор со входом в согласующий канал ЛУ. Схема ионной оптики ИТИ и измерительных цепей ионопровода показана на рис.1. Ускоряющее напряжение приложено между экспандером (5) и заземленным электродом (12). Проходные апертуры вытягивающего и запирающего электродов (9), (10) затянuty вольфрамовой сеткой. При заданном ускоряющем напряжении соответствующий подбор потенциалов на вытягивающем (9) и фокусирующем (11) электродах обеспечивает фокусировку пучка на входе в согласующий канал ЛУ. Ток пучка в ионопровode измеряется индукционным датчиком (который не перекрывает пучок) ИЛ (13), а также цилиндром Фарадея ЦФ (14), который можно вводить при необходимости на ось пучка. При чувствительности ИЛ 10 В/А его временные характеристики позволяют воспроизводить с достаточной точностью импульсы длительностью $(10^{-4} + 10^{-6})$ с. Первая стадия работ с ЛУ, в частности, работы по наладке и изучению режима ускорения на первой секции ЛУ, проводилась и с использованием пучка двухзарядных ионов ксенона вместо пучка двухзарядных ионов висмута, на который рассчитан ЛУ. Поэтому в качестве первого варианта ИТИ на инжекторе был установлен источник ионов ксенона, дуоплазматронного типа с выпускным клапаном I, оптимизированный на выход двухзарядных ионов ксенона. При выборе первого варианта ИТИ учитывалось, что наряду с задачей обеспечения работы первой секции ЛУ, источник ксенона может сыграть роль модели ИТИ, на которой можно получить экспериментальные данные, необходимые для оптимизации конструкции ИТИ, выбранного для генерации двухзарядных ионов висмута.

В настоящее время на ИТИ установлена ионно-оптическая система с запирающей сеткой (рис.1). С ее помощью проводились следующие работы: оптимизация режима ИТИ с целью получения наибольшего выхода двухзарядных ионов; измерение спектра пучка по удельному заряду; формирование импульса тока пучка для инъекции в ЛУ.

Рассмотрим ее работу.

Когда на запирающий электрод (10) рис.1 подается положительный (относительно корпуса ИТИ) потенциал ($U_{\text{зап}} = 200 + 400$ В), оптика становится непрозрачной для ионного пучка. В результате торможения ионов в области между экспандером (5) и запирающим электродом (10) возникает и поддерживается скопление ионов с малыми скоростями вдоль оси (виртуальный эмиттер) (8) на рис.1). Для осуществления процесса формирования импульса тока пучка по времени необходимо тем или иным способом на определенное время снять запирающее, т.е. восстановить на запирающем электроде потенциал, близкий к потенциалу вытягивающего электрода ($U_{\text{зап}} \approx U_{\text{выт}}$). В нашем случае для отпирания тока пучка используется высоковольтный прямоугольный импульс с регулируемой величиной $3 + 10$ кВ при длительности импульса $t_{\text{отп}} = 0,4 + 10$ мкс [1].

Параметры генератора высоковольтных импульсов отпираания позволяют обеспечить два режима инжекции пучка в линейный ускоритель: режим формирования полного тока пучка с $t_{\text{отп}} \geq 10$ мкс и режим разделения пучка по отношению заряда частицы к ее массе, z/m с длительностью импульса $t_{\text{отп}} = 0,5$ мкс.

Если выбрать для отпираания короткий (0,5 мкс) импульс и увеличить пролетное расстояние для пучка ионов, ускоренных в инжекторе (т.е. воспользоваться токоприемником ЦФ на рис.1), то пучок разделяется по времени пролета в соответствии с отношением z/m ионов. На рис.2 показана осциллограмма время-пролетного спектра пучка ионов ксенона, пролетевших индукционный датчик ИД и принятых на цилиндр Фарадея ЦФ. (Пролетное расстояние между ИД и ЦФ, $L_{\text{пр}} = 0,95$ м). Идентификация ионов по заряду производится по времени пролета расстояния $L_{\text{пр}}$. Как видно из осциллограммы, составляющие пучка Xe^+ , Xe^{2+} , Xe^{3+} надежно разрешаются (отметим, что каждый пик осциллограммы для ионов ксенона представляет собой смесь изотопов $\text{Xe}^{129+136}$).

Процедура получения на выходе инжектора наибольшего тока пучка двухзарядных ионов ксенона состояла в оптимизации режима работы ИТИ. Варьировались следующие параметры: поток газа, который определяет давление газа в разрядной камере ИТИ (давление газа измерялось непосредственно в разрядной камере с помощью преобразователя МТ6 и прибора ВТБ); величина импульса разрядного тока в катодной камере ИТИ; время запуска генератора отпирающего напряжения относительно времени запуска модулятора анодного напряжения. Остальные параметры ($I_{\text{выт}}, I_{\text{фок}}, I_{\text{отп}}$, рис.1) поддерживались неизменными (оптимальными для каждой серии измерений).

Кроме того, переменным геометрическим параметром ИТИ был зазор между промежуточным электродом и анодом (h - на рис.1).

По данным более чем 300 осциллограмм были построены зависимости тока ионов ксенона на выходе инжектора от указанных выше параметров. Обратим внимание на следующие особенности полученных зависимостей:

1) Ток пучка каждой из составляющих и отношение $\alpha = \frac{I_{\text{Xe}^{2+}}}{I_{\text{Xe}^{3+}}}$ растет с увеличением напряжения анодного питания ИТИ (напряжение на зарядной линии модулятора тока разряда).

2) Зависимость тока пучка и α от магнитного поля имеет резонансный характер. При этом оптимальное значение (J м) - тока магнитной катушки ИТИ

(3) рис.1, мало зависит от режима работы ИТИ.

3) Величина α меняется по времени в течение длительности импульса тока разряда в ИТИ. Она достигает максимума примерно через 10-15 мкс после зажигания разряда и падает к концу импульса тока разряда.

4) С уменьшением зазора промежуточный электрод - анод (расстояние h на рис.1) ток пучка падает.

Зависимость α от времени связана с быстротекущими процессами при формировании и работе виртуального эмиттера ионов (8), рис.1[2].

Величина оптимального магнитного поля в области малых и средних значений давления газа, по-видимому, определяется условиями радиального удержания плазмы магнитным полем, т.е. соотношением $2\omega_p^2/\omega_c^2 \leq 1$, где ω_p - плазменная частота, а ω_c - циклотронная частота электронов в плазме. Соотношение $2\omega_p^2/\omega_c^2 = 1$ дает связь между плотностью электронов и индукцией магнитного поля B . $n_e \approx (0,5 \cdot 10^{19} B^2) \text{ м}^{-3}$ [3].

В нашем случае $B = (0,1 + 0,2) \text{ Т}$, что дает для плотности электронов величину порядка 10^{17} частиц/м³. Возможность повышения тока ионов на выходе дуоплазмотронного ИТИ, по-видимому, связана с увеличением плотности электронов (без повышения давления газа) в камере ионизации ИТИ.

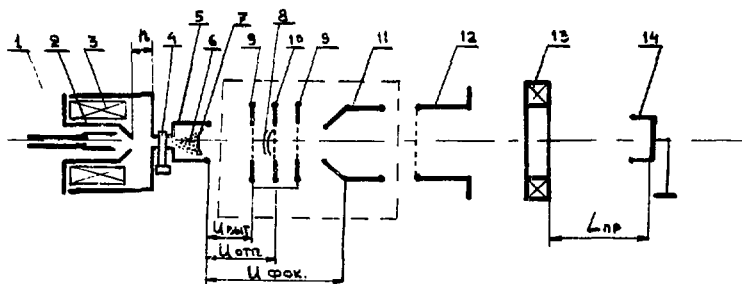


Рис.1. Схема ионной оптики ИТИ и измерительных цепей.
1-катод, 2-промежуточный электрод, 3-магнитная катушка, 4-импульсный клапан, 5-экспандер, 6-плазма, 7-поверхность эмиссии ионов, 8-виртуальный эмиттер, 9-вытягивающий электрод, 10-запирающий электрод, 11-фокусирующий электрод, 12-заземляющий электрод, 13-индукционный датчик, 14-цилиндр Фарадея.

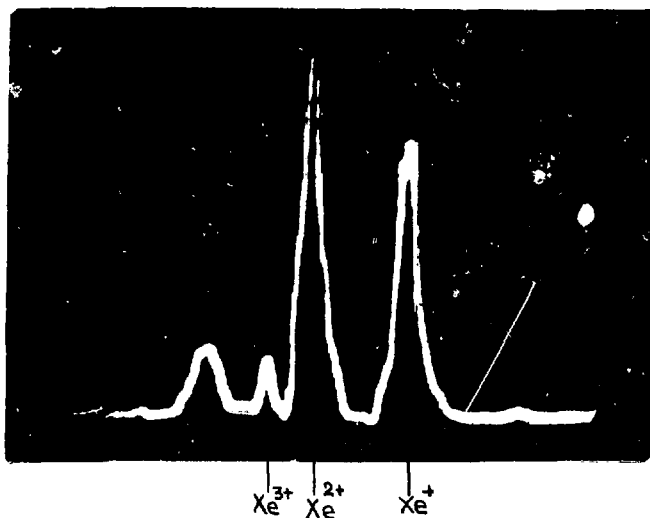


Рис.2. Осциллограмма времяпролетного спектра ионов ксенона.

На основании результатов измерений был определен и установлен оптимальный режим работы ИТИ, в котором ток двухзарядных ионов ксенона достигал величины 4 мА, при яркости центральной части пучка лучше, чем $10^8 \text{ А/м}^2 \text{ рад}^2$.

Таблица оптимального режима инжектора

Вытягивающее напряжение	- 9 кВ
Фокусирующее напряжение	- 12 кВ
Отпирающее напряжение	- 6 кВ
Напряжение модулятора ИТИ	- 1,9 кВ
Ток магнита	- 0,4 А
Давление газа в камере ИТИ	- $1,5 \cdot 10^{-1}$ Тор

Л и т е р а т у р а

1. Баталин В.А., Кондратьев Г.К., Лершуков А.П., Турчин В.И. Времепролетный метод контроля характеристик области формирования пучка и параметров пучка в ионном источнике линейного ускорителя. Препринт ИТОФ-148, Москва, 1982.
2. Баталин В.А., Кондратьев Г.К., Турчин В.И. Характеристики виртуального эмиттера ионов в источнике тяжелых ионов. В кн.: Всесоюзный семинар "Физика быстротекающих плазменных процессов", г.Гродно 17-19 сентября 1986 г. Тезисы докладов. Изд. Гродненского университета, с.38.
3. Р.Девилсон "Теория заряженной плазмы", "Мир", М., 1978 г., с.114-125.

ПРИМЕНЕНИЕ КОМПОЗИЦИОННЫХ КАТОДОВ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ТВЕРДЫХ ВЕЩЕСТВ

А.В.Демьянов, А.Н.Кулиш, А.Ф.Линев, А.И.Папаш

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

В настоящее время тяжелые ионы широко используются как для фундаментальных физических исследований, так и для решения многих прикладных задач [1]. Решение этих задач во многом связано с созданием и развитием ускорительной техники, возможностями используемых в ускорителях источников многозарядных ионов. Для получения интенсивных пучков тяжелых ионов в последние годы наряду с традиционным дуговым источником разрабатываются новые типы ионных источников: лазерный источник [2], электронно-лучевой [3], источник на электронно-циклотронном резонансе [4].

В дуговом источнике с подогревным катодом [5] основным элементом, определяющим как интенсивность ионов различной зарядности, так и время непрерывной работы, является катод, режимам работы которого посвящен ряд исследований. Как отмечалось в работе [6], разрушение катода, которое происходит за счет ионной бомбардировки, во-первых, сокращает срок службы ионного источника, во-вторых, изменяет геометрию разряда за счет оседания расплавленного материала катода на стенках разрядной камеры. Происходит также дополнительное поступление в разряд нейтральных атомов, что приводит к снижению выхода многозарядных ионов из источника. Для получения высокозарядных ионов из источника данного типа необходимо иметь достаточно высокое напряжение разряда ($500+1000$ В) при токе $15+20$ А в импульсе, что также налагает дополнительные требования на конструкцию и материал катода. Таким образом, материал катода должен обладать хорошей теплопроводностью, малым коэффициентом распыления и высокой точкой плавления.

В результате исследований и эксплуатации установлено [7], что в определенной степени этим требованиям удовлетворяют катоды из вольфрама и тантала. Вольфрамовые катоды в настоящее время изготавливаются из прокованных прутков. При температуре до 800°C материал является хрупким, поэтому его механическая обработка затруднительна и достаточно трудоемка. Представляет интерес возможность получать катоды и антикатоды дугового источника спеканием вольфрамового порошка и исключить механическую обработку.

Эксперименты со спеченными катодными узлами показали, что основным требованием к ним является получение изделий с плотностью, близкой к теоретической. Получение такой плотности спеканием очень трудная технологическая задача, так как спеченный металл практически всегда содержит поры в количестве $3+8\%$. Вместе с тем, в ряде случаев ниже некоторого значения пористости работоспособность изделия меняется мало. Поэтому для катодов необходимо было определить критическую величину плотности, выше которой характеристика катодов удовлетворяла бы перечисленным требованиям.

Для изготовления катодов и антикатодов был использован дисперсный порошок вольфрама с размером частиц $0,5+1$ мкм. Такой порошок активно уплотняется при нагреве. Кроме того, для снижения температуры обработки и повышения плотности спеченных заготовок в порошок дополнительно вводили в качестве активатора небольшие количества никеля [8]. Катоды изготавливались прессованием порошка в соответствующих прессформах и однократным спеканием. Полученные таким образом катоды имели плотность $17,71+18,72$ г/см³ и пористость от $2,7\%$ до $8,0\%$.

Испытания спеченных катодов проводились на стенде ионных источников и циклотроне У-300 ЛЯР ОИЯИ, а также на стенде [9] и циклотроне У-240 ИЯИ АН УССР.

Было проведено несколько десятков циклов испытаний катодов с различными параметрами. Параметры разряда ионного источника определялись оптимальным режимом, соответствующим максимальному выходу высокозарядных ионов (Ar^{+6} и Ar^{+7}). Расход материала определялся взвешиванием катода до и после работы. Результаты испытаний приведены в табл. I.

Т а б л и ц а I
Результаты испытаний спеченных катодов

Плотность, г/см ³	Пористость, %	Ток дуги, А	Напря- жение дуги, В	Ток ионов аргона, мА							Расход, г/час
				+1	+2	+3	+4	+5	+6	+7	
14,58	2,7	6,0	600	14	26	30	18	8	1,0	0,10	0,430
13,61	3,0	6,5	650	13	22	37	18	8	1,0	0,13	0,440
18,64	2,9	5,5	600	15	26	31	19	6	1,0	0,10	0,370
16,07 ⁺	14,1	6,5	600	10	27	32	20	6	0,6	0,03	0,380
17,75	8,0	6,5	600	14	28	30	17	7	0,6	0,06	0,370
18,29	5,0	6,0	650	19	29	29	18	5	0,8	0,08	0,450
18,23	5,4	6,0	600	13	31	33	15	5	0,7	0,07	0,360

⁺ - без добавки никеля.

Для катодов плотностью ниже 18 г/см³ наблюдается снижение выхода ионов высо-ких зарядностей. Кроме того, эти катоды обладают недостаточной механической прочностью, вследствие чего часто имеет место раскалывание при постановке их в катодный узел.

Наилучшие результаты получены с катодами, имеющими плотность выше 18,6 г/см³ и пористость от 2,7 до 3,0%. При использовании этих катодов в стендовых испытаниях и при работе на циклотронах У-240 и У-200 получены пучки многоза-рядных ионов, сравнимые с результатами работы ионного источника с катодами из кованого вольфрама. Срок службы ионного источника при ускорении ионов N^{4+} , C^{3+} , O^{4+} составил от 10 до 20 часов в зависимости от режима работы. В настоя-щее время катодные узлы, все детали которых изготовлены методом порошковой металлургии (см. рис.), используются на ионных источниках изохронного циклотрона У-240 ИИИ АН УССР. Такие детали катодного узла, как экран и держатель, спека-ются из молибденового порошка. Точность изготовления составляет 0,1мм, что по-зволяет осуществить сборку катодного узла без трудоемкой механической обра-ботки. Метод порошковой металлургии позволяет получать не только металлические, но и композиционные вольфрамовые катоды, в которых в металлической матрице равномерно распределены дисперсные включения требуемой второй фазы, что дает

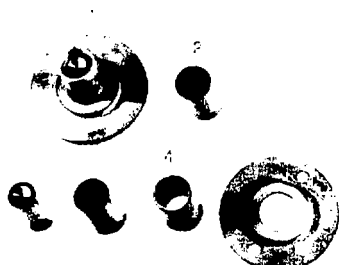


Рис. Катодный узел: 1-сборка, 2-антикатод, 3-катод, 4-экран, 5-держатель катода.

возможность таким образом вводить в разряд атомы других твердых веществ. Например, были изготовлены катоды прессованием и спеканием порошковой смеси вольфрама и Al_2O_3 . Не представляет трудности введение частиц карбидов, боридов и других тугоплавких соединений соответствующих элементов. Использование дисперсных исходных порошков позволяет получать распределенные частицы размером до 1 мкм. Таким же способом были получены катоды с 10 об. % Al_2O_3 и более, а также с 10 об. % бора. По мере распыления катода в разряд непрерывно поступает дозированное количество вещества. При приближении композиционного вольфрамового антикатада к эмиссионной щели количество поступающего в разряд рабочего вещества составляет 0,01+0,02 г/час, что сравнимо с поступлением в разряд вещества из дополнительного распыляемого электрода [5]. Результаты испытаний катодных узлов с различным содержанием оксида алюминия и бора приведены в табл. 2.

Т а б л и ц а 2

Характеристика режимов работы источника и токи ионов алюминия и бора из композиционных катодных узлов

Состав материала катода об. %	Относительная плотность %	Время непрерывной работы час	Выход ионов рабочего вещества мА/импульс			
			+1	+2	+3	+4
$Al_2O_3-0,5$	92	режим работы неустойчивый	--	--	--	--
$Al_2O_3-1,0$	99	16	0,1	0,05	0,01	--
Al_2O_3-10	98,5	16	0,5	0,4	0,2	0,04
Al_2O_3-20	97	13	0,7	0,8	0,5	0,09
Al_2O_3-30	94	режим неуст. трещины на катоде	--	--	--	--
B-10	99	6	1,2	0,4	0,04	

Эти испытания показали высокие эксплуатационные качества катодов и антикатодов из вольфрама с добавками Al_2O_3 в случае, когда относительная плотность составляла не менее 97% и хороший выход ионов алюминия при содержании Al_2O_3 в количестве от 10 до 20 об. %. Такие катодные узлы можно использовать для получения ионов твердых веществ из обычного газового источника без специального распыляемого электрода или тигля с печкой.

Л и т е р а т у р а

1. Шеров Г.Н. В кн.: Труды международной школы-семинара по физике тяжелых ионов, ОИЯИ, Д-7-83-644, Дубна, 1983, с.9.
2. Демьянов А.В., Линев А.Ф. Инжектор многозарядных ионов. В кн.: Труды Всесоюзного совещания по ускорителям ионов низких и средних энергий, Киев, Наукова думка, 1982, с.266-271.
3. Donets E.D. Physica Scripta, v.t. 3, p.11, 1983.
4. Jongen J., 5-th ECR Ion - Sources Workshop, Hnuvain - ha - Neuve B-1348, 1983.
5. Богомолов С.Л. и др. В кн.: Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, ОИЯИ, Дубна, 1983, с. II2-II6.
6. Пасюк А.С. и др. Препринт ОИЯИ, Р9-11914, Дубна, 1978.
7. Пасюк А.С. и др. ПТФ, 3, 1965, с.44.
8. Демьянов А.В., Папаш А.И. и др. Препринт ИИИ-83-21, Киев, 1983.

ИСТОЧНИК ЭЛЕКТРОНОВ

Г.В.Муравьев, В.П.Овчинников, С.Г.Шапакин

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

Источник электронов диодного типа создан на основе эмиттера из гексаборида лантана с контактным подогревателем из анизотропного пиролитического графита. Используемые обычно в катодных узлах с эмиттером из гексаборида лантана подогреватели из вольфрамовой проволоки имеют срок службы не более 1000 ч и это ограничивает их применение. При использовании анизотропного пиролитического графита эмиттер находится в контакте только с графитовыми деталями, что исключает их химическое взаимодействие с эмиттером ввиду химической инертности графита к материалу эмиттера при рабочей температуре, а контактный подогрев снижает до минимума разность температур между подогревателем и эмиттером, что повышает срок службы катодного узла. В аксиально-симметричной конструкции подогреватель целесообразно выполнять в виде тела вращения, причем ось "С" анизотропного пиролитического графита, в направлении которой его сопротивление велико (0,3 - 0,5 Ом.см) [1], должна совпадать с осью вращения подогревателя.

Конструкция катодного узла с подогревателем схематически изображена на рис. 1. В танталовый керн I вставлен кольцевой графитовый держатель 2, в который помещена таблетка эмиттера 3. Контактный графитовый подогреватель 4 и токоввод 5 изолированы от керна керамическим изолятором 6. Токоввод через изолятор 9 подпружинен относительно основания керна пружиной 10, нижний конец которой зафиксирован гайкой II. Вследствие низкой теплопроводности пиролитического графита в направлении оси "С" (2,5-4,0 Вт/м²°С) уменьшается теплопередача от эмиттера к керну, а использование подогревателя в виде усеченного конуса с обращенным к эмиттеру меньшим основанием позволяет снизить температуру подогревателя в месте контакта с изолятором на 150-200°С по сравнению с температурой эмиттера. Последнее обстоятельство позволяет использовать в качестве материала изолятора алмаз. Анодом источника электронов при использовании в высоковольтном ускорителе служит первый электрод ускорительной трубки. Оптимальные оптические характеристики получаемого пучка электронов обеспечиваются размагничиванием поверхности эмиттера в одной плоскости с торцевой поверхностью керна катода. Фотография источника представлена на рис. 2.

Источники электронов описанной конструкции разработаны на токи пучка электронов в постоянном режиме до 100 мА. При этом плотность тока эмиссии составляет 0,4-0,6 А/см². Мощность накала не превышает 50 Вт при токе накала 10-15 А. Необходимо также отметить, что разработанные источники электронов выдерживают до 3-4 прорывов атмосферы при накаливаемом катоде без заметного изменения рабочих параметров.

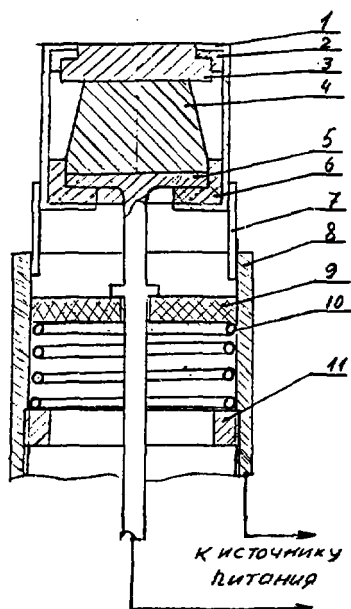


Рис. 1. Схема катодного узла

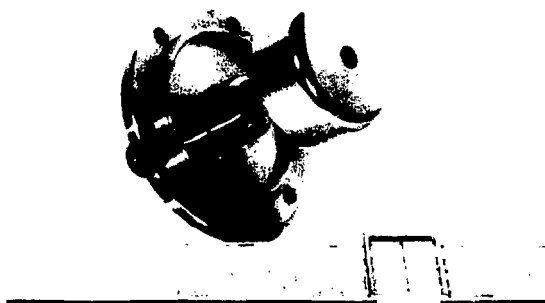


Рис. 2. Фотография источника электронов

Срок службы источника электронов в основном определяется условиями эксплуатации (подготовка к работе, давление и наличие загрязнений в вакуумном объеме). Для определения надежности источника была собрана статистика по отказам для 20 катодов, работавших на II высоковольтных ускорителях у заказчиков. Нарботка для отдельного катода составляла от 250 ч до 15,5 тыс.ч. Суммарная наработка 20 катодов составила $t_m = 88389$ ч, а количество отказов $m = 7$. В этом случае наработка на отказ [2].

$$T = \frac{t_m}{m} = 12600 \text{ ч.}$$

При доверительной вероятности 0,9 верхняя граница доверительного интервала $T_{\alpha} = 22600$ ч, а нижняя $T_{\alpha} = 8300$.

Рассматриваемый источник электронов в настоящее время используется во всех выпускаемых НИИЭФА высоковольтных ускорителях электронов, но может быть применен и в других приборах, использующих электронный пучок.

Л и т е р а т у р а

1. С.Ф.Фотель. Применение пиролитического графита в конструкции компактного инертного нагревателя для катода из гексаборида лантана. "ПТЭ", 1970, № 4, с. 97-99.
2. Я.Б.Шор, Ф.И.Кузьмин. Таблицы для анализа и контроля надежности. 1968, М., изд. "Советское радио", с. 165-186.

ФАЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКОВ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ИЗ ИСТОЧНИКА С РАСПЫЛЕНИЕМ

А.Г.Трошихин

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

Источник отрицательных тяжелых ионов разработан для ускорительного комплекса УК-1-2-1 [1] и позволяет получать пучки с током до 1-40 мкА в зависимости от вида получаемых ионов. Конструктивно источник представляет собой усовершенствованный вариант источника, описанного в [2]. Отрицательные ионы в источнике образуются из материала распыляемой мишени при бомбардировке ее пучком положительных ионов цезия. Рабочая энергия ионов Cs^+ составляет 0,5-2,5 кэВ, ток пучка на распыляемую мишень 0,2-1 мА. Образовавшиеся отрицательные ионы извлекаются полем вытягивающего электрода. На рис.1 приведен один из вариантов области образования и отбора отрицательных ионов. Фокусировка пучка в системе начального формирования осуществляется однопотенциальной линзой, либо иммерсионной линзой с сеткой на ускоряющем электроде.

Прхождение пучка через ускоритель определяется соотношением его эффективного эмиттанта и акцептанта ускоряющей системы. В перезарядном ускорителе УК-1-2-1 максимально допустимый эмиттанс пучка ограничен необходимостью его проведения через газовую перезарядную мишень, нормализованный акцептанс которой составляет 9-20 мм·мрад·МэВ при ускоряющем напряжении 0,2-1 МВ соответственно. Жесткие требования к эмиттансу инжектируемого пучка обусловили необходимость исследования его фазовых характеристик с целью оптимизации конструкции источника и системы начального формирования пучка.

Исследования проводились на экспериментальном стенде, снабженном системой измерения фазовых характеристик, обеспечивающей запись семейства зависимостей распределения фазовой плотности тока пучка от угла χ' для различных значений радиуса r . Разрешающая способность измерительной системы составляла 0,2 мм по радиусу и около 2 мрад по углу. Максимальный диаметр измеряемого пучка 20 мм, угол расходимости в пучке - до ± 70 мрад. Полученные распределения фазовой плотности тока позволяют построить сечения фазового объема для различных уровней плотности тока и вычислить значения эмиттанта для заданной части тока пучка.

Измерения фазовых характеристик проводились при работе источника с распыляемыми мишенями из меди, алюминия и стали (Ст-10). Основную часть пучка (60-85%) составляли, соответственно, ионы $^{63}Cu^-$ и $^{54}Al^-$, $^{16}O^-$. При работе с мишенью из стали в пучке содержалось 6% ионов $^{56}Fe^-$. Зависимость фазовых характеристик пучка от массы ионов в пределах точности измерений обнаружить не удалось. Это связано с тем, что в отсутствие магнитных полей и влияния объемного заряда траектории образовавшихся на поверхности мишени отрицательных ионов не зависят от их массы и определяются, в основном, конфигурацией электростатического поля в области начального формирования пучка и геометрией области генерации отрицательных ионов.

На рис.2 приведены сечения фазового объема пучка, полученные с различными системами начального формирования. Даны контуры сечений, соответствующие 95 и 80% полного тока пучка, численные значения эмиттанса даны для 80% тока. Измерения производились при распылении мишени из меди, энергия ионов составляла 20 кэВ. В первом случае (рис.2 а) сечения получены с использованием области отбора отрицательных ионов, изображенной на рис.1, и фокусировки пучка с помощью однопотенциальной линзы с электродами диаметром 50 мм. Сечение фазового объема имеет характерную S-образную форму, что приводит к значительному увеличению эффективного эмиттанса пучка, в данном случае в 5 раз. Аналогичные результаты были получены при исследованиях фазовых характеристик пучков отрицательных ионов из источников других типов [3]. S-образность может быть объяснена сферическими aberrациями в однопотенциальной линзе при большом угле начальной расходимости пучка. Начальная расходимость пучка определяется условиями генерации и отбора отрицательных ионов из источника, а также действием дефокусирующего поля в отверстии вытягивающего электрода. Для устранения дефокусирующего влияния поля в отверстии вытягивающего электрода на него была установлена проволочная сетка с прозрачностью 90% и ячейками размером $0,5 \times 0,5 \text{ мм}^2$. Как видно из рис.2 б, применение сетки позволило не сколько уменьшить угол расходимости пучка и aberrации, однако увеличение эффективного эмиттанса осталось значительным.

Существенного улучшения характеристик пучка удалось добиться путем замены однопотенциальной линзы на иммерсионную с тем же диаметром электродов и с сеткой на ускоряющем электроде линзы. Сечение фазового объема пучка, сформированного в системе с сетками на вытягивающем и ускоряющем (фокусирующем) электродах, приведено на рис.2 в. Необходимость применения сетки в иммерсионной линзе объясняется тем, что в линзе без сетки для получения необходимой фокусировки пучка ускоряющее напряжение, приложенное между электродами, должно превышать вытягивающее напряжение в 5-6 раз, что приводит к ограничению максимальной величины последнего и, как следствие, уменьшению тока пучка из источника. В иммерсионной линзе с сеткой отношение напряжений составляет около 1,5 раз, что не накладывает ограничений на величину вытягивающего напряжения. Система начального формирования пучка с сетчатыми электродами обеспечивает требуемую фокусировку пучка из источника без заметных искажений. Однако срок службы сетки на вытягивающем электроде составляет всего несколько часов из-за интенсивного распыления ее ионным пучком, что не позволяет использовать такую систему для работы на ускорителе.

Дальнейшие исследования проводились с системой формирования с иммерсионной линзой с сеткой и с областью отбора, соответствующей рис.1. Расстояние между распыляемой мишенью и вытягивающим электродом было выбрано равным 5 мм для обеспечения необходимой напряженности вытягивающего поля. При этом сказывалось увеличение расходимости пучка при прохождении через отверстие вытягивающего электрода. Соответствующее сечение фазового объема приведено на рис.3 а. Для уменьшения угла начальной расходимости пучка была изменена форма распыляемой мишени. Исследовались мишени с конусным углублением со стороны вытягивающего электрода глубиной 1 мм и с углом раскрытия конуса 120° и 90° . Диаметр отверстия в распыляемых мишенях равнялся 1 мм. Соответствующие сечения фазового объема приведены на рис.2 г и 3 в. Видно, что уменьшение угла раскрытия конуса приводит к уменьшению как начального угла расходимости, так и эмиттанса пучка, но одновременно уменьшается и ток пучка из источника - в 2 раза при использовании конуса с углом 90° и в 1,5 раза при угле 120° .

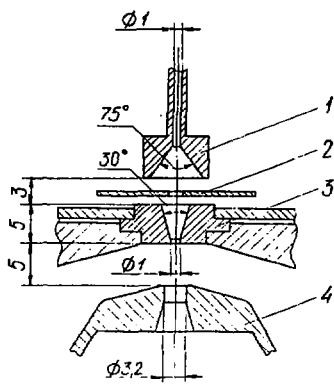


Рис. 2. Сечения фазового объема пучка отрицательных ионов меди для различных систем начального формирования.

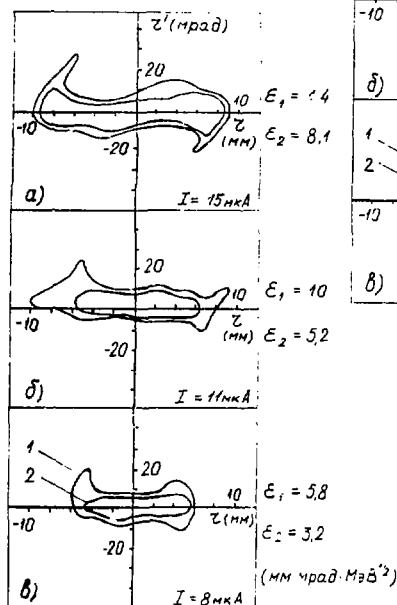


Рис. 1. Область образования и отбора отрицательных ионов

- 1- ионизатор цезия
- 2- промежуточный электрод
- 3- распыляемая мишень
- 4- вытягивающий электрод

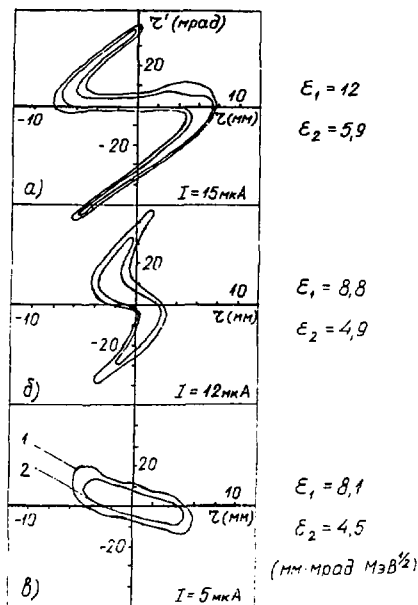


Рис. 3. Сечения фазового объема пучка отрицательных ионов меди для различных распыляемых мишеней.

Эффективный эмиттанс пучка, получаемого из источника с распыляемой мишенью без конуса со стороны вытягивающего электрода, составляет $12 \text{ мм} \cdot \text{мрад} \cdot \sqrt{\text{МэВ}}$ на уровне 80% при полном токе пучка 15 мкА . При росте тока пучка отрицательных ионов до 30 мкА за счет увеличения энергии и тока ионов Cs^+ на распыляемую мишень эффективный эмиттанс увеличивается до $16 \text{ мм} \cdot \text{мрад} \cdot \sqrt{\text{МэВ}}$. Приведенные данные относятся к случаю использования иммерсионной линзы с сеткой в системе начального формирования и распыляемой мишени из меди.

Полученные результаты показывают, что источник с распылением мишеней пучком положительных ионов цезия с энергией до $2,5 \text{ кэВ}$ обеспечивает получение пучков отрицательных тяжелых ионов с параметрами, требуемыми для инъекции в ускоритель УМ-2-1, и может быть использован на других перезарядных ускорителях.

Л и т е р а т у р а

1. В.А.Голубев и др. Перезарядный ускоритель тяжелых ионов. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям низких и средних энергий. Киев, Наукова думка, 1982г., с.133.
2. Г.В.Чемякин, А.П.Трошкин. Источник отрицательных тяжелых ионов с катодным распылением. Препринт Д-0272, Л., ИМЭФА, 1976г.
3. G.Doucas et al. Emittance measurements on negative ion sources. IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-23, No.2, (1976), p.1155.

ВАРИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКА ЭЛЕКТРОНОВ БОЛЬШОЙ ЯРКОСТИ

Г.А. Вязьменова, Ю.А. Свистунов, А.С.Тихомиров

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

В работах [1], [2] обсуждалась возможность получения электронного пучка большой яркости (порядка десятков тысяч А/(см²)), пригодного для применения в просвечивающем микроскопе с помощью линейного волноводного ускорителя. Оказалось, что схема формирования пучка, состоящая из традиционных элементов, диодной пушки Ширса с термоэмиссионным катодом, высокочастотного чоплера, группирователя на частоте линейного ускорителя, ускоряющего волновода и системы активной монохроматизации позволяет, в принципе, решить такую задачу при соответствующих требованиях к стабилизации амплитуды, частоты ВЧ-поля и поля в поворотных магнитах монохроматора. Например, в линейном ускорителе допустимое изменение частоты должно составлять $\frac{\Delta f}{f} \sim 10^{-6}$, изменение ВЧ-мощности $\frac{\Delta P}{P} \sim 5 \cdot 10^{-4}$, температуры ускоряющих волноводов $\Delta T \sim 0.2^\circ$, амплитуды импульса модулятора источника $\frac{\Delta E}{E} \sim 10^{-4}$. Стабильность поля в магнитах должна быть $\frac{\Delta B}{B} \sim 10^{-6}$, стабильность фазы ВЧ-поля в резонаторах монохроматора $\Delta \varphi \sim (2-5)^\circ$. Детальные расчеты динамики пучка в начальной части машины, начиная от анода источника, и ускоряющем волноводе с учетом возможных искажений эммитанса в монохроматоре, показали, что на входе в колонну микроскопа относительный энергетический разброс частиц в сгустке не превышает $\pm 3 \cdot 10^{-5}$, и яркость пучка достигает 50000 А/(см²) при условии, что на выходе источника электронов (в кроссовере) диаметр пучка составляет 0,25±0,3 мм. Параметры такой пучки с оптикой Ширса, рассчитанной по стандартной методике (см., например, [3]), предполагающей ламинарность потока и наличие четкой его границы, приведены в работе [2]. Геометрия источника с упрощенной формой электронов изображена на рис.1. Размеры электродов следующие: $r_k = 1,07$, $a = 1,2$, $d = 0,3$, $r_a = 0,5$, $Z_{k3k} = 16$, $r_{a1} = 21$, $r_{a2} = 26,2$ (все размеры в мм). Однако в действительности попытка фокусировки столь тонкого пучка в пирсовой оптике приводит к перемешиванию слоев электронного потока и к неприменимости обычного инженерного расчета. Численное моделирование самосогласованной задачи определения полей и динамики частиц в ЭП, изображенной на рис.1, было проведено с помощью двух программ, отличающихся алгоритмами расчета. Траектории трубок тока, полученные с помощью пакета программ, являющегося составной частью системы автоматизации машинного проектирования ТОЛАЗ [4], приведены на рис.2. Видно, что пучок неламинарный, и более половины тока теряется при прохождении анодного отверстия. Ток, снимаемый с катода, составляет 154 мА, ток в кроссовере при диаметре пучка 0,3 мм равен только 47 мА вместо полученного при расчете по стандартной методике тока в 72 мА. В программе системы ТОЛАЗ алгоритм расчета характеристик электростатических полей основан на методике интегральных уравнений теории потенциала с использованием сплайновой аппроксимации плотности поверхностных зарядов. Для сравнения эта же задача была решена с помощью пакета

программ **MESHWORK** [5], созданного в НИИЭА. Здесь контур электродов представляется набором отрезков прямых и дуг окружностей с заданными на них значениями потенциалов. Для вычисления полей используется метод сеток. Дифференциальный оператор Лапласа заменен конечно-разностным с погрешностью $O(h^2)$. Расчет распределения плотности заряда осуществляется на основании траекторного анализа. Собственное магнитное поле вычисляется по закону полного тока. Решение стационарной самосогласованной задачи (уравнение Пуассона с нелинейной правой частью) осуществляется методом нижней релаксации по плотности объемного заряда. Полный ток с катода источника, изображенного на рис.1, составил в этом случае 143 мА, ток в кроссовере 32 мА. Изменив геометрию электродов так, как это показано на рис.3, можно получить требуемый ток и яркость B , однако поскольку величина B оказывается близкой к предельно достижимой для данного источника, следует выяснить, каковы должны быть допуски на отклонение формы электродов от заданной. Размеры электродов на рис.3 следующие (в мм): $r_k = 1,07$, $a = 1,2$, $b = 0,6$, $r_{kz} = 8$, $t = 0,8$, $Z_{kz} = 9$, $r_{ak} = 20$, $r_a = 0,5$, $Z_{ak} = 24$. График распределения плотности тока в координатах r , z приведен на рис.4. Полученный диаметр пучка в кроссовере 0,25 мм при токе 80 мА является, по-видимому, предельно достижимым с учетом тепловых скоростей электронов.

Очевидно, что наибольшее влияние на динамику частиц оказывают деформации электродов в прикатодной области. На рис.5 а, б показаны зависимости тока пучки I , относительного фазового объема $\frac{V}{V_0}$ (V_0 — фазовый объем для идеальной пучки) в сечении $Z = 5$ мм и диаметра пучка в плоскости анода от погрешности установки плоскости катода по оси пучка $Z - \Delta$ и величины неровности поверхности катода δ . Размер Δ определяет наклон прикатодного электрода Π . Размер δ показан на рис.5б сверху. Он определяет степень "гофрированности" поверхности катода. Рис.5 а, б и расчет показывает, что величина яркости прецизионной ЭЛ очень критична к вариациям Δ и δ . Так, величина яркости уменьшается на 20–30% при значениях $\Delta = \pm 20$ мкм и $\delta = \pm 10$ мкм соответственно. Напротив, эффект Джоуля-Томсона [6], рассчитанный для данной геометрии ЭЛ с термомиссионным оксидно-никелевым катодом, приводит к возрастанию эмиттанса пучка не более, чем на 1% и, следовательно, к незначительному изменению яркости.

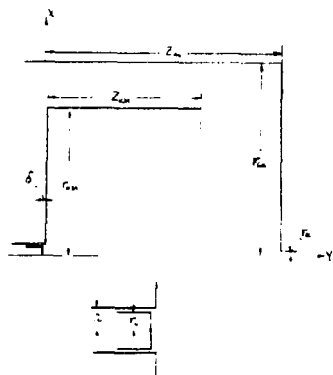


Рис.1. Упрощенная модель источника электронов

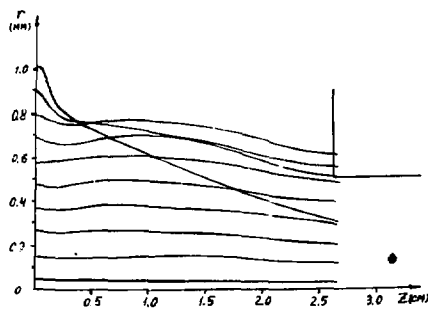


Рис. 2. Траектории трубок тока

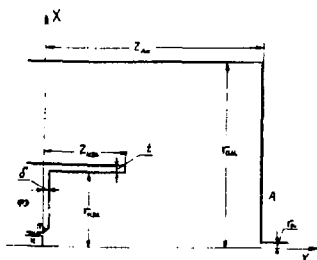


Рис. 3. Геометрия электродов в источнике с расчетным током и яркостью.

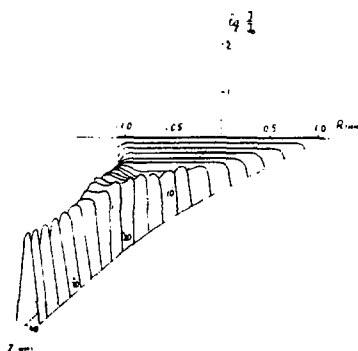


Рис. 4. Распределение плотности тока в источнике электронов с расчетной яркостью.

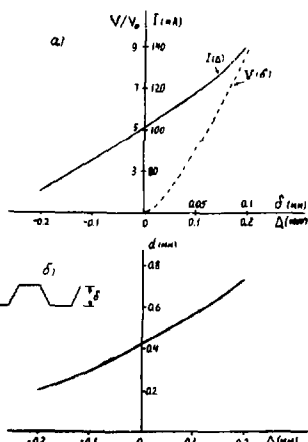


Рис. 5а, б. Зависимость тока пушки I , относительного фазового объема V/V_0 в сечении $Z=3\text{ мм}$, диаметра пучка d в плоскости анода от погрешности установки плоскости катода по оси пучка Δ и величины неровности поверхности катода δ .

Л и т е р а т у р а

1. Yu.P.Vakhrushin, V.M.Nikolaev, A.V.Rjabtsov, Yu.A.Svistunov, Yu.P.Severgin, V.L.Smirnov. A 5-MeV Electron Linac with High Energy Resolution. Proceedings of the 1979 Linear Accelerator Conference, Sept. 10-14, 1979, Montauk, p. 122.
2. Рябцов А.В., Свистунов Ю.А. Линейный несверхпроводящий ускоритель для электронной микроскопии. -Д.:1981-23с. (Препринт/НИИЭФА:П-В-0487).
3. Молоковский С.И., Сушков А.Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. Из-во "Энергия", 272с, 1972 г.
4. Астрелин В.Т., Иванов В.Я. Пакет программ для расчета характеристик интенсивных пучков релятивистских заряженных частиц. Автометрия №3, с.92-99, 1980г.
5. Тихомиров А.С. **MSSEWORK-1** - комплекс программ анализа параметров высокоэнергетических пучков в тормозмиссионных системах. -Д.: 1986 (препринт/НИИЭФА: П-В-0722).
6. Баталин В.А. Эффект Джоуля-Томсона в электронной пушке Пирса. ЖТФ том 52 вып.9, с.1840, 1982 г.

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ИСТОЧНИКА МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ ИМИ-I

В.Г.Абдулманов, М.М.Колокольников, И.Н.Мешков, А.Н.Шарапа

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В электронно-лучевом источнике многозарядных ионов ИМИ-I, разработанном в ИЯФ СО АН СССР /1/, ключевым звеном является электронно-оптическая система (ЭОС).

Ионный источник ИМИ-I разрабатывался для ускорительного комплекса протонно-ионного синхротрона Б-5, частота следования рабочих циклов которого 50 Гц ограничивает время ионизации ≤ 20 мс, поэтому для получения многозарядных ионов и ядер вплоть до A_r^{18+} необходимо обеспечить плотность электронного пучка в области ионизации до 10^3 А/см². Поле фокусирующего соленоида порядка 1 Т.

Первоначальный проект источника /2/, в котором требовалась плотность электронного пучка 10^3 А/см² достигалась при токе 10 А и не предусматривалась рекуперация электронного пучка на коллекторе, был слишком сложным и недостаточно эффективным. Поэтому, начиная с 1977 г., велась работа по созданию ЭОС с компрессией электронного пучка для получения плотности пучка 10^3 А/см² при токе около 3 А и рекуперацией энергии электронов на коллекторе. Проведенные эксперименты на макетах и системах питания /3-4/ позволили приступить к разработке рабочего варианта ЭОС источника, который был разработан и испытан в августе 1983 г.

Схема ЭОС ИМИ-I, сконструированного в вертикальном варианте (рис.1а), включает в себя частично экранированную от магнитного поля сферическую короткофокусную пучку, катод которой (1) имеет диаметр 16 мм, радиус кривизны 9,5 мм и изготовлен из LaB₆. Диаметр отверстия в аноде (2) 8 мм. Первэанс пучки 1,8 мкА/В^{3/2}, удельная эмиссия при токе пучка 5 А не превышает 5 А/см², что определяет большой срок службы катодного узла. В пучке используется электронный подогрев катода, что в свою очередь исключает искажение магнитного поля на катоде полем подогревателя и повышает надежность катодного узла. Мощность, потребляемая электронным подогревом, не более 100 Вт.

Фокусирующий соленоид (3) биттеровского типа с замкнутым магнитопроводом и полюсами (4-5) создает фокусирующее поле до 0,9 Т. Магнитная линза (6) вместе с полюсом (4) обеспечивает формирование электронного пучка с параметром катодных условий, равным 1:

$$K = \frac{\mathcal{H}_k^2}{\mathcal{H}_0^2} = 1, \quad (1)$$

где $\mathcal{H}_k$ - поток магнитного поля через катод, $\mathcal{H}_0$ - поток магнитного поля через поперечное сечение электронного пучка в области однородного поля. Магнитная линза (7) вместе с полюсом (5) оптимально ослабляет магнитное поле в коллекторе, что обеспечивает практически зеркальное по отношению к катоду распределение поля. На приемной поверхности электронного коллектора поле $B_{\text{кол}} = 0,410$ Т.

Проводка электронного пучка высокой плотности $\sim 10^3$ А/см² с первэансом до 3 мкА/В^{3/2} осуществляется в дрейфовой структуре. Она состоит из входной конусной диафрагмы (8) (диаметры 7 мм и 4 мм соответственно), трубок дрейфа (9) с внутренним диаметром 5 мм и выходного конуса (10), диаметр на выходе которого 7 мм. Длина дрейфовой структуры 49 см.

Охлаждаемый водой электронный коллектор (12) имеет на входе супрессорный электрод (11), запирающий вторичную эмиссию из коллектора. Распределение потенциалов приведено на рис.1б.

В ЗОС ИИИ-1 применена частичная экранировка электронного коллектора от магнитного поля соленоида. С помощью магнитной линзы (7) степень экранировки регулируется, и соответственно регулируется распределение (развал) электронного пучка в коллекторе. В процессе отработки выбирается оптимальный уровень экранировки по минимуму относительных потерь пучка на всем тракте ЗОС.

Через отверстие в коллекторе диаметром 10 мм осуществляется вывод ионов из источника. Следующие за электронным коллектором элементы конной оптики могут служить одновременно как для контроля тока электронов из коллектора, так и для полного их запаривания.

Истировка ЗОС производится по электронному пучку. При этом вся структура, включая анод и коллектор, находится под нулевым потенциалом, что позволяет безопасно проводить истировку ЗОС. Импульс напряжения отрицательной полярности подается на катод от специального импульсного модулятора. Длительность импульса модулятора регулируется от 100 до 300 мкс, а амплитуда от 0 до 6 кВ.

Истировка соосности катода и анода с точностью $\sim 0,01$ мм проводится при атмосферном давлении, при этом фиксируется зазор между анодом и верхним конусом дрейфовой структуры. При истировке по пучку, по минимуму токооседания на верхний конус и анод, электронная пушка и верхний входной конус устанавливаются соосно. Затем истируются соосно электронная пушка и вся дрейфовая структура, что контролируется по 3-ламальному датчику положения пучка (крисовая диафрагма), расположенному в нижнем выходном конусе, где фокусирующее поле по абсолютной величине в 2 раза меньше стационарного. При сведенной диафрагме в ее отверстие вписывается окружность, диаметр которой 0,7 мм. Путем незначительных, ± 2 мм, смещений нижнего фланца соленоида относительно верхнего, зафиксированного в магнитопроводе, удается выставить электронный пучок строго по центру датчика. При этом энергия пучка не должна превышать 2 кэВ, чтобы не разрушить датчик.

Большое внимание было уделено разработке сферической короткофокусной пушки, которая бы обеспечивала относительные потери пучка на аноде порядка $1 \cdot 10^{-3}$. Известные разработки диодных сферических пушек при значительной компрессии пучка (до 10^2 и выше) имеют высокие относительные потери пучка на аноде, около 10^{-2} . Трехэлектродная система, в которой на 2-й анод подается потенциал, существенно больший потенциала первого анода, обеспечивает заметное снижение токооседания, однако для источника ИИИ-1 осуществление этого варианта связано с большими конструктивными трудностями.

Было отмечено, что расчетная граница пучка у сферических пушек с уменьшенным по сравнению с пушками мюллеровского типа радиусом кривизны катода и приближенным к катоду прикатодным электродом (рис. 2) находится существенно дальше от анода, чем у последних. Это в свою очередь должно существенно уменьшить влияние на пучок aberrаций анодной линзы. В итоге удалось реализовать конструкцию такой пушки, обладающую высокой стабильностью характеристик в течение более чем двух тысяч часов эксплуатации.

Следующей, не менее важной, задачей была необходимость точного согласования магнитного и электрического полей в области катод-анод и обеспечения катодных условий (I) для всего электронно-оптического тракта. Наиболее критичным это условие является в области от катода до кроссовера электронного пучка. Надежных расчетных методов для аксиально-симметричных магнитных полей со столь большим градиентом тока нет: на катоде величина индукции не превышает 5 Гс (при однородном фокусирующем поле $B_0 = 5 \text{ кГс}$), но уже в 18 мм от катода индукция равна $0,5 \text{ кГс}$.

Моделирование конфигурации магнитной диафрагмы в верхнем полюсе и отверстия

в ней проводилось экспериментально. Магнитное поле измерялось вдоль оси ЭОС прибором М I-8. Пробное измерение поля вне оси показало незначительное отличие результатов по сравнению с измерениями вдоль оси в последующем использовании параксиального приближения.

В плоскости кроссовера обеспечено условие магнитной фокусировки электронного пучка

$$B = (1.2 + 1.5) B_0,$$

где B_0 - соответствующее брилленовское поле для данного радиуса пучка. Величина поля в этой точке около $0,1 B_0$, где B_0 - стационарное магнитное поле в области дрейфа.

До кроссовера осуществляется электростатическая компрессия пучка примерно в 10^2 , а затем производится компрессия пучка еще в 10 раз в нарастающем фокусирующем магнитном поле соленоида. Следовательно, полная компрессия пучка составляет около 10^3 .

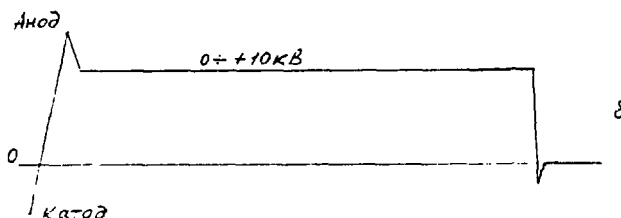
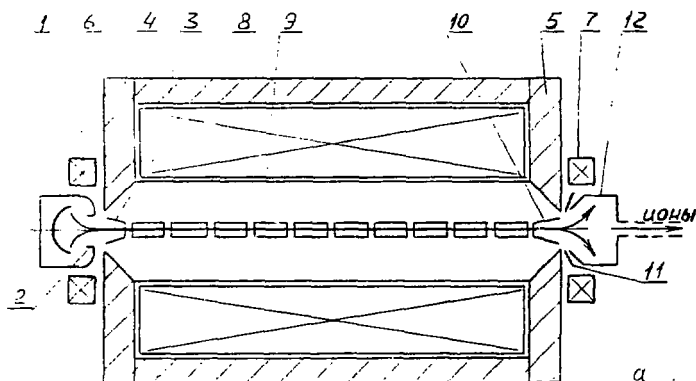


Рис.1. Схема ООС ММ-I и диаграмма потенциалов.

а - схема ООС; 1 - катод электронной пушки; 2 - анод; 3 - фокусирующий соленоид; 4-5 - полюса магнитопровода; 6-7 - магнитные линзы; 8 - входная диафрагма; 9 - пучок дрейфа; 10 - выходной конус; 11 - супрессорный электрод; 12 - электронный коллектор.
б - диаграмма распределения потенциалов.

Испытания ЗОС ИМИ-1, проведенные в 1983-1984 гг., показали, что ЗОС обеспечивает работу ИМИ-1 с частотой 50 Гц при длительности рабочего цикла до 20 мс. За время испытаний проводилась работа с током электронного пучка 2,5 А при длительности импульса 17 мс с частотой 50 Гц. Относительные потери пучка на закрытой крисовой диафрагме (диаметр 0,7 мм), где поле вдвое меньше стационарного B_0 , составляют 10+15%. При разведении диафрагмы до диаметра 0,9 мм потери тока пучка уменьшались до 3+5%, а при разведении до диаметра 1,1 мм пучок проходил полностью вместе с оролом. Таким образом можно утверждать, что эффективный диаметр пучка в области диафрагмы датчика не превышает 0,7 мм, а в области стационарного поля (в рабочей области) диаметр пучка не более 0,5 мм. Опыты с прожиганием металлических фольг подтвердили эти результаты.

Средняя плотность электронного пучка $\bar{j} = 1 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$ достигается при токе 2А. С учетом реального распределения тока в пучке в его центральной области плотность $j = 1 \cdot 10^3 \text{ А/см}^2$ достигается уже при токах 0,7+1 А.

Прохождение пучка через электронно-оптическую систему характеризуется следующими относительными потерями тока пучка:

	режим без рекуперации	с рекуперацией
на анод	$3 \cdot 10^{-5}$	$7 \cdot 10^{-4}$
на входную диафрагму	$1 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$
на дрейфовую структуру	$2 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-4}$
суммарные потери не более	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$

Переванс электронного пучка в коллекторе достигает 37 мкА/В^{3/2} при токе 1,5 А.

На рис.3а,б приведены результаты по рекуперации электронного пучка при различных потенциалах супрессорного электрода. Видно, что основная доля потерь тока в режиме с рекуперацией идет за счет эмиссии из электронного коллектора.

Авторы выражают признательность Т.Н.Андреевой за значительную работу по проведению численных расчетов и Г.А.Кузнецову за помощь в практической реализации электронной пушки.

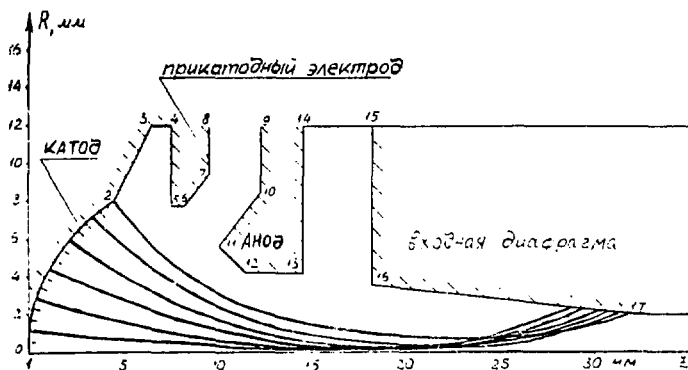


Рис.2. Расчетные траектории в электронной пушке.

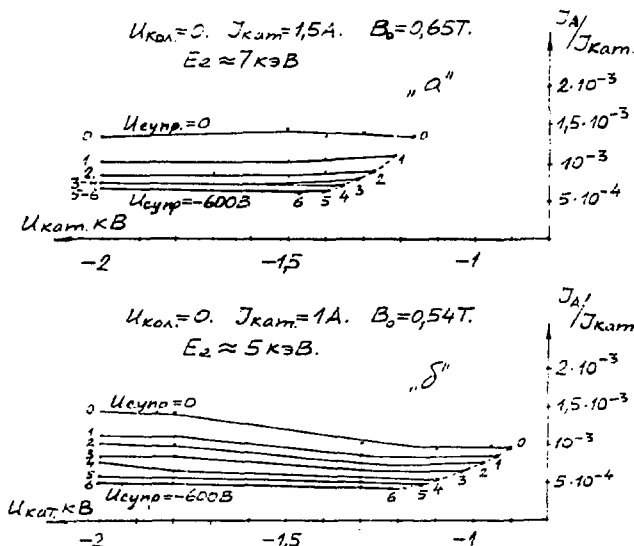


Рис.3. Зависимость относительных потерь тока пучка на аноде от потенциала катода и потенциала супрессорного электрода при рекуперации энергии электронов на коллекторе.
 А - при токе пучка 1,5 А и энергии электронов в области дрейфа 7 кэВ;
 Б - при токе пучка 1 А и энергии электронов 5 кэВ. Экспериментальные кривые 0, 1, 2, 3, 4, 5, 6 соответствуют потенциалам супрессорного электрода от 0 до -600 В через 100 В.

Литература

1. В.Г.Абдулманов, В.Л.Ауслендер, Ю.А.Колокольников, И.П.Мешков, В.Г.Поталса, Г.А.Тутин, В.П.Фисмонт. Электронно-лучевой источник многозарядных ионов ИИ-1. Настоящий сборник, с.61.
2. В.Л.Ауслендер и др. Строящийся комплекс ионного синхротрона Радиового института. Препринт РИ-56, М., 1976 г.
3. В.Г.Абдулманов и др. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П, Дубна, 1979.
4. В.Г.Абдулманов и др. Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1., Дубна, 1981.
5. В.А.Аудедайнен, И.П.Мешков, В.В.Пархомчук, Р.А.Салимов, А.Н.Скринский, В.Г.Вайнштейн "Глубокое торможение электронного пучка в системе с продольным магнитным полем". ДТЭ, том 46, в.8, 1976 г. стр.1678.

ИСТОЧНИКИ ИОНОВ ДЛЯ ПЕРЕЗАРЯДНОГО УСКОРИТЕЛЯ УКП-2-1

В.П.Голубев, С.А.Никифоров, А.Г.Тренихин, Р.А.Зьгардт
Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им.Д.В.Ефремова, Ленинград

Перезарядный ускоритель тяжелых ионов УКП-2-1 предназначен для проведения научно-исследовательских работ в области ядерной физики и физики твердого тела. Ускоритель позволяет получать пучки ионов массой 1-250 а.е.м. с током до 50 мкА и энергией до 2 МэВ (для однозарядных ионов) [1]. Особенностью ускорителей является наличие двух трактов ускорения с общей системой высоковольтного питания. Один тракт предназначен для работы с пучками тяжелых ионов. Назначение второго тракта - стабилизация энергии ускоренных пучков тяжелых ионов по водородному пучку, а также ускорение ионов инертных газов, для чего предусмотрена возможность инжекции пучков ионов H_1^+ и атомов инертных газов.

Получение отрицательных тяжелых ионов в УКП-2-1 осуществляется из источника с распылением рабочего вещества мишеней ионами Cs^+ . Источник такого типа с характеристиками, близкими к требуемым, ранее был разработан в НИИЭФА им.Д.В.Ефремова [2]. После проведения дополнительных исследований на его основе создан усовершенствованный вариант, изображенный на рис.1. Источник работает следующим образом. Контейнер (1) из нержавеющей стали, содержащий таблетки хрома, цезия с титаном ($Cs_2CrO_4 + ^{70}CrTi$) нагревают до $700^\circ C$. Образовавшиеся пары цезия по тонкостенной трубке поступают в ионизатор (2), выполненный из молибдена. На поверхности ионизатора, нагретого до температуры $1200-1400^\circ C$, атомы цезия ионизируются, и далее, ускоренные до энергии 0,5-2,5 кэВ, бомбардируют мишень из рабочего вещества (4). При этом имеет место вторичная отрицательно-ионная эмиссия с поверхности мишени, покрытой пленкой цезия. Полеми вытягивающего электрода (6) отрицательные ионы материала мишени извлекаются из источника через эмиссионное отверстие диаметром 1 мм. Промежуточный электрод (5) является тепловым экраном, а также коллектором пучка ионов Cs^+ . В зависимости от рабочих условий на него подается потенциал 0 +1 кВ по отношению к мишени.

При отработке источника основное внимание уделялось увеличению времени его непрерывной работы, вопросам начального формирования пучков отрицательных тяжелых ионов и согласования их фазовых характеристик с акцептансом конно-оптической системы ускорителя. Конструктивно источник выполнен на основе пайки металлизированных изоляторов из керамики 22ХС. Применение металлокерамики и металлических вакуумных уплотнений позволило уменьшить содержание примесей в извлекаемых пучках. Исследование массовых спектров показало, что их доля составляет 5-10% от полного тока пучка в зависимости от режима работы источника. Оптимизирована геометрия рабочей области источника, изменена конструкция нагревателя ионизатора и его электрических вводов. Предусмотрена возможность оперативно, без полной разборки источника, производить загрузку контейнера и смену распыляемой мишени.

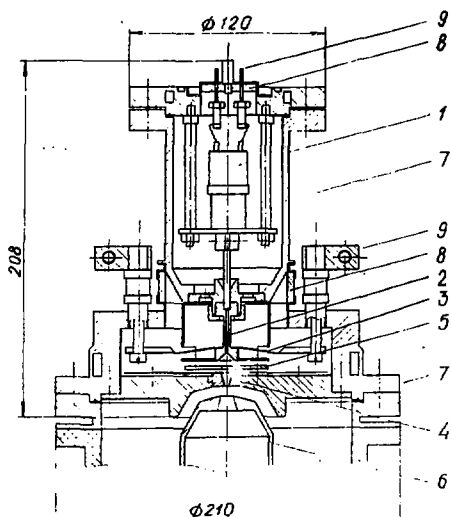


Рис. 1. Источник отрицательных тяжелых ионов с распылением

- 1- контейнер с цезием
- 2- ионизатор
- 3- нагреватель ионизатора
- 4- распыляемая мишень
- 5- промежуточный электрод
- 6- вытягивающий электрод
- 7- корпус
- 8- изолятор
- 9- токоподвод

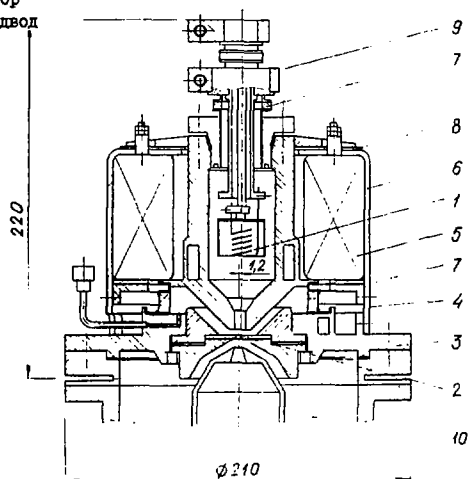


Рис. 2. Дуоплазматрон со смещенным эмиссионным отверстием

- 1- прямотокальный катод
- 2- анодная вставка
- 3- анодный фланец
- 4- промежуточный электрод
- 5- катушка электромагнита
- 6- кожух магнитопровода
- 7- изолятор
- 8- изолятор
- 9- охлаждаемый токоподвод
- 10- вытягивающий электрод

Экспериментальное исследование фазовых характеристик извлекаемых пучков позволило определить оптимальные размеры конуса мишени, форму и положение вытягивающего электрода. Как показали измерения, характерной особенностью источников данного типа является сравнительно большая расходимость пучка за вытягивающим электродом, что предъявляет специфические требования к используемым для начального формирования ионно-оптических системам. На ускорителе УКП-2-I целесообразным оказалось применение иммерсионной линзы с сеткой на ускоряющем электроде.

В результате проведенных исследований разработан источник, который позволяет получать пучки отрицательных ионов большинства элементов таблицы Менделеева с током от единиц до десятков микроампер. Исключением являются инертные газы и другие элементы, имеющие малое сродство атомов к электрону. Основные характеристики источника приведены в табл. Время непрерывной работы источника определяется распылением мишени и выносом нейтрального цезия в область вытягивающего электрода. Ток электронов в извлекаемом пучке сравним по величине с током отрицательных ионов. Величина эмиттанса пучков в пределах точности измерений не зависит от массы ионов.

Для получения отрицательных ионов водорода и положительных ионов инертных газов на ускорителе УКП-2-I используется один и тот же источник - дуоплазматрон со смещенным эмиссионным отверстием, что позволяет оперативно переходить на нужный режим работы. Эмиссионные характеристики такого источника в режиме генерации положительных ионов различных газов исследованы в работе [3]. Общий вид дуоплазматрона изображен на рис.2. При разработке источника потребовалось оптимизировать геометрию его разрядной системы, так как к ней предъявляются противоречивые требования при получении ионов разной полярности. Так, выход ионов H_1^- для данной конструкции источника максимален при расстоянии между анодом и промежуточным электродом (4), равном 0,5 мм, в то время как при получении положительных ионов инертных газов эта величина составляет 2-5 мм. Жесткие требования предъявляются к величине эмиттанса пучков, что связано с необходимостью их проведения через маленькую нейтрализацию и перезарядную мишень ускорителя. Величина нормализованного акцептанса тракта составляет $0,2 \text{ см мрад } \text{МэВ}^{1/2}$ для энергии пучков 40 кэВ.

На основе результатов исследований эмиссионных и фазовых характеристик, анализа массовых спектров извлекаемых пучков была выбрана геометрия разрядной камеры источника и области отбора, позволяющая получать пучки как отрицательных ионов водорода, так и положительных ионов инертных газов с током, соответственно, до 50 и 100 мкА и требуемой величиной и конфигурацией эмиттанса.

Конструкция дуоплазматрона во многом аналогична конструкции источника ионов H_1^- , установленного на перезарядном ускорителе ЗПУ-10-II [4]. Прямо-накальный катод типа ТЗК9-002 (1) установлен на коаксиальных вводах и заключен в никелевый экран для облегчения поджига разряда. Такие катоды устойчиво работают в среде инертных газов без заметного уменьшения эмиссии более 1000 часов. Канал промежуточного электрода (4) имеет длину 5 мм и диаметр 4 мм. Анодная вставка (2) выполнена из тантала. Диаметр эмиссионного отверстия - 0,5 мм. Рабочий газ через биметаллический накататель подается в анодную область разрядной камеры, что существенно при получении отрицательных ионов водорода.

Основные характеристики разработанного дуоплазматрона со смещенным эмиссионным отверстием приведены в табл. I.

Таблица
Параметры источников тяжелых ионов

Тип источника	Источник с распылением мишени ионами Cs ⁺				Дуоплазматрон со смещенным эмиссионным отверстием		
	Сталь	Алюминий	Мель	Сталь	Волокно	Гелий	Аргон
Расчетное вещество	Сталь	Алюминий	Мель	Сталь	Волокно	Гелий	Аргон
Полный ток пучка, мкА	12	4,5	30	12	50	100	100
Тип ионов	$^{16}\text{O}^-$	$^{54}\text{Al}_2^-$	$^{63}\text{Si}^-$ $^{65}\text{Si}^-$	$^{72}\text{FeO}^-$	$^1\text{H}^-$	$^4\text{He}^+$	$^{40}\text{Ar}^+$
Ток ионов в пучке, мкА	7,8	2,8	26	0,7	49	96	96
Нормализованный эммитанс пучка, см мрад МэВ ^{1/2}	1,4	1,5	1,6	1,4	0,05	0,10	0,19
Потребляемая мощность, Вт	< 250				< 300		
Время непрерывной работы, ч	> 120				> 700		

Л и т е р а т у р а

1. В.Л.Голубев и др. Перезарядный ускоритель тяжелых ионов. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям низких и средних энергий, Киев, Наукова думка, 1982г., с.133.
2. А.Г.Трошихин, Г.В.Чемякин. Источник отрицательных тяжелых ионов с катодным распылением. Препринт Д-0272, НИИЭФА, Л., 1976г.
3. В.П.Голубев и др. Дуоплазматрон со смещенным эмиссионным отверстием как источник положительных ионов. НИИЭФА, препринт Д-0676, Москва, ЦНИИатоминформ, 1984г.
4. В.П.Голубев и др. Инжектор отрицательных ионов электростатического перезарядного ускорителя, ПТЭ №2, 1973г., с.32.

**УСКОРИТЕЛИ
ДЛЯ НАРОДНОГО
ХОЗЯЙСТВА**

Председатель: В.А.Глухих
Секретарь: А.М.Чурин

Сессия 9

ВЫСОКОВОЛЬТНЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОМЫШЛЕННОГО ПРИМЕНЕНИЯ

В.А.Глухих, М.П.Свиньин, М.Т.Зедотов

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

О.А.Войналович

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР, Москва

Радикационная технология находит все более широкое применение в современной промышленности. Необходимым условием ее успешного развития явилось создание мощных источников ионизирующего излучения. Среди них наиболее широкое применение нашли высоковольтные ускорители электронов с энергией от 0,15 до 3-4 МэВ. Важными преимуществами ускорителей являются направленность излучения, низкая его стоимость и радиационная безопасность в выключенном состоянии. В настоящее время общая мощность ускорителей электронов, используемых в промышленности различных стран, достигает 20 МВт, а стоимость обрабатываемой с их помощью продукции составляет сотни миллиардов рублей в год. Несмотря на невысокую проникающую способность электронного излучения, область возможного применения ускорителей в радиационной технологии весьма обширна, т.к. в подавляющем большинстве случаев обработка материалов проводится в достаточно тонких слоях. Как правило, при этом мощность ускорителя, необходимая для того, чтобы обеспечить требуемую производительность радиационно-технологической линии, составляет от 10 до 100 кВт.

К ускорителям данного класса предъявляются также достаточно жесткие требования по стабильности их энергии и мощности пучка, равномерности поля облучения, надежности и возможности их установки и эксплуатации на промышленных предприятиях.

В настоящее время разработка высоковольтных ускорителей электронов для радиационной технологии ведется рядом специализированных организаций нашей страны и зарубежными фирмами [1]. Разработчиками и изготовителями отечественных ускорителей данного класса являются НИИЭФА им.Д.В.Ефремова, ИФ СОАН СССР и МРТИ АН СССР^{1/}. Подавляющее большинство зарубежных ускорителей изготовлено американскими (NVEC, RDI, ESI), японской (Nissin-NV), западногерманской (Polymer Physic GmbH) и швейцарской (Haefely) фирмами. К настоящему времени разработано в общей сложности более 100 модификаций ускорителей, отличающихся мощностью пучка, энергией электронов, размерами поля облучения и конструктивным исполнением (рис.1). Можно сделать вывод о том, что наибольшее количество разработанных ускорителей имеет энергию 0,2-1,0 МэВ и мощность 10-50 кВт. Это объясняется простотой их конструкции, высокой надежностью, малыми габаритами, что позволяет устанавливать такие ускорители в обычных производственных помещениях. Для них характерны наименьшие значения стоимости (рис.2). И так же время при таких энергиях вывод в атмосферу электронных пучков мощностью несколько десятков киловатт осуществляется обычным образом, а проникающая способность электронов доста-

точна для реализации в промышленных масштабах многих высокоэффективных радиационных процессов: модификации полимерных пленок и изоляции проводов, отверждения покрытий, прививки мономеров и т.д. Ускорители с энергиями 1,5 МэВ и выше имеют наибольшую мощность, однако вследствие увеличения габаритов и повышенной сложности в изготовлении для них характерна более высокая стоимость; для их размещения требуется строительство специальных зданий с усиленной защитой. Хотя проникающая способность электронного пучка с повышением энергии существенно увеличивается, реализовать это свойство при обработке твердых материалов большой толщины часто оказывается затруднительно из-за различных вторичных эффектов (пробоя диэлектриков вследствие накопления объемных зарядов, замедленного выделения газообразных продуктов радиолиза из глубоких слоев материала и т.д.). Наиболее перспективными радиационными процессами при повышенных энергиях могут быть обработка жидких материалов, а также облучение различных порошков и гранул.

Конструктивное исполнение ускорителя в основном определяется его энергией, а также используемой в нем высоковольтной изоляцией. При энергии электронов, не превышающей 200–300 кэВ, достаточно надежной оказывается простейшая ускоряющая система, состоящая из одного несекционированного вакуумного промежутка. В этом случае требуемая геометрия поля облучения может быть получена как при помощи сканирования пучка с малыми поперечными размерами, так и за счет использования источника электронов с протяженным катодом (рис.3а) без каких-либо специальных развертывающих и формирующих устройств.

При энергиях электронов 300–600 кэВ высоковольтный генератор также может располагаться отдельно, поскольку промышленностью в настоящее время выпускаются специальные кабели с заземленной оболочкой, рассчитанные на соответствующие напряжения. Однако в этом случае ускоряющая система представляет из себя секционированную ускорительную трубку, а пучок электронов обычно имеет диаметр 1–2 см. (рис.3,б). Ввиду малых поперечных размеров электронного пучка для равномерного облучения поверхности изделий в данном случае необходимо применение сканирующего устройства. Раздельное расположение высоковольтного генератора и собственно ускорителя имеет ряд преимуществ. В частности, при этом значительно облегчается размещение ускорителя в производственных зданиях, уменьшаются объем высоковольтной изоляции, радиационной защиты и необходимая высота помещения.

Аналогичное решение используется и при более высоких энергиях (1–1,5 МэВ), однако в этом случае ускоритель соединяется с высоковольтным генератором коаксиальной линией, заполненной сжатым газом (рис.3,в). Наконец, в модификации ускорителя рис.3,г ускоряющая система и генератор образуют единую высоковольтную структуру, расположенную внутри сосуда, заполненного изоляционной средой. Такая структура может использоваться во всем диапазоне энергий вплоть до максимальной (4,5 МэВ), достигнутой до настоящего времени.

С точки зрения универсальности применения более предпочтительны ускорители с непрерывным пучком, так как во многих процессах радиационный выход уменьшается при увеличении мощности дозы облучения. К тому же подобные ускорители имеют более простые системы питания и управления, а требования к источнику электронов, ускоряющей системе и развертывающему устройству для них оказываются менее жесткими. Поэтому большинство современных промышленных ускорителей электронов работает в непрерывном режиме и имеет высоко-

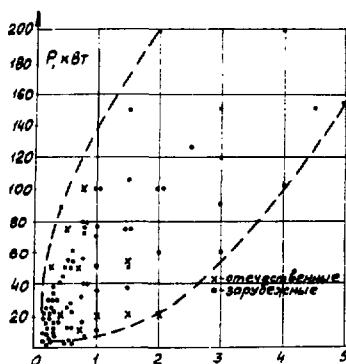


Рис.1. Мощность пучка и энергия высоковольтных ускорителей электронов различных модификаций.

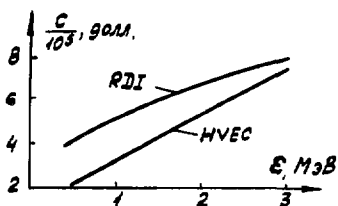


Рис.2. Зависимость стоимости ускорителей фирм RDI и HVEC от величины ускоряющего напряжения.

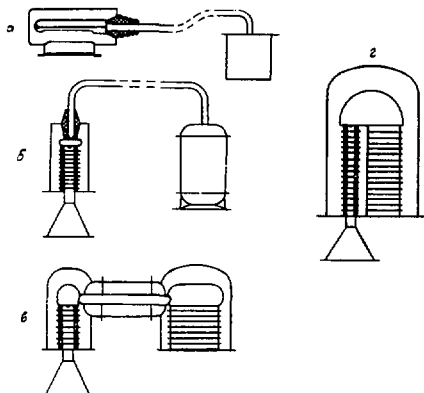
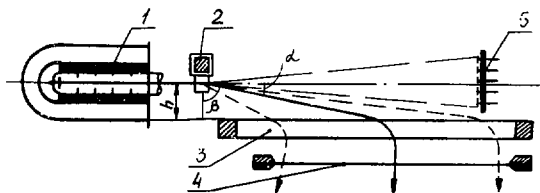


Рис.3. Варианты конструкции высоковольтных ускорителей: а - с протяженным катодом, б - с кабельным соединением генератора и излучателя, в - с коаксиальным соединительным фидером, г - с единой высоковольтной структурой.



Р и с. 4. Схема ускорителя с горизонтальным излучателем и дополнительным поворотным магнитом
1 - излучатель, 2 - сканирующий магнит,
3 - поворотный магнит, 4 - выпускное окно,
5 - токоприемник.

вольный генератор постоянного напряжения. Для получения высокого постоянного напряжения, как правило, используются каскадные генераторы (КГ) различных типов [2], которые представляют собой устройства для преобразования низкого переменного напряжения в высокое постоянное.

Использование КГ вместо классического способа трансформации переменного напряжения и последующего его выпрямления при напряжениях порядка 1 МВ и выше позволяет избежать серьезных трудностей, связанных с вредным влиянием распределенных и паразитных емкостей схемы, уменьшить тепловые потери из-за реактивных токов, а также обеспечить достаточно плотную "упаковку" элементов высоковольтного выпрямителя. Последнее обстоятельство особенно важно при размещении высоковольтных генераторов в сосудах, заполненных сжатым газом, объем которых во многом определяет стоимость установки в целом.

Известные разновидности КГ отличаются способом связи их каскадов с источником питания, а также характером сопротивлений связи. Так, в ускорителях фирмы *Naefly* и некоторых японских фирм используются генераторы с емкостной связью и последовательным питанием [3, 4, 5]. В ускорителях фирмы *RVI* используются генераторы типа "динамитрон"/6/ с параллельным питанием каскадов через конструктивные емкости [6]. Общим недостатком всех КГ с емкостной связью является сравнительно высокая частота питающего напряжения, что усложняет схему ускорителя и снижает его КПД. Трехфазные генераторы с индуктивной связью и секционированным сердечником (ИСТ) использовались в ускорителях фирмы *NVCS* [7]. Питание таких генераторов с мощностью до 100 кВт производится непосредственно от промышленной сети, а их КПД достигает 90%, однако их нагрузочные характеристики значительно ухудшаются с увеличением числа каскадов.

Однофазные генераторы с разомкнутым магнитопроводом используются для питания ускорителей серии ЭЛВ, выпускаемых ИЯЭ СОАН СССР [8]. Они имеют мощность до 100 кВт при напряжении до 2 МВ. Наименьшее внутреннее сопротивление и наилучшие нагрузочные характеристики имеют КГ с замкнутым заземленным магнитопроводом. Однофазные и трехфазные генераторы этого типа используются в ускорителях "Электрон" и "Аврора" мощностью до 100 кВт, разрабатываемых и изготавливаемых в НИИЭФА/1/.

Ток пучка современных ускорителей электронов, работающих в непрерывном режиме, составляет обычно несколько десятков миллиампер. Источник электронов располагается внутри высоковольтного электрода, для его ремонта и замены необходимо вскрытие высоковольтной изоляции ускорителя и вакуумной системы. Поэтому необходимо обеспечение достаточно длительного срока его безотказной работы в условиях интенсивной бомбардировки ионами остаточных газов, а также при возможных кратковременных ухудшениях вакуума из-за случайного нарушения герметичности выводного устройства. Необходимо также обеспечить согласование электронно-оптических характеристик источника и ускорительного тракта и достаточно высокую экономичность источника.

В современных ускорителях используются источники электронов с прямонакальными и подогревными эмиттерами. Ввиду сложной формы поверхности, неравномерности нагрева и неплоскостности оптические характеристики систем с прямонакальными катодами не могут быть точно определены; возможно также некоторое их изменение в процессе работы из-за деформации катода. Это обстоятельство затрудняет точный расчет ускорительного тракта и приводит к необходимости использования ускорительных трубок с увеличенной апертурой [9]. По литературным данным, срок службы таких катодов составляет от 100 до

нескольких тысяч часов [10, 11]. Значительное влияние на него оказывает качество материала катода и величина остаточного давления в ускоряющей системе, определяющая интенсивность ионной бомбардировки.

В источниках электронов с подогревным катодом наиболее часто используются эмиттеры из гексаборида лантана. При токах электронного пучка 10–100 мА такие источники по своей экономичности близки к источникам с вольфрамовым прямоточным катодом. Они также не требуют тренировки и не теряют эмиссии при кратковременном ухудшении вакуума. Срок их службы в первую очередь определяется конструкцией крепления эмиттера и типом подогревателя и достигает тысяч часов. Как и для прямоточных катодов, на долговечность боридлантановых эмиттеров оказывает определенное влияние величина давления остаточных газов в ускоряющей системе. Источники с катодом данного типа широко используются в отечественных ускорителях электронов.

При энергиях электронов, не превышающих 250 кэВ, ускоряющие системы ускорителей с протяженным эмиттером [12], так же как и ускорителей со сканируемым пучком малого сечения [11], обычно представляют собой несекционированный вакуумный зазор, ограниченный катодным электродом и заземленным анодом. Однако при увеличении напряжения интенсивность разрядных процессов в вакуумных изоляционных промежутках и вероятность сквозного их пробоя возрастают, что делает невозможным обеспечение достаточно устойчивой работы ускорителя. Поэтому при более высоких энергиях применение секционированных ускорительных трубок является единственно возможным решением. С целью увеличения надежности ускоряющей системы рабочий градиент напряжения в них обычно выбирается значительно ниже рекордных значений, достигнутых в настоящее время. У большинства современных ускорителей он не превышает 1 МВ/м. Наиболее просты в изготовлении ускорительные трубки с плоскими электродами. Подобные трубки используются в отечественных ускорителях, разрабатываемых в НИИЭФА [13]. Они обеспечивают получение градиента ускоряющего напряжения 1 МВ/м с коэффициентом запаса по электрической прочности не менее 3 к ускорению пучков с током до 100 мА.

Увеличения апертуры трубки и улучшения экранирования поверхности изоляторов от рассеянных заряженных частиц можно добиться, применяя электроды более сложной формы [9]. Применение конусных электродов позволяет также осуществить эффективную экранировку пучка от электрических полей, проникающих внутрь колонны ускорителя. Экранировать электронный пучок от рассеянных магнитных полей, присутствующих в высоковольтных структурах ускорителей на базе КГ с индуктивной связью, можно также, используя трубки с электродами из ферромагнитных материалов [14].

В простейшем случае, когда катод находится внутри трубки и ускорение электронов производится в однородном поле, огибающая пучка имеет форму, близкую к параболе. Начальная расходимость пучка вблизи катода обусловлена действием объемного заряда в прикатодной области, а также неровностями поверхности катода. Преобразовать расходившийся пучок в параллельный или слабосходящийся можно при помощи электростатической линзы, образованной электродами начальной части трубки. В других случаях фокусировка в прикатодной области трубки достигается за счет уменьшенного напряжения на первом ускоряющем зазоре [15]. Расходившийся пучок на выходе из линзы преобразуется в сходящийся, что обеспечивает "чистое" его прохождение через ускоряющую систему значительной длины. В случае, когда угловая расходимость пучка на выходе из источника электронов и влияние его объемного заряда делает невоз-

возможным применение подобных простых электронно-оптических схем, возможно расположение дополнительных электростатических или магнитных линз в нескольких местах ускорительного тракта [16]. Однако такая фокусировка ухудшает характеристики пучка из-за многократного влияния аберраций линз и взаимодействия нелинейных сил объемного заряда вблизи кроссоверов.

Необходимым элементом ускорителей электронов с аксиально-симметричным пучком малого поперечного сечения является система сканирования. Современные системы сканирования обеспечивают облучение материала с неравномерностью поглощенной дозы $\pm 5-10\%$ [10, 17]. При этом вследствие неизбежного "расплывания" поля вблизи его краев, вызванного рассеянием пучка в окне выводного устройства и воздушном слое, оказывается возможным использовать для облучения материала 80-85% электронного тока, прошедшего через выпускное окно [9].

Выпускные окна ускорителей представляют собой тонкую металлическую мембрану, непроницаемую для газа, но достаточно свободно пропускающую ускоренные электроны. По конструктивному исполнению их можно разделить на две группы. У окон первой группы фольга, закрывающая окно, не имеет промежуточных опорных элементов. Из-за весьма малой толщины ее по сравнению с шириной окна отвод тепла, выделяющегося в ней, к фланцам за счет теплопроводности малоэффективен. Поэтому охлаждение производится струей газа, направляемого по касательной к поверхности фольги. Для снижения механических напряжений фольга может устанавливаться в окне с заданным радиусом изгиба [18].

Окна второй группы имеют более сложную конструкцию, так как содержат различного рода опорные элементы, поддерживающие фольгу и обеспечивающие достаточно интенсивный теплоотвод от нее. При этом достигается значительное уменьшение механических напряжений и снижается температура фольги, что позволяет существенно повысить надежность устройства вывода, а также облегчается удаление продуктов радиолиза из зоны облучения и становится возможным проведение облучения в инертной среде. В то же время недостатком окон с опорными элементами является потеря в последней части электронного пучка (обычно не менее 15-20%).

Характерные плотности тока современных выводных устройств с газовым охлаждением составляют 0,5 мА на 1 см длины выпускного окна [10, 15], а устройств с опорными решетками - 0,65-0,75 мА/см [11, 19].

Наиболее часто обрабатываемый электронным пучком материал имеет вид плоского слоя определенной толщины. При этом для обеспечения равномерного облучения выпускное окно ускорителя должно располагаться параллельно его поверхности.

На практике часто возникает проблема обработки изделий с круглым сечением (проводов, кабелей, трубо). В этом случае равномерность достигается либо путем многократного пропускания этих изделий через зону облучения ускорителя с прямым выпускным окном, либо путем применения специальных устройств, преобразующих линейно-развернутый пучок электронов в сходящийся к центру зоны облучения [20]. Известны и другие способы облучения изделий сложной формы [21].

Для снижения интенсивности тормозного излучения ускорителей до уровня, определяемого нормативными документами, они устанавливаются в специальных помещениях с общей бетонной защитой, либо имеют индивидуальную радиационную защиту (ИРЗ). В последнем случае защита обычно изготавливается из железа или свинца. При этом общий объем защитных материалов намного сокращается,



Р и с. 5. Ускоритель "Аврора-5" в линии
производства вспененного полиэтилена.

а стоимость защиты обычно составляет небольшую часть общей стоимости ускорителя. Использование ИРЗ при энергиях электронов до 1 МэВ позволяет значительно сократить производственные площади и стоимость здания, упростить проектные и строительные работы.

В программе работ НИИЭФА основное внимание уделяется разработке серии ускорителей "Аврора" с энергией электронов 200–750 кэВ и мощностью пучка до 100 кВт, с индивидуальной радиационной защитой.

В состав этой серии входит более 50 модификаций ускорителей, отличающихся энергией электронов, размером устройств вывода пучка, расположением и количеством излучателей, что позволяет применять их в подавляющем большинстве освоенных промышленностью радиационных процессов в указанном диапазоне энергий.

Основными узлами всех ускорителей серии являются трехфазный каскадный генератор с индуктивной связью и излучатель, состоящие из унифицированных элементов, количество которых меняется пропорционально ускоряющему напряжению. Размеры и расположение устройства вывода электронного пучка, а также его конструктивные особенности в каждом конкретном случае определяются спецификой радиационного процесса.

В последние годы значительный интерес потребителей вызывают ускорители с выводным устройством, включающим в себя дополнительный поворотный электромагнит, позволяющий при вертикальном направлении выведенного луча размещать излучатель ускорителя горизонтально (рис.4), что значительно уменьшает высоту помещения, необходимого для радиационной установки, а также объем радиационной защиты [22] .

В 1985 г. был сдан в эксплуатацию головной образец ускорителя "Аврора" с энергией 500-750 кэВ в линии производства листового вспененного полистирола на заводе пластмасс в г.Устинове (рис.5), а также произведен запуск ранее изготовленных ускорителей "Аврора-3" на Глуховском хлопчатобумажном комбинате и Загорском заводе пластмасс.

За последние 5 лет общая мощность ускорителей электронов, поставленных НИИЭФА на предприятия различных отраслей промышленности, возросла в 2 раза.

Опыт эксплуатации ускорителей "Электрон" и "Аврора" на различных предприятиях подтвердил их высокую надежность: при наиболее интенсивном режиме работы (до 4400 часов в год) их коэффициент технического использования достигает 0,88, а наработка на отказ - более 300 часов.

Л и т е р а т у р а

1. М.П.Свиньин. Высоковольтные ускорители электронов для радиационной технологии., Обзор ОД-56. -Л.: НИИЭФА, 1983.
2. Б.И.Альбертинский, М.П.Свиньин.Каскадные генераторы. - М.: Атомиздат,1980.
3. G.Reinhold, R.Gleyvod, E.Freiberg, 60 kW Electron Accelerator for a Paint-Curing Facility. IEEE Trans. on Nucl. Sci., 1973, v. NS-20, No. 3, R 1005-1007.
4. S.Suematsu, S.Suganome S., J.Oshima, A 3 MeV Electron Accelerator Using a Pressurized Cascade Generator. Nucl. Instr. Meth., 1967, v. 52, p. 206-212.
5. E.Hara, A High Power Symmetrical Cockcroft-Walton Type Voltage Multiplier Circuit Using Silicon Diodes. Nucl.Instr.Meth.,1967,v.54,No.1,p.91-97.
6. M.R.Cleland, Voltage Multiplication Apparatus. US Patent,1959,No.2.875.394.
7. R.I.Van de Graaff, High Voltage Electromagnetic Apparatus Having an Insulating Magnetic Core. US Patent, 1965, No. 3.187.208.
8. Г.И.Будкер и др. Ускорители электронов ЭМБ-I для промышленного использования. - Атомная энергия, 1976, т.40, вып.3, с.216-220.
9. M.R.Cleland, K.H.Morganstern, C.C.Thompson, High-Power D.C. Electron Accelerators for Industrial Applications. - В кн.:Докл.Третьего Всес.совещ. по примен. ускорителей заряж.частиц в нар. хоз-ве (Ленинград, 26-28 июня 1979 г.).- Л.: НИИЭФА, 1979, т.1, с.51-80.
10. P.Simonis, The Handbook of Electron Beam ProcessingПроспект фирмы H.VEC, 1970.
11. P.Holl, Elektronenstrahlhärtung von Beschichtungsmaterialien. Industrie-Lackierbetrieb, 1980, No.9, s. 313-319.
12. S.V.Nablo, E.P.Tripp, Electron Curing for High Speed Paper, Film and Foil Converting. Radiat.,Phys.Chem., 1979, v. 14, p. 481-492.
13. Б.И.Альбертинский и др. Рентгеновский дефектоскоп на 1 МВ.- В кн.: Электрофизическая аппаратура, Вып.10. - М.: Атомиздат, 1973, с.93-99.

14. В.В.Акулов и др. Мощный ускоритель электронов для промышленных радиационно-химических установок. - В кн.: Докл. Второго Всес.совещ. по примен. ускорителей заряд. частиц в нар.хоз-ве (Ленинград, 1-3 октября 1975 г.). - Л.: НИИЭФА, 1976, т.1, с.136-141.
15. Б.И.Альбертинский и др. Высоковольтный ускоритель электронов "Аврора-III". - В кн.: Докл. УП Всес.совещ. по ускорителям заряд. частиц (Дубна, 14-16 октября 1980 г.) - Дубна: ОИЯИ, 1981, т.П, с.230-232.
16. Е.А.Абрамян, В.А.Гапонов Ускорительные трубки для сильноточных установок. - Атомная энергия, 1968, т.25, № 2, с.134.
17. Б.И.Альбертинский и др. Ускоритель электронов для радиационной обработки хлопчатобумажных и синтетических тканей. - В кн.: Докл. Третьего Всес. совещ. по примен. ускорителей заряд. частиц в нар. хоз-ве. (Ленинград, 26-28 июня 1979 г.) - Л.: НИИЭФА, 1979, т.1, с.131-137.
18. US Patent, 1955, No. 2.722.620.
19. Electrocurtain Processors (проспект фирмы ESI, США).
20. В.Л.Ауслендер и др. Системы выпуска электронного пучка с кольцевым полем облучения. - В кн.: Докл. Третьего Всес. совещ. по примен. ускорителей заряд. частиц в нар. хоз-ве (Ленинград, 26-28 июня, 1979 г.). - Л.: НИИЭФА 1979, т.1, с.126-130.
21. С.П.Дмитриев, В.И.Никишкин, М.П.Свиньин, А.С.Иванов. Выпускные окна ускорителей электронов. Обзор ОД-37. - Л.: НИИЭФА, 1980.
22. Б.И.Альбертинский, В.А.Глухих и др. Высоковольтный ускоритель "Аврора-IV" В кн.: Докл. Четвертого Всес.совещ. по примен. ускорителей заряд. частиц в нар. хоз-ве. (Ленинград, 28-30 сентября 1982 г.) - Л.: НИИЭФА, 1982, т.1, с. 46-50.

ПРИКЛАДНЫЕ РАБОТЫ НА ЦИКЛОТРОНЕ У-120

Е.М.Бельский, А.Н.Бойко, В.И.Гранцев, Г.Н.Коваль, А.Ф.Линев,
А.Э.Меленевский, Б.К.Никишин, Ю.С.Продуvalов, В.И.Сахно, В.А.Черниченко
Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

I. Введение

В 1986 году исполнилось 30 лет работы с начала физического запуска 120-см циклотрона Института ядерных исследований АН УССР. В последние годы значительно расширились прикладные исследования на этом ускорителе с использованием пучков протонов, дейтронов и альфа-частиц. Полное эффективное время использования пучков превышает в настоящее время 6 тыс. часов в год. В докладе описываются две из многих работ для народного хозяйства, выполняемых на циклотроне У-120 АН УССР. Эти работы относятся к весьма актуальным, занимают наибольшее количество пучкового времени и составлены как программы совместных исследований по тематикам АН УССР с МЗ УССР и военным отделением АН УССР.

Описывается также автоматизированная система ускорителя /АС/, создаваемая в настоящее время на циклотроне У-120 с целью повышения стабильности, надежности и качества, а также его более эффективного использования. Обсуждаются возможности модернизации ускорителя.

II. Использование пучка нейтронов в медицине

Отечественный и зарубежный опыт применения тяжелых частиц в лучевой терапии указывает на перспективность этого метода лечения злокачественных новообразований. В то же время этот опыт явно недостаточен для широкого внедрения тяжелых частиц в практику. Клинический опыт лечения нейтронами и протонами указывает на необходимость дальнейших исследований и развития этого метода.

После завершения работ, связанных с запуском медико-биологического комплекса МБК циклотрона У-120 АН УССР, исследования дозиметрических параметров пучка нейтронов, его радиобиологических особенностей и вопросов планирования лучевой терапии, в октябре 1983 года впервые в стране начаты регулярные исследования терапевтической эффективности метода. Работа ведется совместно с Киевским научно-исследовательским рентгено-радиологическим и онкологическим институтом МЗ УССР.

Интенсивность коллимированного терапевтического пучка быстрых нейтронов, продуктов ядерной реакции ${}^9\text{Be} + d, n, {}^{10}\text{B}$, на площади облучения 10×10 см, удаленной на 110 см от мишени, составляет 15 ± 3 с Гр/мин при токе дейтронов порядка 35 мкА и энергии дейтронов 13,6 МэВ.

Топометрическая и дозиметрическая подготовка больных осуществляется в КНИИРФМ. В основу расчетов дозиметрического планирования положены данные радиобиологических экспериментов и результаты фантомных измерений на тканеэквивалентном фантоме Аддерсона.

К июлю 1986 года завершена первая фаза клинической апробации терапевтической эффективности быстрых нейтронов МБК циклотрона У-120 АН УССР. Изучение лечения 144 пациентов, в том числе 125 больных, имеющих злокачественные опухоли, по клиническим

тестам до 1986 г. составляли для мягких тканей 3,5, а для легочной 4,0. С 1986 г. при планировании и проведении терапевтического облучения больных используется методика оценки изoeffективного распределения поглощаемой энергии нейтронов при помощи переменного значения ОБЭ как функции величины физического значения подводимой дозы, так и изменений энергетического спектра пучка на соответствующей глубине от облучаемой поверхности тела. $OБЭ = f / D^n (f) /$.

Разовые очаговые дозы нейтронов при радикальном курсе терапевтического облучения составляли от 80 до 120 с.Гр. суммарно до 1500 с.Гр. В предоперационном периоде и при использовании фотонного и нейтронного излучения при радикальных курсах терапевтического облучения разовые дозы нейтронов увеличивались до 120–150 с.Гр, а суммарно уменьшались до 700–600 с.Гр. Проводимое облучение сопровождается ускорением резорбции опухолевых очагов и достигается необратимая депопуляция клеток опухоли после подведения суммарной дозы нейтронов до 1500 с.Гр. При учете ОБЭ, равном 3, как используется в преобладающем большинстве радиологических центров мира, такая доза по нейтронам изoeffективна дозе 4500 с.Гр фотонного излучения. В то же время фотонное излучение никогда не обеспечивает при этом подобной эффективности лечения.

В данных исследованиях установлено, что при нейтронной терапии поздние реакции и повреждения нормальных тканей, окружающих новообразования, выражены умеренно и проявляются в незначительной атрофии кожи, слизистых и подложной клетчатки. Реакции со стороны нормальных легочных тканей, облученных нейтронами, проявляются выраженным фиброзом.

Таким образом, на базе циклотрона У-120 КИЯИ впервые в СССР начато разрабатывать новое перспективное направление развития и совершенствования нейтронной лучевой терапии. Первые клинические исследования подтверждают стабильность работы медицинского блока и высокую непосредственную эффективность лечения.

Ш. Ядерно-физическая методика измерения распределения белка

Увеличение ресурсов растительного белка является одной из важнейших задач производства. Для этого, прежде всего, необходимо создание новых сортов зерновых культур с высокой белковой продуктивностью. Условием успешной селекции таких сортов является наличие экспрессных методов определения содержания белка в семенном материале. Фактически необходимо определять содержание в зернах азота ^{14}N . Существует большое количество химических методов определения содержания азота, однако вопрос создания методики экспрессного анализа и отбора высокобелкового селекционного материала все еще не решен, так как распространенные методы анализа недостаточно производительны, а главный недостаток этих методов связан с разрушением образца.

Сейчас большое распространение получают методы, использующие ускоренные заряженные частицы. Применяются как активационные методики, так и прямые, основанные на регистрации мгновенных продуктов ядерных реакций. На циклотроне У-120 ИЯИ АН УССР, на основе проведенных исследований по разработке экспрессного неразрушающего метода анализа белка /азота/ с помощью ядерной реакции $^{14}N(d,p)^{15}N$, подготовлена и прошла испытания методика измерения распределения азота по глубине зерновки /2,3/.

При энергии дейтронов 13,6 МэВ предельная глубина анализа составляет 450 мкм, пространственное разрешение по глубине 20–30 мкм. В состав измери-

тельного комплекса введена мини-ЭВМ (М-4 для управления экспериментом накопления и обработки спектрометрической информации).

Для увеличения глубины анализируемого слоя зерна до 1,2 мм, т.е. до глубины полного пробега дейтронов с энергией 13,6 КэВ, предложена новая активационная методика определения азота с помощью реакции $^{15}\text{N}(d, p)^{16}\text{N} \xrightarrow{\beta^-} ^{16}\text{O}$; результаты первых экспериментов на калибровочных образцах подтверждают реальные возможности разработанного метода.

С помощью описанной методики и аппаратуры был выполнен анализ селекционного материала. Проанализировано 20 гибридных линий озимой пшеницы по 200 зерен каждой линии. Определялось содержание белка во внутреннем слое /200–450 мкм/ и поверхностных слоях зерна /0–200 мкм/. Для решения вопросов селекции определены коэффициенты корреляции между содержанием белков в отдельных слоях зерна и в урожае. Наблюдается положительная корреляция, более сильная для внутреннего слоя, чем для внешнего. В другом опыте отбирались высокобелковые формы трех селекционных линий. Было проанализировано 1000 колосков в каждом варианте и отбирались растения, отличающиеся максимальной концентрацией белка во внутреннем слое при высокой концентрации его и в поверхностном слое. По результатам полевых испытаний 1984–1985 гг., когда были высеяны отобранные семена, и при последующем анализе проб урожая каждого растения, установлена положительная корреляция, более отчетливо выраженная для внутреннего слоя и средней пробы, чем для поверхностного слоя и средней пробы.

Полученные результаты, несмотря на их статистическую ограниченность, говорят о перспективности отбора высокобелковых форм.

IV. Работы по модернизации ускорителя

Для повышения эффективности использования циклотрона в прикладных работах планом его развития предусматривается полная модернизация технологических систем и, в частности, системы управления. Планируется создание комплекса мини-ЭВМ, микро-ЭВМ, устройств диагностики пучка и устройств регулирования входных параметров ускорителя. Работа выполняется в несколько этапов.

Первым этапом такой модернизации является замена устаревших источников силового питания на циклотроне и в тракте транспортировки. Для питания основной обмотки электромагнита циклотрона установлен и вводится промышленный источник стабильного тока типа ИСТ-500.

В плане расширения ассортимента ускоряемых ионов, для У-120 разработаны устройства питания источника многозарядных ионов, в их числе система силового стабилизированного импульсного питания дуги. Она реализуется из расчета на мощность импульса до 2 кВт с возможностью дальнейшего увеличения до 120 кВт.

Вторым этапом модернизации является создание сети датчиков и устройств диагностики пучка для оптимизации уже освоенных режимов ускорения и для внедрения режимов ускорения тяжелых ионов. Система диагностики пучка базируется практически на всех известных в ускорительных лабораториях методах. Традиционно используются и развиваются измерительные устройства на основе механических пробников /трафаретных прерывания пучка/ и сканеров /с частичным возмущением характеристик измеряемого пучка/. Модернизация коснулась цепей их управления и измерения. Это определяется необходимостью подключения ЭВМ в

контуры контроля пучка для повышения метрологических характеристик измерений и получения более подробной информации.

Из "прозрачных" датчиков пучка на циклотроне используются емкостные датчики с промышленными осциллографическими предварительными усилителями, включенные в измерительную систему. Отображение информации о пучке на первых этапах производится на экране осциллографа, но далее предусматривается включение различных контуров авторегулирования и стабилизации по пучку с выдачей информации в ЭВМ.

Автоматизированная система управления ускорителя рассчитана на использование комплекса микро-ЭВМ типа "Электроника-60М" /3 шт./ и устройства сопряжения их с ускорителем. Структура системы предусматривает наличие трех практически автономных подсистем, одна из которых используется только для регулирования входных параметров циклотрона по вводным от оператора /или из банка режимов/ данным. Вторая подсистема является информационно-измерительной /ИИС/ для контроля параметров пучка. Третья подсистема является объединяющей. Она осуществляет диалог оператора с АС /отображение обобщенных характеристик пучка, режима, состояния циклотрона и др./, хранит банк данных отработанных режимов ускорения, позволяет предварительно рассчитать новые режимы или смоделировать возможные последствия от действий оператора.

Первая из подсистем образована типовым для ИИИ /4/ модулем управления 32 параметрами циклотрона с точностью 0,02% и быстродействием до 4 измерений в секунду. Модуль оснащен программой регулирования режима, аналогичной приведенной ранее в публикациях ИИИ АН УССР^{5/}.

Ограниченный набор регулируемых параметров позволил на первом этапе не создавать всю разветвленную структуру, а на базе одного модуля реализовать компактную систему с несколькими функциями. Поэтому в настоящее время модуль осуществляет практически две функции: диагностику состояния по 10 параметрам и расчет режимов ускорения.

Матобеспечение для АС разрабатывается специально для У-120 в целях сокращения объема занимаемой памяти и исходя из возможности на первом этапе использования одного модуля. На языке макроассемблер реализованы программы управления режимами и программа диагностики состояния ускорителя. Расчетные программы реализованы на ФОРТРАНе и C^WASIC.

Модернизация циклотрона У-120 предполагает повышение поля основного магнита, а также применение дополнительных концентрических обмоток, расположенных внутри ускорительной камеры с целью формирования магнитного поля на разных уровнях. При этом используется опыт реконструкций других 120-см циклотронов. Модернизация позволит повысить энергию частиц, а также регулировать энергию пучка.

Опыт модернизации 120-см циклотронов в стране указывает на реальную возможность обеспечения режимов ускорения тяжелых ионов с массой $A \leq 20$. В настоящее время на циклотроне У-120 получен выведенный пучок ионов C^{+2}_{12} с энергией около 9 МэВ. Целесообразно, исходя из требований выполнения исследований по материаловедению и внедрения новых технологий в промышленность и производство, шире получать и использовать пучки тяжелых ионов. Относительно дешевые и простые ускорители серии У-120 вероятно смогли бы эффективно подойти для этой цели.

Расчеты показывают, что в случае увеличения магнитного поля до 1,6 Тл, при частоте ускоряющего напряжения ~ 10 МГц на 5-й гармонике будут ускоряться четырехзарядные ионы с массой $A \sim 50$ до энергии 10 МэВ. Этой энергии достаточно для внедрения иона на глубину 3-4 мкм. Можно проводить поверхностное легирование различных материалов. А радиационные повреждения конструкторских материалов для атомной энергетики, имитирующие повреждения от нейтронов, идут приблизительно в 10^5 раз быстрее при использовании тяжелых ионов этой массы, чем на реакторах.

В настоящее время в институте проводится разработка источника тяжелых ионов и систем его питания для циклотрона У-120.

Подводя итоги, следует отметить, что циклотрон У-120 в настоящее время широко используется в решении прикладных задач. Вместе с тем внедрение режимов тяжелых ионов и регулирования энергии существенно расширит возможности использования ускорителя в народном хозяйстве.

Л и т е р а т у р а

1. Бельский Е.М., Гулько Г.М. и др. Медико-биологический комплекс циклотрона У-120 Института ядерных исследований АН УССР. Доклады четвертого Всесоюзного совещания по применению ускорителей зар. частиц в нар.хоз. НИИЭФА, Л., 1982, т. 1, стр. 36-41.
2. Любинский Н.Н., Меленевский А.Э. и др. Установка для экспрессного определения белка в средней пробе. II Всесоюзная конференция по с/х радиологии. Тезисы докладов. Изд. ВНИИ с.х. радиологии, Обнинск, 1984, т. 3, с. 14.
3. Любинский Н.Н., Меленевский А.Э. и др. Применение ядерной реакции для определения содержания белка в пробах большой массы. Тезисы 36 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Наука, Л., 1985, с. 500.
4. Сахно В.И., Задачи и перспективы развития системы управления У-240. Препринт КИЯИ-85-21, Киев, 1985.
5. Соколова Н.А. Программное обеспечение модуля автоматизированной системы управления силовым питанием циклотрона У-240. Препр. КИЯИ-85-22 Киев, 1985.

СИЛЬНОТОЧНЫЕ БЕТАТРОНЫ ТОМСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Ю.М.Акимов, Ю.В.Акимочкин, Г.В.Акулов, Р.Д.Бабеджанов, Ю.А.Громов,
В.А.Москалев, Т.М.Мушников, В.Л.Николаев, Б.В.Окулов, Г.И.Сергеев,
В.П.Рябухин, Ю.Н.Сивков, Ю.М.Скворцов, А.В.Цимбалюк, В.В.Шапов,
В.Г.Шестаков, М.М.Штейн

НИИ интроскопии Томского политехнического института им.С.М.Кирова

В Томском политехническом институте в течение последних нескольких лет велись работы по совершенствованию ранее разработанных и созданию новых сильноточных бетатронов. Особое внимание при этом уделялось повышению удельных характеристик ускорителей: уменьшению их веса и габаритов, повышению надежности и мощности дозы излучения на выходе. Это достигалось за счет применения компактной конструкции электромагнита бетатрона, совмещения таких элементов, как электронная пушка и импульсный трансформатор в одном узле, повышения энергии инжекции и частоты следования циклов ускорения.

Основные технические характеристики бетатронов на 25, 30 и 50 МэВ приведены в таблице.

Бетатрон КЭС-25М является модификацией бетатрона на 25 МэВ, разработанного ранее /1/. Частота следования циклов ускорения у этого бетатрона увеличена до 100 Гц, а мощность дозы в пучке до 34 Гр/мин·м.

На базе этого ускорителя создана мобильная бетатронная установка для радиационной визуализации динамических процессов и дефектоскопии в полевых условиях.

Излучатель, схемы питания и контроля всех узлов размещены в переносимом стальном боксе с двойными стенками, промежуток между которыми заполнен теплоизолирующим материалом. Внутренние размеры бокса 6х3х2,5 м³. Полная масса бокса вместе с оборудованием 20 т. В зимнее время бокс отапливается электрическими печами. Для вывода пучка тормозного излучения в торцевой стенке бокса имеется окно. План-схема размещения оборудования в боксе представлена на рис.1.

Управление установкой осуществляется с пульта по кабелям необходимой длины. На пульте сосредоточена информация о состоянии всех узлов установки и режимах работы.

При проведении неразрушающего радиационного контроля изделий в статике получаемое изображение фиксируется на рентгеновскую пленку обычным способом.

Для контроля изделий из стали толщиной 400 мм на пленку типа *mx(Kodak)* с применением свинцовых /2 мм переднего и 3 мм заднего/ усиливающих экранов требуется экспозиция 30 мин. При этом, благодаря малым размерам фокусного пятна бетатрона, обеспечиваются высокие чувствительность /0,5%/ и качество снимков.

Для наблюдения за технологическими процессами используются флуоресцентные экраны большого размера, изображение с помощью кинокамеры и видеотелевизионной системы регистрируется на пленку и магнитную ленту.

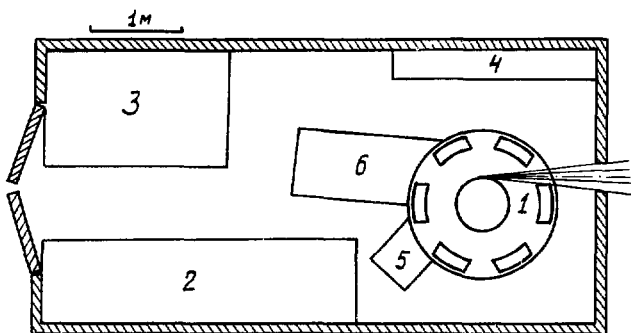


Рис.1. План-схема размещения оборудования в боксе.

I - электромагнит, 2 - схема питания инжектора, 3 - схема питания электромагнита, 4 - схема питания обмотки смещения, 5 - вакуумный пост, 6 - импульсный трансформатор с инжектором.

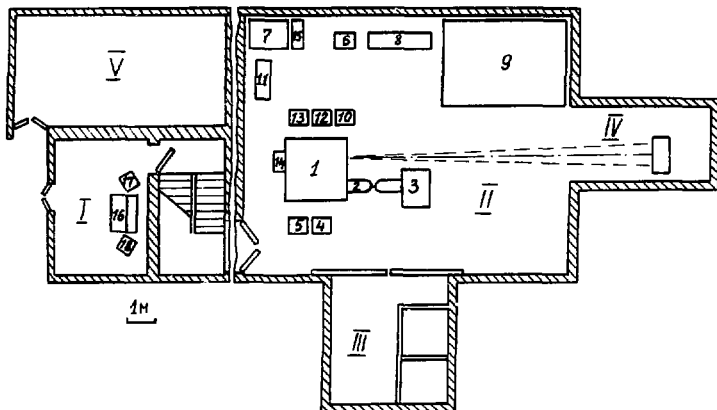


Рис.2. План-схема размещения оборудования бетатрона на 50 МэВ в лаборатории.

I - пультовая, II - экспериментальный зал, III - шахта с подъемником, IV - туннель для поглощения пучка, V - измерительная лаборатория.

1 - электромагнит, 2 - инжектор на 500 кэВ, 3 - импульсный трансформатор на 500 кВ (ИТ-500), 4 - генератор импульсов напряжения (ГИН) на 60 кВ для питания инфлектора, 5 - генератор импульсов тока (ГИТ) системы короткого сброса, 6 - модулятор на 35 кВ для ИТ-500, 7 - источник питания ГИТ-500, 8 - ГИТ питания системы смещения, 9 - ГИТ питания электромагнита, 10 - ГИТ на 150 кВ для питания системы вывода электронов, 11 - стойка энергоснабжения, 12 - стойка питания и управления вакуумным постом, 13 - течеискатель, 14 - вакуумный пост, 15 - источник питания системы смещения, 16 - пульт управления, 17 - приборная стойка, 18 - система запуска и синхронизации импульсных схем бетатрона.

Таблица

№ п/п	Характеристики	Ед. изм.	КЭС-25М	КЭС-30	БС-50
1.	Максимальная энергия ускоренных электронов	МеВ	25	30	50
2.	Мощность дозы тормозного излучения на расстоянии 1 м от мишени	Гр/мин	34	-	220
3.	Энергия ионизации	кэВ	300	300	400
4.	Длительность импульсов излучения	мкс	0,1-18	0,1-18	0,1-20
5.	Дозы в импульсе	Р	0,56	-	7,3
6.	Частота следования импульсов излучения	Гц	100	50	50
7.	Диапазон регулирования энергии	МеВ	4-25	4-30	5-50
8.	Общая потребляемая мощность	кВт	50	30	80
9.	Габаритные размеры излучателя	мм	1600x1600x x800	2400x1700x x950	2500x2500x x1200
10.	Масса электромагнита	кг	3600	3700	11000

Компактный сверхточный бетатрон на 30 МеВ, параметры которого приведены в таблице, в настоящее время находится в стадии наладки и запуска. Он предназначен для проверки, отработки и совершенствования методики контроля и визуализации динамических процессов.

Сверхточный бетатрон на 50 МеВ [2] эксплуатируется в НИИ прикладной физики Ташкентского госуниверситета с 1982 года. На его базе создана автоматизированная универсальная лаборатория для активационного анализа. План-схема лаборатории приведена на рис.2.

Бетатрон преимущественно используется как источник тормозного излучения с энергией 5-50 МеВ и мощностью дозы в пучке $0,22 + 220$ Гр/мин·м. Но при необходимости он может быть использован и как источник электронов высокой энергии. Используя простейшую систему вывода, удается обеспечить в пучке 10^{12} е/с/3% от тока пучка на мишень/.

С 1984 года электромагнит бетатрона питается униполярными импульсами тока, что позволяет снизить мощность питания и повысить равномерность загрузки фаз питающей сети.

Ускоритель оборудован двухканальной системой пневмотранспортного одновременного переключения контрольного и исследуемого образцов. Система позволяет транспортировку образцов из измерительной лаборатории к ускорителю, облученных образцов из машинного зала к измерительной лаборатории, из измерительной лаборатории к хранилищу. Время транспортировки по длине пути перемещения 30 м составляет 3,5 с.

Измерение активности образцов производится с помощью сцинтилляционных гамма-спектрометров со сцинтилляторами типа $NaJ(Tl)$ различных геометрических размеров и полупроводниковых $Ge(Li)$ - детекторов с объемом чувствительной области 50-60 см³ и энергетической разрешающей способностью $E=3,5$ кэВ, подключенных к многоканальному анализатору с числом каналов, равным 4096. Сигналы с выхода анализатора подаются на систему записи информации, обработки полученных результатов и вывода информации с использованием цифровых устройств и графопостроителей на базе микро-ЭВМ и ЭВМ типа СМ-4.

Ускорительная камера бетатрона оборудована специальным "карманом" для внутрикамерного облучения большими дозами некоторых образцов / смена образцов не требует выкачивания вакуума/, которые транспортируются к месту облучения и затем к регистрирующей аппаратуре с помощью пневмопочты. Мощность дозы при внутрикамерном облучении увеличивается в 580 раз в связи с сокращением фокусного расстояния до 120 мм.

Лаборатория выполняет заказы по активационному анализу содержания элементов в полиметаллических рудах и отходах крупнотоннажных производств промышленных предприятий Узбекистана и других республик Средней Азии.

Л и т е р а т у р а

1. Москалев В.А., Николаев В.Д., Сергеев Г.И. Разработка компактного сильноточного бетатрона. Доклады I Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. НИИЭФА, Ленинград, 1971, с.52.
2. Акимов Ю.М., Акимочкин П.В., Бабаджанов Р.Д., Громов В.А., Милотин Г.В., Москалев В.А., Мушинев Т.М., Николаев В.Д., Огулов Б.В., Сергеев Г.И., Сивков В.Н., Скворцов В.М., Тырышкин А.В., Цимбалист А.В., Шапов В.В., Шестаков В.Г. Сильноточный бетатрон на 50 МэВ. Доклады IV Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. /28-30 сентября 1982 года, Ленинград/, НИИЭФА, Л., 1982, Т.1, с.144-149.

ПОЛУЧЕНИЕ И ФОРМИРОВАНИЕ ИНТЕНСИВНОГО ИОННОГО ПУЧКА В ВЫСОКОВОЛЬТНОМ УСКОРИТЕЛЕ

Г.Г.Воронин, Г.А. Вязьменова, О.Л.Комаров, В.С.Кузнецов,
Г.А.Наливайко, А.И.Солнышков, А.Н.Фомичев
Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им.Д.В.Ефремова, Ленинград

Развитие высоковольтных ускорителей ионов и электронов в последние годы идет в основном по пути увеличения мощности ускоренного пучка. Поэтому не ослабевает интерес к работам, связанным с получением и формированием интенсивных пучков. Особые трудности имеют место при создании мощных конных ускорителей, работавших в постоянном режиме [1,2]. Такие ускорители необходимы для интенсивных генераторов нейтронов и установок для имплантации ионов.

В настоящей работе рассматриваются результаты исследований по получению и формированию пучка ионов водорода с током около 100 мА в высоковольтном ускорителе на энергию 250-300 кэВ. В качестве источника ионов был выбран дуоплазматрон, возможности которого далеко не исчерпаны и который продолжают широко применять в ускорителях на большие токи [3]. При разработке источника основное внимание было уделено вопросам теплоотвода и охлаждения отдельных узлов, а также получению и формированию пучка из плазменного эмиттера.

Конструкция источника показана на рис.1. Источник для удобства обслуживания выполнен разборным с использованием металлокерамики. Дополнительный анод охлаждается маслом. Анод источника (2) представляет собой композицию из медного и стального фланцев, соединенных термодиффузионной сваркой, с каналами для охлаждения водой и подачи рабочего газа в газоразрядную камеру. Анодная вставка с эмиссионным отверстием (диаметр 0,6 - 0,7 мм) изготовлена из вольфрама с покрытием из меди.

В источнике применен прямонакальный распределительный катод (1) типа КШВ-25. Исследование газоразрядных характеристик источника показало [4], что катоды данного типа отличаются высокими эмиссионными свойствами, устойчивостью к распылению и обеспечивают длительную работу источника при токах разряда 10-15 А. Для получения пучка с током 100-150 мА использовался анод с диаметром эмиссионного отверстия 0,7 мм. Расход газа при токе пучка 100 мА составлял 120-150 см³/час, энергетическая экономичность - 0,1 мА/Вт.

Величина вытягиваемого тока и конфигурация поперечного фазового объема пучка в значительной степени зависят от положения и формы плазменной границы, которая определяется как параметрами проникающей в экспандер плазмы, так и геометрией области отбора и потенциалом на вытягивающем электроде.

В работе ставилась задача получения пучка ионов с током около 100 мА при сравнительно низких потенциалах на вытягивающем электроде с приемлемыми для дальнейшего ускорения фазовыми характеристиками. Эмиссионные и фазовые характеристики зависят также от материала, из которого выполнен экспандер. В экспандере из немагнитного материала сильное магнитное поле источника проникает в область отбора ионов и в этом случае требуются сравнительно боль-

ние электрические поля для формирования приемлемой для отбора ионов границы плазмы. При сильных электрических полях, как правило, не удавалось получить устойчивой работы источника из-за пробоя в промежутке анод - вытягивающий электрод.

Наиболее хорошие результаты получены с экспандером из магнито-магнотного материала, геометрия которого показана на рис.2. В этом случае всегда удаётся подобрать потенциал вытягивания, при котором потери пучка на вытягивающем электроде минимальны и обеспечивается устойчивая работа источника. Вытягивающий и фокусирующий электроды (4,5) крепятся через проходные изоляторы к фланцу источника ионов. Внутри ускоряющего электрода (6) размещен электрод (7), находящийся под потенциалом - 1 кВ и препятствующий прохождению электронов к источнику ионов. Предусмотрено охлаждение электродов: вытягивающего и фокусирующего - маслом, ускоряющего - водой.

Для нахождения величины вытягиваемого тока и конфигурации начального эммитанса пучка необходимо знать форму и положение плазменного эммитера. Обратная задача об определении формы установившейся границы плазмы при заданной плотности тока была рассмотрена в работе [5]. В работе [6] при определении эммитирующей поверхности в плазменном источнике электронов изменение концентрации плазмы, большее место при ее расширении в экспандере, учитывалось в диффузионном приближении. В ионных источниках разлет плазмы в экспандере можно рассчитывать в бесстолкновительном приближении.

Для определения плазменной границы в ионном источнике нами решалась самосогласованная задача для электрического поля в области пучка и для концентрации заряженных частиц в области плазмы. В области пучка решалась система уравнений, включающая в себя уравнение Пуассона, уравнения движения ионов и уравнение неразрывности. В качестве граничных условий задавались значения потенциалов на известной и на неизвестной границах (эммитирующая поверхность) и плотность тока пучка на неизвестной границе.

Плотность извлекаемого из источника тока убывает обратно пропорционально квадрату размера расширяющейся в экспандере плазмы

$$j = j_0 \left(\frac{r_0}{r} \right)^2, \quad (1)$$

где r_0 - радиус эмиссионного отверстия, r - расстояние от центра эмиссионного отверстия до соответствующей точки плазменной границы, j_0 - плотность ионного пучка, идущего на зонд, помещенный в плазму внутри ионного источника, определяемая по известной формуле [3]

$$j_0 = 0.4 n_i e \sqrt{2 k T_e}, \quad (2)$$

где e , T_e - заряд и температура электронов; n_i , M - концентрация и масса ионов.

Система уравнений решалась методом последовательных приближений, в ходе которых каждый раз уточнялась граница плазмы до тех пор, пока в каждой точке плазменной границы плотность ионного тока, определяемая по формуле (1), не совпадала со значением j , вычисляемым для той же точки по закону Чадли-Денгрина. Найденная таким способом граница проникающей плазмы приведена на рис.2. Из этого рисунка видно, что плазменная граница имеет переменную кривизну, что определяет многоскоростную конфигурацию поперечного фазового сечения пучка.

Для оптимизации параметров ионно-оптической системы ускорителя использовалось микроканоническое приближение [7]. При выборе ионно-оптической системы ставилась задача обеспечить фокусировку пучка на токоприемнике, от-

стоящем от выхода ускорителя на расстоянии 2+3 м без дополнительной фокусировки в транспортирующем канале. Такую систему удалось создать при использовании в качестве основного фокусирующего элемента линзы, образованной входом ускорительной трубки и фокусирующим электродом (рис.3). Подбор конфигурации формы электродов и распределения потенциала на них осуществляется с использованием специально созданной оптимизационной вычислительной программы, ориентированной на применение современных диалоговых средств ЭВМ.

Экспериментальные исследования формирования интенсивного потока заряженных частиц показали, что выбранная оптическая система обеспечивает на расстоянии 2 м от выхода ускорительной трубки сфокусированный пучок с током до 100 мА и распределением плотности тока, близким к гауссовскому с шириной на полувысоте $I+2$ сд, при этом потери на диафрагме с отверстием 50 мм, стоящей перед токопределителем, составляли $I+2$ мА.

Устойчивая работа ускорительной трубки имела место при токе на ускоряющей трубке до 1 мА.

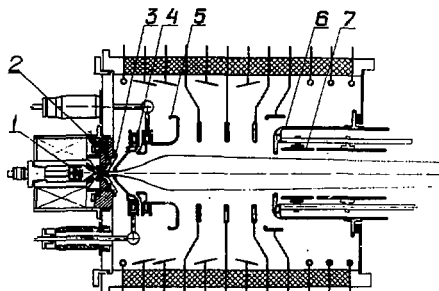


Рис. 1. Источник ионов и ускорительная трубка

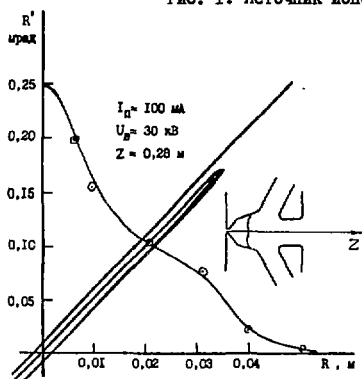
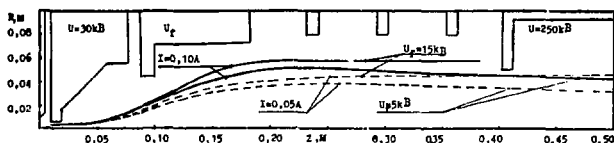


Рис. 2. Конфигурация границы плазмы, распределение плотности тока и фазовый портрет пучка ионов после вытягивающего электрода.

Рис. 3. Схема ионно-оптической системы и огибающая пучка ионов для различных режимов работы ускорителя.



Л и т е р а т у р а

1. R.Booth et al. Nucl.Instr. and Meth. 145 (1977), 25-39.
2. J.B.Huurst et al. Nucl.Instr. and Meth. 145 (1977), 14-24.
3. М.Д.Гасович, Физика и техника плазменных источников ионов , М., Атомиздат, 1976.
4. Г.Г.Воронин и др. Распределительные катоды в дуоплазмотронных источниках ионов. Препринт НИИЭА П-Д-0411, Л., 1979.
5. В.С.Болдасов, Б.И.Волков, А.Г.Свешников, Н.Н.Семанко. ДАН СССР, т.218, № 5, (1974).
6. Н.И.Бортничук, Г.П.Прудовский, В.А.Хотин, А.В.Хотича БТБ, т.47, № 9 (1977).
7. И.М.Капчинский. Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. М., Атомиздат, 1966.

**СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО СОЗДАНИЮ РАЗРЕЗНОГО МИКРОТРОНА
В ИЯФ СО АН СССР**

В.Е.Акимов, Т.Е.Вечеславова, Н.А.Винокуров, П.Д.Воблый,
Н.Г.Гаврилов, М.М.Карлинер, Е.В.Комаров, Г.Н.Кулипанов,
В.Н.Литвиненко, И.Г.Макаров, О.А.Нежевенко, Г.Н.Острейко,
Б.З.Персов, И.Я.Протопопов, С.И.Рувинский, Г.В.Сердобинцев,
А.Н.Скрипский, Э.М.Трахтенберг, В.П.Яковлев

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

В Институте ядерной физики СО АН СССР ведутся работы по созданию разрезного микротрона на энергию 30 МэВ. Схема микротрона показана на рис.1. Микротрон состоит из инжектора I, двух 180-градусных основных поворотных магнитов 2, общего (для частиц с разными энергиями) прямолинейного промежутка, где установлены ускоряющая ВЧ-структура 3, входные магниты 4, 5 и квадрупольная линза 6, и девяти разделенных прямолинейных промежутков.

Основные поворотные 180-градусные магниты являются магнитными зеркалами (см., например, [1]). Небольшой градиент магнитного поля в направлении вдоль прямолинейных промежутков обеспечивает вертикальную фокусировку электронов с фокусным расстоянием около 10 м. Для улучшения однородности поля между ярмом и плоскими листовыми полюсными наконечниками имеются воздушные зазоры 7 величиной 1 мм. Рабочий зазор магнита равен 30 мм. Для компенсации вертикальной дефокусировки краевым полем магнита служат краевые полюса с обратным полем 8. Внутрь магнита вставлена вакуумная камера с вертикальной апертурой 20 мм.

В начале разделенных прямолинейных промежутков установлены пары корректирующих магнитов 9.

Квадрупольная линза 6 фокусирует электроны по горизонтали. Этой же цели служат косые края входных магнитов 4, 5. Последние представляют собой скомбинированную тройку (5 - блок, состоящий из двух магнитов), которая не изменяет траектории частиц вне входного промежутка. Внутрь ускоряющей структуры встроены три линзы с продольным магнитным полем. В самом начале стоит электромагнитная линза 10, а две другие находятся в пролетных трубах II и выполнены с использованием постоянных самарий-кобальтовых магнитов. Каждая из этих трех линз имеет нулевой интеграл продольного поля и поэтому они не создают связи горизонтальной и вертикальной степеней свободы.

В микротрон инжектируются пучки электронов с энергией 40 кэВ и фазовой протяженностью около 30 градусов. Впуск производится магнитом 4, перед которым установлен фокусирующий соленоид 12. После первого прохода через ускоряющую структуру и основной поворотный 180-градусный магнит 2 электроны последовательно пролетают через магниты 13, 14, 180-градусные магниты 15, 16 и магниты 14 и 17, после чего второй раз попадают в ускоряющую структуру. Такой довольно сложный первый оборот позволяет обойти снизу ускоряющую структуру, подобрать оптимальную фазу второго прохода электронов через ускоряющую структуру и согласовать продольный сдвиг пучка после первого прохода через ускоряющую структуру с продольным акцептансом микротрона.

Параметры ускоряющей структуры микротрона приведены в таблице 1. Структура представляет собой цепочку из девяти резонаторов, связанных через общий коаксиальный резонатор 18. Резонаторы структуры снабжены шунтирующими нагрузками для подавления высших мод, возбуждаемых пучком. Перестройка ускоряющей структуры производится изменением резонансной частоты коаксиального резонатора при перемещении бесконтактного коаксиального замыкателя. Мощность вво-

Таблица 1

Рабочая частота	915 МГц
Пунктовое сопротивление ускорения структуры	35 МОм/м
Добротность	20000
Коэффициент связи	1,8%
Набор энергии на одном проходе	3 МеВ

Таблица 2

Энергия электронов	280 кэВ
Мощность электронного пучка	2,5 МВт
Длительность импульса	50 нс
Частота повторения	2 имп/с
Выходная мощность	1,7 МВт
К.П.Д.	65%
Электронный к.п.д.	74%
Коэффициент усиления	26 дБ

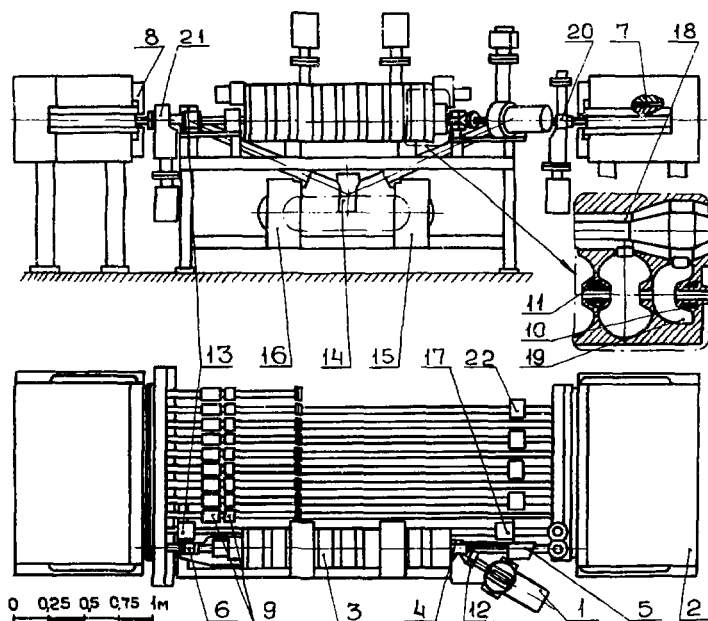


Рис. 1.

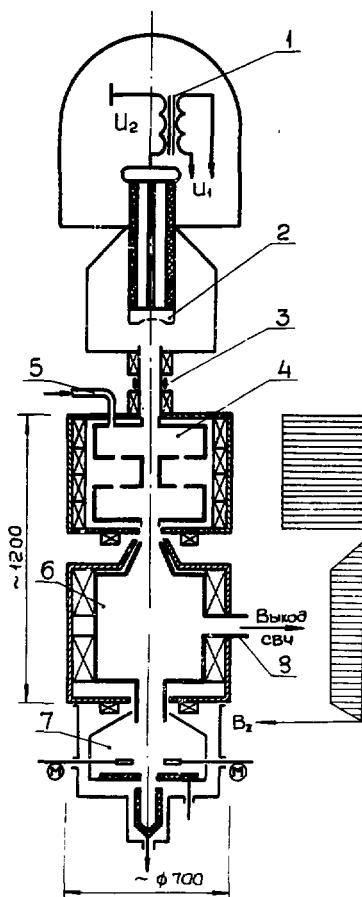


Рис. 2.

дится в коаксиальный резонатор через согласующий четвертьволновой трансформатор. Для оптимизации ускорения частиц при первом проходе через ускоряющую структуру ее первый резонатор 19 деформирован.

Источником ВЧ мощности для микротрона является магникон — новый СВЧ генератор с круговой разверткой пучка электронов [2]. Магникон представляет собой дальнейшее развитие гирокона [3].

Конструктивная схема прибора изображена на рис.2. Источником электронов является пучок 2 с катодом из LaB_6 , на которую через повышающий трансформатор 1 подается импульс ускоряющего напряжения. Электронно-оптический канал 3 (служит для согласования пучка с магнитной системой устройства круговой развертки 4 [4], которое состоит из двух резонаторов, помещенных в общий соленоид, создающий продольно-однородное магнитостатическое поле величины около 1 кГс. В резонаторах возбуждаются колебания E_{110} с круговой поляризацией магнитного поля в присоединенной области (в первом резонаторе — от внешнего источника через ввод мощности 5, во втором возбуждение производится самим пучком). Постоянное магнитное поле ограничено на определенном расстоянии от выхода из резонаторов магнитным экраном. Величина и направление магнитостатического поля выбираются такими, чтобы циклотронная частота Ω была в два раза выше величины ω (ω — частота развертки), а направления циклотронного вращения и вращения ВЧ поля совпадали. Электронный пучок покидает устройство развертки вблизи оси практически без потерь угла отклонения. Далее электроны выходят на необходимый радиус и попадают в магнитостатическое поле соленоида, внутри которого находится выходной резонатор 6. При этом происходит дополнительное преобразование продольной составляющей скорости в поперечную вращательную. Двигаясь по спиральной траектории, электроны возбуждают в выходном резонаторе бегущую по азимуту волну (колебания E_{110}) и, отдав ее энергию, попадают в коллекторную секцию 7. Циклотронная частота должна быть близка к рабочей, т.е. к той, на которую настроен выходной резонатор. Полученная ВЧ мощность передается в нагрузку через устройство вывода 8.

Примеры работающего магникона приведены в таблице 2.

Для измерения поперечных размеров пучка и координат его центра тяжести служат сеточные вторичноэмиссионные датчики 20, 21 (рис.1). Они установлены по обоим концам общего прямоугольного промежутка, в начале каждого отдельного промежутка и на наклонных участках первичного оборота. На концах нечетных промежутков, начиная с третьего, расположены магнитно-индукционные датчики положения пучка 22.

В настоящее время изготовлены и испытаны новый СВЧ генератор — магникон и инжектор микротрона. Все основные узлы микротрона также изготовлены и начата сборка и подготовка к запуску всего микротрона.

Литература

1. В.М.Кальман, С.Я.Явор. Электронная оптика. Ленинград, "Наука", 1968.
2. Карлинер М.М. и др. Электронный прибор СВЧ-магникон: А.с. СССР 1110335 ЗИ. 1966, № 4, с.261.
3. Budker G.I. et al. Particle Accel., 1974, Vol.10, p.41.
4. Карлинер М.М. и др. Устройство для получения круговой развертки пучка заряженных частиц: А.с. СССР № 1043761. — О.И., 1983, № 35, с.242.

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ МАЛОГАБАРИТНЫХ ЗАПАЯННЫХ ИОННЫХ ДИОДОВ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ И ПРОЗРАЧНЫМ ВНУТРЕННИМ АНОДОМ ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ИМПУЛЬСНЫХ НЕЙТРОННЫХ ПОЛЕЙ

Б.А.Войтенко, В.М.Гулько, Н.Ф.Коломиец, К.И.Козловский, Р.П.Плешакова, Е.В.Рябов, Е.А.Сотниченко, А.Е.Шиханов, К.И.Яковлев

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

В процессе разработки и исследования малогабаритных запаянных диодов для генерации более 10^9 нейтронов/с появляется проблема сведения к минимуму электронной проводимости, возникающей при бомбардировке нейтронообразующей мишени ускоренными нуклидами водорода и автоэлектронной эмиссии [1].

Как правило, электронная проводимость в диоде может на порядок превышать ионную. В результате доля энергии, запасаемая в емкостном накопителе электрической схемы включения диода, вкладываемая в ускорение ионного компонента, мала. В малогабаритных излучателях с ограниченной мощностью импульсного высоковольтного источника возможно при этом уменьшение амплитуды ускоряющего импульса за счет падения напряжения на внутреннем сопротивлении источника и подводящей линии.

Традиционная система подавления электронов с катода использует для этих целей сетчатый электрод, отрицательно смещенный на величину $\sim$ кВ относительно катода [1], однако в ряде мощных малогабаритных диодов, например, с лазерным ионным источником, где ускоряются потоки дейтронов с общим зарядом ≥ 10 мкФл, сам сетчатый электрод начинает эмиттировать электроны, и указанная система перестает быть эффективной [2]. В работах [3,4] были высказаны идеи использования в запаянных диодных ускорительных трубках принципа магнитной изоляции электронов с катода и прозрачного анода.

Два варианта реализации нейтронной трубки с магнитной изоляцией представлены на рис.1. Первый вариант использует трехэлектродный вакуумно-дуговой источник дейтронов, а второй - лазерный [1]. Ионное облако распространяется с большой скоростью ($> 10^8$ м/с) в область, охватываемую нейтронообразующей мишенью, соосно с которой вне объема расположена секция кольцевых магнитных элементов из самарий-кобальтового сплава с продольной намагниченностью, создающая в прикатодной области магнитное поле с индукцией $B \approx 0,25$ Тл. В этих условиях плазменная струя оказывается замagnetической по электронному компоненту, причем кольцевые магниты частично уменьшают ее апертуру, играя одновременно роль линзы.

Вытягивание дейтронов из плазменного облака и их последующее ускорение происходят под действием ускоряющего импульса $U(t)$ с амплитудой $U_0 \geq 100$ кВ и длительностью несколько микросекунд, прикладываемого между катодом и плазмой, фронт которой играет роль движущейся анодной поверхности. При этом процесс ускорения может быть описан с помощью самосогласованного уравнения Пуассона вида:

$$\frac{d^2\omega}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\omega}{dr} = \frac{P}{2\pi L \epsilon_c} \sqrt{\frac{M}{2e}} \left\{ \omega^{-\frac{1}{2}} \left[1 - \omega - \beta^2 \left(\frac{L}{r} - \frac{r}{\delta} \right)^2 \right]^{-\frac{1}{2}} \prod(r-r^*) \right\} \quad (1)$$

где $W = -\varphi_0$ - относительная кинетическая энергия дейтрона; φ - электрический потенциал; r - радиус цилиндрической системы координат; L, b - длина и радиус катода; ϵ_0 - диэлектрическая проницаемость вакуума; M - масса протона; e - элементарный электрический заряд; $P = I_D \sqrt{2} U^{-1/2}$ - перванс диода по дейтронному току I_D ; $\alpha = 2\sqrt{m \cdot I_D / I_D}$; I_D - ток эмиссии с катода; m - масса электрона; Π - функция Хевисайда; r^* - радиус точки поворота электронов в диоде; $\beta = \sqrt{e/m} B \delta U^{-1/2}$ параметр магнитной изоляции.

Решение $W(r)$ должно удовлетворять начальным $W(a) = W'(a) = 0$ и граничному $W(b) = 1$ условиям; a - радиус плазменного фронта. Приближенный анализ уравнения (1) показывает, что максимальный перванс диода, а следовательно, и нейтронный выход достигается при "критическом" значении параметра $\beta_{кр} = ab(\delta^2 - \alpha^2)$, соответствующем равенству $a = r^*$. В этом случае имеет место максимальная компенсация объемного заряда дейтронов электронами. При $\beta > \beta_{кр}$ уменьшается область, занимаемая электронами, а вместе с ней компенсация объемного заряда дейтронов и перванс, определяющий нейтронный выход.

Такое изменение нейтронного выхода наблюдалось в эксперименте: при изменении индукции магнитного поля в макете диода, описанного в [3], было обнаружено наличие максимума нейтронного потока в области значений $B \sim 0,6$ Тл, соответствующих $\beta_{кр}$.

В отсутствие плазмы значение критического магнитного поля для конструкций, изображенных на рис.1, на порядок меньше и составляет, по численным оценкам, величину $B \sim 0,06$ Тл.

В эксперименте с макетом запяного диода, использующем постоянный магнит, варьировалось число ускоренных ионов N_i (параметрами ионного источника) и ускоряющее напряжение (кривые 1,2 на рис.2). Наличие максимума нейтронного выхода N по U_0 , также по численным оценкам, соответствует $\beta_{кр}$, причем падение N с дальнейшим ростом U_0 связано со срывом магнитной изоляции при попадании электронов в область, занимаемую плазмой. Кривая 2 носит характер насыщения с ростом N_i , что можно объяснить неполным их вытягиванием из плазмы и захорачиванием через нее ускоряющего зазора. Кривая 3 иллюстрирует возможность повышения нейтронного выхода с увеличением B в определенных пределах, когда $\beta \leq \beta_{кр}$, в соответствии с вышеизложенным.

Как видно из рис.1, диод реализуется как в металлостеклянном варианте (а), так и в металлокерамическом исполнении (б). В обоих случаях он допускает применение как вакуумно-дугового, так и лазерного ионных источников.

В результате макетных испытаний на одном из вариантов диода при частоте 25 Гц был получен поток в полный телесный угол $> 10^{10}$ нейтронов/с (реакция D-T) при $U_0 \approx 130$ кВ, что соответствовало (по оценкам) амплитуде импульса тока ускоренных дейтронов ≈ 10 А.

Другая возможность уменьшения электронной проводимости связана с использованием в диоде прозрачного внутреннего анода [4]. Аналогом такого технического решения послужили мощные системы типа "отражательный триод". В качестве прозрачного анода может быть использована система из нескольких дугообразных электродов, расположенных на торце полого цилиндра держателя. На рис.3 приведены два варианта реализации такой ускоряющей системы с лазерным (а) и трехэлектродным вакуумно-дуговым ионным источниками (б). Подробное описание элементов конструкции запянных трубок и физики работы диода содержится в [4,5], поэтому мы ограничимся только результатами измерения

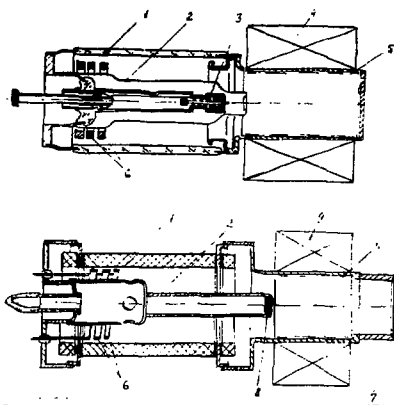


Рис.1. Схематические разрезы ускорительных трубок с магнитной изоляцией: а-вариант с вакуумно-дуговым ионным источником; б - лазерным.

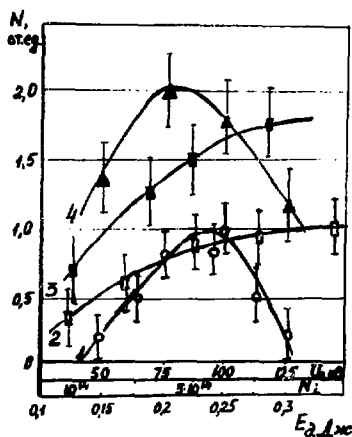


Рис.2. Зависимость нейтронного выхода в относительных единицах от параметра U_0 .

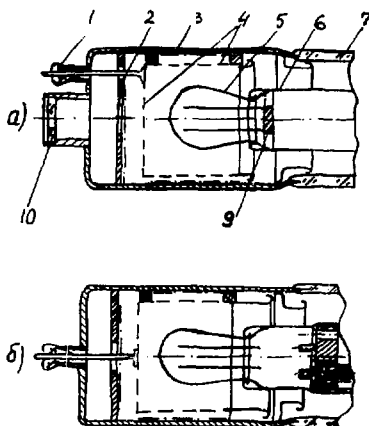


Рис.3. Схематические разрезы ускоряющих систем с прозрачным анодом: а-вариант с вакуумно-дуговым ионным источником; б - лазерным.

нейтронного выхода одного из вариантов диода, выполненного в эксплуатационном варианте (нейтронная трубка ДИИ-1) с вакуумно-дуговым источником дейтронов.

В результате проведенных испытаний был получен поток в полный телесный угол, превышающий 10^9 нейтронов/с при частоте 5 Гц и $U_0 \approx 130$ кВ, что соответствовало амплитуде тока ускоренных дейтронов ≈ 5 А.

На выходные параметры трубки существенно влияет энергетика ионного источника, определяющая число ускоряемых частиц. На рис.2 приводится график 4 зависимости нейтронного выхода от энергии E_2 , вкладываемой в вакуумную дугу. Полученная зависимость говорит о существовании оптимума по E_2 , связанного с насыщением диода по ионному току.

Л и т е р а т у р а

1. Цыбин А.С., Шиканов А.Е. Известия вузов СССР. "Физика", том 28, № 8, 1986, с. 3-31.
2. Беспалов Д.Ф., Быковский Ю.А., Козловский К.И., Козырев Ю.П., Минц А.З., Плевакова Р.П., Рябов Е.В., Цыбин А.С., Шиканов А.Е. Труды УП Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том 2, Дубна, ОИЯИ, 1981, с. 245-247.
3. Быковский Ю.А., Козырев Ю.П., Козловский К.И., Цыбин А.С., Шиканов А.Е. Физика плазмы, том 7, вып.5, 1981, с. 1024-1031.
4. Гулько В.М., Коломиец Н.Ф., Михайленко Б.В., Старинский А.А., Шиканов А.Е. Нейтронная физика. Материалы VI Всесоюзной конференции по нейтронной физике, том 4, М., ЦНИИатоминформ, 1984, с. 270-273.
5. Беспалов Д.Ф., Войтенко В.А., Гулько В.М., Коломиец Н.Ф., Плевакова Р.П., Рябов Е.В., Цыбин А.С., Шиканов А.Е. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц (октябрь 1984, Дубна), т.2, ОИЯИ, Дубна, 1985, с. 121-123.

Индукционные ускорители электронов - бетатроны - получают все большее распространение в промышленности, медицине, строительстве. В ряде случаев относительно низкая мощность дозы излучения понижает производительность работ с использованием бетатронов и ограничивает область их применения.

Так как при выполнении некоторых практических задач требование "точечного" источника излучения не обязательно, то получить большее число ускоренных частиц в цикле можно, если ускорять их одновременно по нескольким равновесным орбитам, расположенным в одном блоке излучателя. Пучки электронов могут ускоряться по орбитам, расположенным в средней плоскости рабочего зазора, и в одном блоке излучателя можно выполнить несколько рабочих зазоров [1]. Кроме того, ускорение электронов может осуществляться в объеме открытой пробочной ловушки [2].

Сложная структура управляющего поля затрудняет изучение динамики ускоренных частиц, но в некоторых случаях магнитное поле полиорбитных ускорителей можно описать аналитически, подобно тому как это было сделано для традиционного бетатрона [3].

Так как фокусирующие свойства магнитного поля бетатрона характеризуются потенциальной функцией [3]:

$$V_{\mu} = \frac{e}{2mc^2} \left(A(r, z) + \frac{C}{r} \right)^2 = \frac{e}{2mc^2} \left(\frac{r^2 H_z(r, z)/2 + C}{r} \right)^2, \quad (1)$$

где $A(r, z)$ - векторный потенциал магнитного поля, удовлетворяющий уравнению

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - \frac{A}{r^2} = 0, \quad (2)$$

$\bar{H}_z(r, z)$ - средняя напряженность поля в круге радиусом r , а C - постоянная, характеризующая "начальные" условия электронов, то необходимые условия существования нескольких равновесных орбит зависят от расположения этих орбит в рабочем зазоре. Например, необходимые условия существования нескольких равновесных орбит, расположенных в параллельных плоскостях, расстояние между которыми равно $2z_0$, можно записать в виде [4]:

$$\begin{aligned} V_{\mu}(r_0, z=0, z=z_{01} \dots) &= 1, & \frac{\partial V_{\mu}}{\partial r} \Big|_{r=r_0} &= 0, & \eta(r_0, z=0, z_{01} \dots) &= \eta_0 \\ \frac{\partial V_{\mu}}{\partial z} \Big|_{z=0, z_{01} \dots} &= 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Принимая во внимание, что характеристики магнитного поля должны периодически повторяться по z - координате и полагая $C = 0$, потенциальную функцию можно представить в виде

$$V_{\mu} = A^2(r, z) = \left\{ b_1 r + \frac{b_2}{r} + [a I_1(\omega r) + b K_1(\omega r)] \cos \omega z \right\}^2, \quad (4)$$

где $I_1(\omega r), K_1(\omega r)$ - бесселевы функции мнимого аргумента, $\omega = 2\pi/z_{01}$.

Выражение (4) записано с учетом симметрии поля относительно плоскости $z = 0$, а следовательно, и плоскостей $z = z_{01}, z = 2z_{01} \dots$. Если кроме (3) задать величину периодически повторяющегося потенциального барьера A_0^2 в плоскостях $z = \frac{z_{01}}{2}$.

$$z = \frac{3z_{01}}{2} \dots, \text{ то } z_{01} = \sqrt{\frac{2\pi^2 r_0^2}{\eta_0 (A_0^2 - 1)}}. \quad (5)$$

Следовательно, расстояние между плоскостями равновесных орбит при выбранном значении их радиуса r_0 определяется величиной показателя спада поля ρ_0 на равновесном радиусе и величиной барьера A^2 в x -плоскости, причем при $\rho_0 \rightarrow 0$, $\rho_{01} \rightarrow \infty$.

В том случае, если в средней плоскости рабочего зазора расположены две равновесные орбиты, то условия их существования запишутся в виде:

$$V_{\text{м}}(r_{01}, x=0)=1, \quad \frac{\partial V_{\text{м}}}{\partial r} \bigg|_{r=r_{01}} = 0, \quad \frac{\partial V_{\text{м}}}{\partial x} \bigg|_{x=0} = 0, \quad n(r_{01}, x=0)=n_{01}. \quad (6)$$

$$V_{\text{м}}(r_{02}, x=0)=1, \quad \frac{\partial V_{\text{м}}}{\partial r} \bigg|_{r=r_{02}} = 0, \quad \frac{\partial V_{\text{м}}}{\partial x} \bigg|_{x=0} = 0, \quad n(r_{02}, x=0)=n_{02}.$$

Учитывая условия симметрии поля относительно плоскости $x=0$, потенциальную функцию в простейшем случае можно записать [5]:

$$V_{\text{м}}(r, x) = A^2(r, x) = \left\{ b_1 r + \frac{b_2}{r} + [a J_1(\kappa r) + b Y_1(\kappa r)] \cosh \kappa x \right\}^2, \quad (7)$$

где $J_1(\kappa r)$, $Y_1(\kappa r)$ — функции Бесселя 1-го и 2-го рода первого порядка.

Если обозначить $b_1 r_{01} + b_2/r_{01} = A_0$, $b_1 - b_2/r_{01}^2 = 0$, то получим $b_1 = A_0/2r_{01}$, $b_2 = A_0 r_{01}/2$, $\kappa = \frac{1}{r_{01}} \sqrt{\frac{n_{01}}{1-A_0}}$.

Коэффициенты a и b можно найти из уравнений

$$a J_1(\kappa r_{01}) + b Y_1(\kappa r_{01}) = 1 - A_0, \quad \kappa [a Y_0(\kappa r_{01}) + b J_0(\kappa r_{01})] = \frac{1-A_0}{r_{01}}.$$

Таким образом, задавая первый радиус равновесной орбиты r_{01} , n_{01} , A_0 , можно исследовать поведение векторного потенциала A , потенциальной функции $V_{\text{м}}$, $n(r, x)$ и компонент поля. Заметим, что A_0 характеризует удельный вклад неперидической составляющей вектор-потенциала поля на "первом" равновесном радиусе. Влияние A_0 и ρ_0 на поведение указанных характеристик поля при выбранном r_{01} можно исследовать путем просчета различных вариантов на ЭВМ. В качестве примера были выполнены соответствующие расчеты и произведено сравнение с характеристиками поля малогабаритного бетатрона, у которого $r_0 = 0,06$ м, $\rho_0 = 0,6$. В результате расчетов получены следующие выводы:

1. При $r_{01} = \text{const}$, $\rho_{01} = \text{const}$ изменяя A_0 , можно в достаточно широком диапазоне менять величину области устойчивого движения частиц. При определенных значениях A_0 наблюдается появление второй области, в которой обеспечивается радиальная устойчивость движения частиц. Минимум потенциальной функции, существующий в окрестности второй равновесной орбиты, меняется в широком диапазоне изменением A_0 .
2. Радиальное расстояние между равновесными орбитами растет пропорционально r_{01} и уменьшается с ростом ρ_{01} .
3. Величина второго минимума потенциальной функции может быть получена меньше и больше единицы выбором A_0 , что говорит о том, что в одном блоке излучателя можно получать пучки заряженных частиц различной энергии.
4. При таком описании поля около второй равновесной орбиты нарушается фокусировка частиц по x -направлению. Нарушение фокусировки объясняется тем, что около r_{02} показатель спада поля ρ меняет знак. Нарушение фокусировки устраняется соответствующим выбором угла наклона профилированной поверхности полюсов в этой области.

Таким образом, зная поведение $A(r, x)$ и $V_{\text{м}}(r, x)$, можно в обоих случаях легко определить все характеристики магнитного поля, рассчитать силовые линии и эквипотенциальные поверхности, т.е. сократить объем моделирования, выполняемого на физической модели.

Рассматриваемые магнитные поля могут быть сформированы системой проводников с током, либо комбинацией ферромагнитного материала и катушек, причем часть ферромагнитного материала, расположенного у торцевых частей ускорителя, может выполнять роль магнитного "зеркала".

Полиорбитные индукционные ускорители могут найти широкое применение, например, в установках радиационно-химической технологии, так как индукционные ускорители на энергию 1-30 МэВ являются относительно дешевыми, имеют малые эксплуатационные затраты, просты по устройству.

Кроме индукционных, полиорбитными могут быть и другие ускорители, например, синхротроны, накопители.

ЛИТЕРАТУРА

1. Звонцов А.А., Касьянов В.А., Чахлов В.Д. Ж Т Ф т.55. в. 9.с.1818, 1985.
2. Касьянов В.А. и др. - В сб. Тезисы докладов пятого Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. с.110. М., "Наука", 1985, с.110.
3. Родимов Б.Н. Изв. ТПИ, 87, 3. Томск, 1957.
4. Звонцов А.А. и др. Ж Т Ф т.53, в.7, с.1300, 1983.
5. Енидорцева С.В., Звонцов А.А., Кадушкевич С.Б. Изв.вузов. Физика, I, с.126, 1985.

INDUSTRIAL APPLICATIONS WITH THE GANIL HEAVY ION BEAM

C. Bieth

GANIL, BP 5027, 14021 CAEN CEDEX - FRANCE

1) INTRODUCTION

Two years ago at GANIL, a group of physicists investigated the possible industrial application of heavy ions beams. Among medical studies, anti-reflecting surfaces, electronic field emission ..., the most promising application on a short period seemed to be microfilters. Many laboratories ^{1,2,3,4} in the world have worked and produced industrial microporous membranes. Following their results, research and development on the influence of various parameters (type of ions, energy U.V treatment, etching procedure ...) have been carried out at GANIL with the collaboration of the CIRIL lab. Finally, a contract with the firm BIOSYSTEM INTERNATIONAL has been signed to start eventually an industrial production in 1987.

2) GANIL BEAM PROPERTIES

2.1. Irradiation of industrial membranes includes some unique features as :

- fast production rate for a commercial cost as low as possible,
- variable width of the irradiated film from a few centimeters to a few tens of centimeters, with a good homogeneity,
- simplicity of the irradiation bench. From this point of view irradiation of the film at atmospheric pressure is a great advantage.

2.2. Previous studies have shown that for microporous membranes it's interesting to use the heaviest ions with energies depending on the density and thickness of the irradiated film. The three best suitable beams at GANIL are presently : XENON, KRYPTON and ARGON.

Energies could be adjusted between 5 to 7 MeV/A, using cyclotrons Co +CSS1 only, and (for example around 25 MeV/A), using CO+CSS1+CSS2. These energies are large enough to allow a thin window between the vacuum and the roller and to produce membranes with thickness of several tens of microns.

2.3. The available beam intensity on the target is actually between 10^{11} pps to 10^{12} pps. Depending on the final hole diameters and porosities which are required, the production rate can be important.

2.4. The GANIL beam emittance is rather small (5mmmrad from CSS2 and 15mmmrad from CSS1). In order to produce large irradiated film width it's necessary to sweep the beam at least in one direction for a good homogeneity.

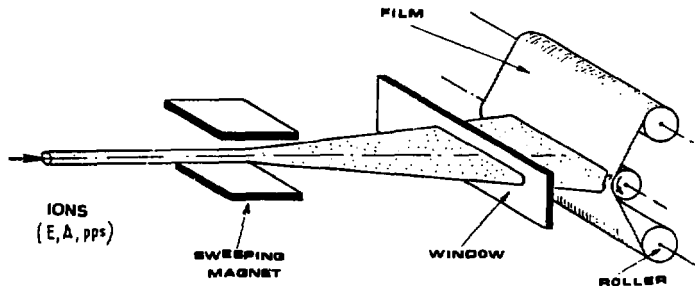


Fig.1. Principle of the irradiation beam line.

Special fast sweeping magnets have been designed and are included in a beam line devoted to the industrial production.



Fig.2. Prototype of a sweeping magnet.

3) MEMBRANES STUDIES

With the assistance of the laboratories CIRIL and DESCIP (CEA), GANIL has investigated the main parameters of the etching technique and various pre-treatments. Effects of : etchant concentration, temperature, additional products, procedures and U.V or electron bombardement, have been reviewed. As an example (Fig.3) shows the U.V treatment effect on the pore formation, measured during track etching and continuously monitored by the use of a high sensitivity bridge.

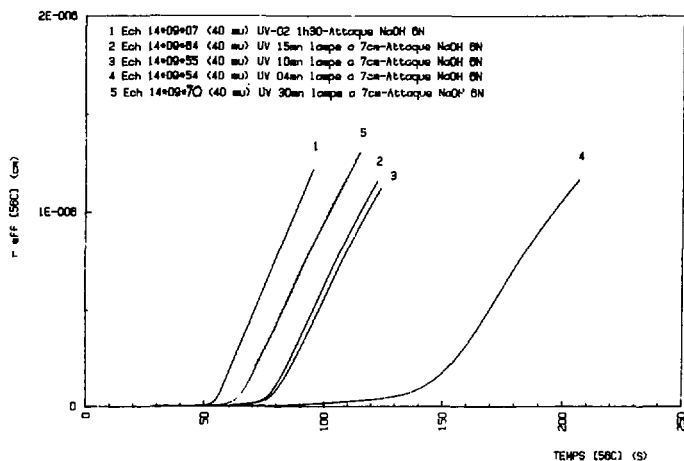


Fig.3. Treatment effects on pore formation.

Other parameters as conicity, multi-hole, effective porosity ... are analysed with scanning electron microscope and image analyser, thermoporometer, liquid, filtrations experiments.



Fig.4. SEM photomicrographs of membrane.

4) OTHER APPLICATIONS

With the collaboration of specialized industrial firms, we will soon start studies on the anti-reflecting surfaces, and later on electronic field emission surfaces.

REFERENCES

- 1) G. SOMOGYI, Radiat.Eff.16, 233 (1972).
- 2) R.L. FLEISCHER, P.B. PRICE and R.M. WALKER, Nuclear Tracks in Solids. Principles and Application (UNIV. CALIFORNIA, BERKELEY and L.A 1975).
- 3) C. RIEDEL and R. SPOHR, Radiat.Eff.42, 69 (1979).
- 4) P. YU. APEL, Nuclear Tracks 6, 115 (1982).

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ОЧИСТКИ
ГАЗООБРАЗНЫХ ОТХОДОВ ПРОМЫШЛЕННЫХ ПРЕДПРИЯТИЙ

В.А.Глухих, А.С.Иванов, М.П.Свинын, М.Т.Федотов

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

О.А.Войналович

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР, Москва

В настоящее время загрязнение воздуха газообразными отходами производства становится серьезной проблемой для многих промышленно-развитых стран. Одним из основных источников загрязнения являются металлургические предприятия и тепловые электростанции, использующие жидкое и твердое топливо. Содержащиеся в газообразных выбросах окислы серы (в основном SO_2) и азота (в основном NO_2) вредны для людей, животных и растений, а задача удаления из выбросов этих веществ пока до конца не решена.

В последние годы в нашей стране и за рубежом выполнен ряд исследований с целью определения возможностей использования ионизирующих излучений для защиты окружающей среды. Среди публикаций, посвященных данному вопросу, значительный интерес представляют работы японских ученых по очистке газообразных продуктов сгорания путем облучения их пучком ускоренных электронов [1, 2].

Опыт эксплуатации на одном из металлургических заводов полупромышленной установки для облучения отходящих газов с производительностью до 10^4 м³/час с двумя ускорителями электронов на энергию 600 кэВ и суммарной мощностью пучка до 50 кВт [3] свидетельствует, что достигается удаление из смеси около 80% NO_x и 95% SO_x .

При этом не имеются принципиальных ограничений для создания аналогичных установок значительно большей мощности, поскольку качество очистки смеси практически не зависит от скорости газового потока, если все другие характеристики процесса (состав смеси, доза облучения, температура) остаются неизменными. Так, например, для электростанции мощностью 100 МВт, с газовой выделением около $5 \cdot 10^5$ м³/час необходимая мощность источника излучения составляет 2,5 МВт, а стоимость очистки газов с использованием электронного пучка не превышает затрат на очистку традиционным способом [4].

Для менее мощных источников газовой выделенной (например крупных котельных промышленных предприятий) с выбросом смеси до 10^5 м³/час необходимы источники с мощностью излучения до 500 кВт.

Наиболее мощные ускорители, разработанные в настоящее время за рубежом и в нашей стране, имеют мощность около 200 кВт, и можно предположить, что увеличение их мощности в 2-3 раза не вызовет значительных затруднений, поскольку при этом могут быть использованы уже известные схемные, конструктивные решения.

Специфической особенностью рассматриваемого процесса является низкая плотность облучаемого вещества ($1,3$ г/дм³). Это позволяет использовать для

облучения ускорители с малой энергией ($E = 0,5 + 0,75 \text{ МэВ}$), для которых характерна наиболее низкая стоимость излучения. Подобные ускорители, кроме того, могут иметь индивидуальную радиационную защиту от тормозного излучения, что позволяет при соблюдении правил радиационной безопасности размещать их в обычных производственных помещениях на небольших площадях.

На рис.1 изображена радиационная часть установки, состоящая из камеры и четырех излучателей, с направленными навстречу друг другу электронными пучками. Камера имеет радиационную защиту и может размещаться в обычных производственных помещениях. В её входной части установлен турбулизатор газового потока, который обеспечивает равномерное облучение всей массы газа. Диаметр камеры облучения определяют на основании известной зависимости проникающей способности электронов от их энергии (рис.2), исходя из условий равномерного распределения поглощенной дозы в газовом потоке.

Для обеспечения наибольшей эффективности вывода электронного пучка излучателей и уменьшения тепловых нагрузок на мембрану выходного окна целесообразно использовать ускоритель с возможно большей энергией. С другой стороны, при увеличении энергии возрастают габариты установки, увеличивается её стоимость и требуется более громоздкая защита от тормозного излучения. Величина $E = 0,75 \text{ МэВ}$ представляется оптимальной, т.к. при этом удельные потери энергии в мембране ускорителя близки к минимальным, и в то же время ещё оказывается возможным использовать имеющую целый ряд преимуществ конструкцию с несколькими выносными излучателями и общим высоковольтным генератором. Как видно из рис.2, при этой энергии оптимальная плотность вещества, находящегося между излучателями, составляет $0,35 \text{ г/см}^2$, что соответствует слою газа толщиной $2,7 \text{ м}$.

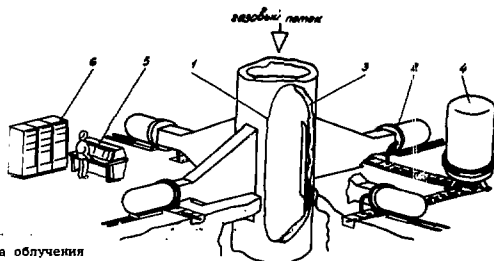
Электроны, эмиттируемые источником, находящимся под напряжением, — 750 кВ относительно земли, ускоряются в ускоряющей системе, затем электронный пучок сканируется в двух направлениях развертывающим устройством и выводится из вакуумной камеры ускорителя через металлическую мембрану. Выведенный пучок имеет размеры $100 \times 3000 \text{ мм}$. Ускоряющая структура и источник электронов размещены внутри металлического сосуда, заполненного изолирующей газовой смесью. Излучатели соединены с общим высоковольтным генератором кабелями с заземленной оболочкой.

Высоковольтный генератор представляет собой повышающий трансформатор с секционированной вторичной обмоткой и встроенными выпрямительными элементами, и так же, как излучатель, размещается в металлическом баке диаметром 2 м и высотой 3 м . Его питание производится непосредственно от трехфазной промышленной сети; потребляемая мощность составляет около 600 кВт .

Система управления ускорителем состоит из пульта и трех стандартных стоек с электронной аппаратурой.

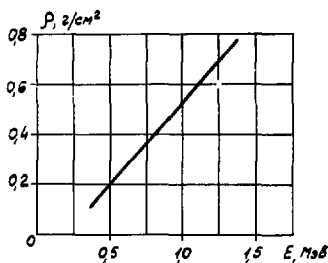
При определении целесообразности создания рассматриваемой установки решающее значение играют экономические соображения, поскольку, как указывалось выше, для очистки газов могут быть использованы и традиционные методы.

Исходя из предварительной оценки величины капитальных затрат, эксплуатационных расходов, расчетной величины рабочего времени ($7000 \text{ часов за год}$) и производительности установки, можно сделать вывод о том, что себестоимость очистки 1000 м^3 газовой смеси составит $35,5 \text{ коп.}$ Если данная величина является приемлемой, увеличение производительности системы газоочистки может быть достигнуто за счет параллельной работы нескольких однотипных модулей, аналогичных описанному выше.



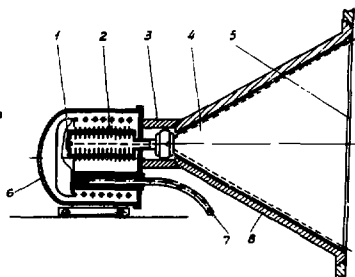
1. Камера облучения
2. Излучатель
3. Радиационная защита
4. Высоковольтный генератор
5. Пульт управления
6. Стойки питания и управления

Р и с.1. Радиационная часть установки для очистки газообразных отходов.



Р и с.2. Зависимость оптимальной поверхностной плотности облучаемого материала от энергии ускоренных электронов при двустороннем облучении.

1. Источник электронов
2. Ускоряющая система
3. Развертывающее устройство
4. Вакуумная камера
5. Мембрана
6. Сосуд
7. Кабель
8. Радиационная защита



Р и с.3. Излучатель ускорителя.

Использование в качестве источников облучения ускорителей большей мощности позволит уменьшить себестоимость очистки, однако потребует проведения дополнительных исследований с целью обеспечения долговременной и устойчивой работы основных элементов ускорителя и радиационной установки в целом.

Л и т е р а т у р а

1. K.Kawamura, S.Aoki, J.Atom Energy Soc. Japan. 14 (11), 597 (1972).
2. K.Kawamura, S.Aoki, W.Kawakami, S.Hashimoto, S.Machi, Treatment of Exhaust Gases by Irradiation. Proc. of Symp. "Radiation for a Clean Environment". Munich, 1975.
3. Ka.Kawamura, Kc.Kawamura, T.Katayama. The Pilot Plant Experiments of Electron Beam Irradiation Process for Removal of NO_x and SO_x from Sinter Plant Exhaust Gas in the Iron and Steel Industry. Proc. of the Third Int. Meeting on Radiation Processing. Tokyo, Oct. 26-31, 1980.
4. M.R.Cleland, C.C.Thompson, H.F.Malone. The Prospects for Very High Power Electron Accelerators for Processing Bulk Materials. Proc. of the First Int. Meeting on Radiation Processing. Puerto Rico, May 9-13, 1976.

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗРАБОТКИ НЕЙТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ
В НИИЭФА им.Д.В.Ефремова

Г.Г.Воронин, А.С.Иванов, Г.М.Латманнизова, М.П.Свинын,
Г.В.Тарвид, М.Т.Федотов
Научно-исследовательский институт электрофизической
аппаратуры им.Д.В.Ефремова, Ленинград

Для последнего десятилетия характерно широкое развитие работ по повышению выхода нейтронов и стабильности нейтронного потока нейтронных генераторов, создаваемых на основе ускорителей заряженных частиц. Это обусловлено прежде всего потребностями в интенсивных потоках нейтронов для исследования радиационной стойкости материалов термоядерных реакторов, а также для нейтронной терапии и исследовательских работ в различных областях науки и техники [1].

В НИИЭФА им.Д.В.Ефремова был разработан и в течение ряда лет выпускался нейтронный генератор НГ-150 с выходом $2 \cdot 10^{11}$ нейтр/с, который получается при облучении стандартных титанотригетрических мишеней диаметром 45 мм пучком ионов дейтерия с током 3 мА и энергией 150 кэВ. Характеристики и конструктивные особенности генератора достаточно подробно описаны в литературе [2,3].

Как и для большинства промышленно-выпускаемых в мире нейтронных генераторов с относительно невысоким выходом нейтронов, для НГ-150 характерен сравнительно быстрый спад выхода во времени, поскольку мишень облучается пучком, содержащим как атомарные, так и молекулярные ионы.

Значительно более стабильный во времени выход нейтронов был получен на установке, разработанной на базе НГ-150, и включающей в себя магнитный масс-сепаратор ускоренного пучка ионов [4]. Исключение из пучка молекулярных ионов позволило значительно повысить эксплуатационные характеристики генератора: выход $(1+1,5) \cdot 10^{11}$ нейтр/с обеспечивается в течение нескольких десятков часов без смены мишеней, снижается стоимость эксплуатации установки и т.д. При этом начальный выход нейтронов при токе пучка атомарных ионов 2 мА лишь на 15-20% меньше, чем при облучении мишени несепарированным пучком с током 3 мА.

В настоящее время завершена разработка ускорителя для нейтронного генератора с выходом $(1+2) \cdot 10^{11}$ нейтр/с. Ускоритель рассчитан на получение на мишени генератора пучка атомарных ионов дейтерия с током до 2 мА при энергии 150 кэВ.

Общий вид генератора представлен на рис.1. Ускорительная трубка с ионным источником дуоплазмотронного типа устанавливается в сосуде, заполненном изолирующим газом при давлении 0,7 атм. Это позволяет изолировать высоковольтные устройства от внешней среды и повысить надежность работы установки. Вакуумная система выполнена на основе магниторазрядных насосов НМД-0,4. Питание к ионному источнику и системе ускорения подается по высоковольтному кабелю от блоков питания, аналогичных блокам НГ-150.

Атомарный пучок ионов после 45° -магнитного масс-сепаратора фокусируется на мишени с помощью электромагнитных квадрупольных линз.

На генераторе может использоваться как мишенное устройство НГ-150 с мишенью диаметром 45 мм, так и вновь разработанное устройство, предназначенное

для использования мишеней диаметром 90 мм, разработанных в ИЯИ АН УССР. Мишенное устройство, обеспечивает круговое перемещение мишени относительно оси пучка со скоростью 50–100 об/мин.

Контроль за положением пучка на мишени и распределением плотности тока по сечению пучка осуществляется с помощью измерительного устройства, установленного в мишенной камере. Информация, поступающая на пульт управления, позволяет осуществить выбор режима облучения мишени и оптимизировать условия облучения в соответствии с решаемой задачей. На камере прерывателя пучка устанавливается магниторазрядный насос НМД-0,16, которым производится откачка мишенного устройства.

Увеличение площади активного слоя мишени и сепарация ионного пучка позволяют существенно повысить время работы генератора без смены мишеней.

На наш взгляд, такой генератор может найти широкое применение в лабораторных активационного анализа, для метрологических целей и проведения научно-исследовательских работ.

В конце 70-х годов в НИИЭФА были начаты работы по созданию более мощных генераторов нейтронов. После проведения исследовательских работ с использованием отдельных узлов генератора НГ-150 были изготовлены и введены в эксплуатацию опытные образцы генератора с выходом около 10^{12} нейтр/с [5,6].

Принципиальная схема такого генератора приведена на рис.2. Ускоритель обеспечивает получение на мишени генератора пучка ионов с током 15 мА при энергии 150 кэВ. Система вакуумной откачки генератора выполнена на основе магниторазрядных насосов. Дуоплазмотронный источник ионов при токе разряда около 5А генерирует пучок ионов дейтерия с током до 20 мА. Содержание атомарного компонента составляет 60–70%. В источнике используется прямоточный распределительный катод, выпускаемый промышленностью. Исследования и длительная эксплуатация катодов данного типа показали достаточно высокую надежность их работы в условиях газового разряда низкого давления в ионных источниках. Срок службы катодов превышает 1000 часов и определяется, как правило, надежностью вакуумноплотных соединений в разрядной камере источника. Время непрерывной работы источника при большой плотности тока разряда, которая необходима для эффективной работы дуоплазматрона и, в частности, для получения высокого содержания атомарных ионов в пучке, определяется скоростью увлечения отверстия эмиссии в аноде и составляет несколько сотен часов.

Ускорительная трубка конструктивно выполнена аналогично трубке НГ-150. Для повышения надежности работы вытягивающий и фокусирующий электроды охлаждаются трансформаторным маслом. Напряженность электрического поля по поверхности изоляторов не превышает 4 кВ/см.

Градиент потенциала в области ускорения составляет около 10 кВ/см. Система фокусировки пучка с помощью линзы в ускорительной трубке обеспечивает формирование на мишени пучка с током 15 мА при диаметре около 20 мм без применения дополнительных фокусирующих элементов в ионопроводе.

Для нейтронных генераторов с выходом 10^{12} нейтр/с и более разработаны два мишенных устройства для титанотриггерных мишеней диаметром 90 мм и 230 мм, разработанных в ИЯИ АН УССР.

Длительная эксплуатация мишенного устройства с мишенью диаметром 90 мм показала достаточно высокую надежность узлов. Мишень, имеющая подложку сферической формы, вращается со скоростью до 1200 об/мин. Вакуумно-плотное соединение вращающихся узлов осуществляется с помощью уплотнительного кольца из наполненного фторона. Срок службы уплотнения превышает 1000 часов. Мишень охлаждается водой, поступающей в зазор между подложкой мишени и стальным эк-

раном. Исследования температур поверхности активного слоя мишени при различных параметрах пучка ионов, проведенные с помощью термодатчика, установленного в вакууме перед мишенью, показали, что при мощности в пучке около 3 кВт температура не превышает допустимую для титанотригидридных мишеней.

В настоящее время проводится экспериментальная отработка аналогичного мишенного устройства для мишеней диаметром 230 мм. Исследования выхода нейтронов из данных мишеней проводились при вращении пучка по мишени.

На мишенях обоих типов при токе пучка 15 мА был получен начальный выход нейтронов около 10^{12} нейтр/с. Результаты испытаний нескольких мишеней приведены на рис.3. Уменьшение выхода нейтронов в 2 раза при работе с мишенями диаметром 90 мм происходило за 1,5 + 2 часа. На мишенях диаметром 230 мм спад выхода составлял около 30% за 4 + 5 часов работы.

С учетом опыта эксплуатации нейтронных генераторов с выходом 10^{12} нейтр/с в настоящее время разработан мощный генератор нейтронов, общий вид которого представлен на рис.4. Ускоритель нейтронного генератора рассчитан на получение на мишени пучка атомарных ионов с током до 15 мА при энергии 200 кэВ. Ускоритель — открытого типа, питание ионного источника и системы формирования пучка подается по высоковольтному кабелю КИВ-7/300 от блоков питания, которые могут располагаться в отдельном помещении. Высоковакуумная откачка производится магниторазрядными насосами.

Дуоплазмотронный источник ионов на ток пучка 30 + 40 мА с системой фокусировки устанавливается в высоковольтном экране. Предусмотрено эффективное охлаждение основных конструктивных элементов источника. После ускорительной трубки пучок сепарируется с помощью магнитного масс-сепаратора. Возможна раздача пучка по двум каналам для посочередного облучения мишеней, что может расширить возможности установки. Пучок фокусируется на мишени дуэтом электромагнитных квадрупольных линз. Диаметр пучка на мишени определяется коллиматором, установленным в мишенном устройстве.

Начальный выход нейтронов ориентировочно составит $(1+2) \cdot 10^{12}$ нейтр/с. При использовании мишеней диаметром 230 мм время спада выхода нейтронов в 2 раза должно достигать нескольких десятков часов.

Дальнейшие работы в области создания мощных генераторов нейтронов направлены на увеличение интенсивности ионного пучка, повышение стабильности параметров ускорителей, их эксплуатационных характеристик. Ведутся работы по совершенствованию систем управления генераторов.

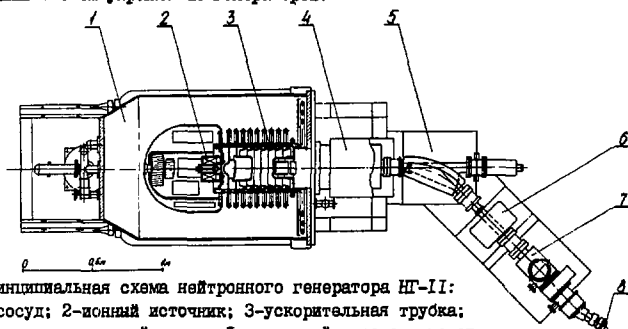


Рис. 1. Принципиальная схема нейтронного генератора НГ-II:
1-сосуд; 2-ионный источник; 3-ускорительная трубка;
4-магниторазрядный насос; 5-магнитный масс-сепаратор;
6-электромагнитная линза; 7-блок прерывателя пучка;
8-мишенное устройство.

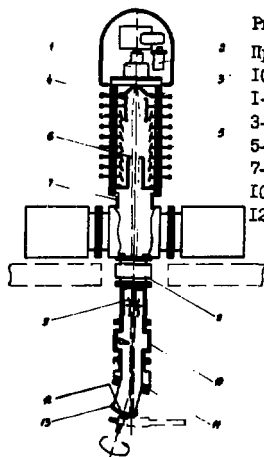


Рис. 2.

- Принципиальная схема нейтронного генератора с выходом 10^{12} нейтр/с:
 1-ионный источник; 2-палладиевый фильтр;
 3-вытягивающий электрод; 4-фокусирующий электрод;
 5-ускорительная трубка; 6-ускоряющий электрод;
 7-вакуумная камера; 8-вакуумный затвор; 9-диафрагма;
 10-преобразователь пучка; 11-вакуумное соединение;
 12-мишень; 13-экран.

Рис. 3. Изменение выхода нейтронов во времени:

- □ - мишень диаметром 230 мм
 ▽ ▽ - мишень диаметром 90 мм

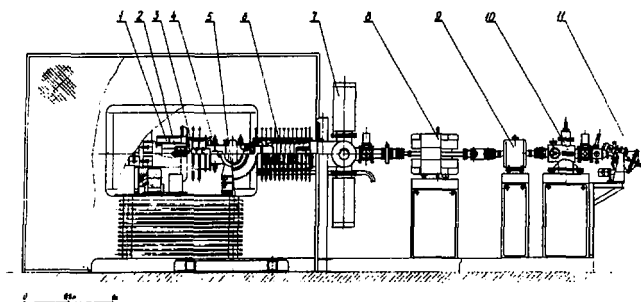
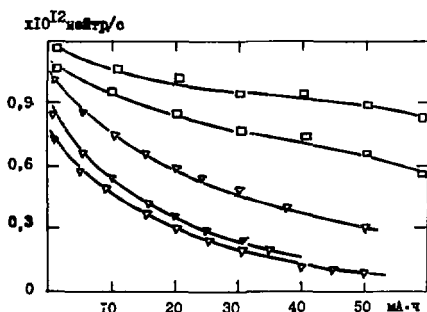


Рис. 4. Принципиальная схема нейтронного генератора НГ-12:

- 1-узел питания источника; 2-ионный источник;
 3-фокусирующая система; 4-вакуумная камера;
 5-изоляционная колонна; 6-ускорительная трубка;
 7-магниторазрядные насосы; 8-магнитный масс-сепаратор;
 9-электромагнитная линза; 10-измерительный блок;
 11-мишенное устройство.

Л и т е р а т у р а

1. H. Ullmaier, R. Behrish, H. H. Barschall. High energy - high intensity neutron sources for fusion technology and radiotherapy applications. Nucl. Instr. Meth., 1977, Vol. 145, No. 1, p. 1.
2. Г. Г. Воронин, Е. И. Герасимов, Г. М. Латманникова, А. М. Семенов, А. И. Солнышков, Г. В. Тарвид. Нейтронный генератор НГ-150 (конструктивные особенности и результаты испытаний отдельных узлов). - Л., 1979. - 16 с. (Препринт /НИИЭФА: Д-0412).
3. Ю. Б. Евдокимов, А. С. Иванов, А. И. Солнышков, М. П. Свиныгин, Г. В. Тарвид, С. Г. Цепакин. Состояние и перспективы применения нейтронных генераторов в народном хозяйстве. - Доклады Второго Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. - Л., НИИЭФА, 1976, с. 98.
4. Г. Г. Воронин, А. В. Морозов, А. И. Солнышков, Г. В. Тарвид. Исследование выхода нейтронов из металлургических мишеней на нейтронном генераторе НГ-150. - М., 1984. - 8 с. (Препринт /НИИЭФА-Д-0667).
5. Г. Г. Воронин, А. В. Морозов, А. И. Солнышков, Г. В. Тарвид. Ускоритель ионов для получения высокоинтенсивного потока 14 МэВ-ных нейтронов. - Доклады Третьего Всесоюзного совещания по применению ускорителей заряженных частиц в народном хозяйстве. Т. I. - Л., НИИЭФА, 1979, с. 228.
6. Г. Г. Воронин, А. И. Демин, А. В. Морозов, В. А. Смолин, Г. В. Тарвид, Б. Б. Токарев. Генератор нейтронов с выходом 10^{12} нейтр/с. - Атомная энергия, 1984, т. 57, вып. 4, с. 268.

ПЕРСПЕКТИВЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ИОННЫХ ПУЧКОВ ЦИКЛОТРОНА Р-7 (У-120 М)
В ЭЛЕМЕНТНОМ АНАЛИЗЕ

О.П.Балянин, В.М.Заводчиков, А.И.Комов, А.Н.Обливанцев, В.И.Рыжков,
А.Г.Рыбасов, В.В.Сохорева, В.Н.Суздема, В.Н.Шадрин, И.П.Чернов,
Ю.П.Черданцев, А.А.Ятис

Научно-исследовательский институт ядерной физики
при Томском политехническом институте

В последние годы наблюдается неуклонное повышение интереса со стороны специалистов к легким, таким, как углерод, азот, кислород и наилегчайшим (водород и гелий) элементам. Этот интерес обусловлен как специфичностью взаимодействия этих элементов с различными материалами, так и в силу их особых свойств. Развитие полупроводниковой технологии, радиационного материаловедения и других областей знания привело к необходимости привлечения методов, способных контролировать содержание С, N, O, H, He и других примесей в различных материалах, поскольку влияние этих примесей на свойства последних огромно. Количественную информацию о концентрации и объемном распределении ядер легких и легчайших элементов могут прежде всего дать ядерно-физические методы анализа.

Возможность ускорять ионы различных масс и энергий на ускорителе Р-7 (У - 120 М) позволила развить ядерно-физические методы анализа, основанные на наиболее вероятном процессе - упругом рассеянии. Широко применяемый в элементном анализе метод резерфордского обратного рассеяния (ROR) имеет низкие аналитические характеристики при определении примесей легких элементов. Это стимулировало поиск и использование в упругом рассеянии резонансов как изолированных, так и широких, поскольку именно на ядрах ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^1H , He для (α, α') - и (p, p) -рассеяния в функциях возбуждения упругого рассеяния наблюдаются резонансы различной величины и силы $1/\Gamma$. Так как ширина резонанса (Γ), как правило, много больше энергетического разброса ускорителя ($\delta E \sim 0,5-1\%$), то использование широких резонансов является наиболее перспективным в применении для целей анализа легких элементов. С их помощью можно не только определять интегральное содержание легкой примеси, но и распределение ее по глубине $1/2$.

Для оптимизации методик анализа проводились исследования энергетического диапазона применимости метода. Найдено, что диапазон энергий $E=18-22$ МэВ при исследовании образцов с массовыми числами подложки в интервале 50-120 а.е.м. является наиболее оптимальным для анализа. При использовании низких энергий для определения легких микропримесей ограничением служит высокий уровень фона, обусловленный кулоновским рассеянием на более тяжелых ядрах подложки (матрицы). В то же время ограничением со стороны высоких энергий является фон заряженных частиц, зарегистрированных детектором наряду с полезным сигналом. Этот фон вызван ядерными реакциями и неупругими процессами при возбуждении состояний с $A \leq 40$.

При бомбардировке мишеней ионами ^4He частично фон удается снизить путем подбора чувствительной зоны полупроводникового детектора (W). Так, в аппаратном спектре, представленном на рис. 1, протоны от (α, p) -, $(\alpha, 2p)$ -, $(\alpha, \alpha p)$ - и т.п. реакций удается путем изменения разместить левее спектра углерода даже для неупруго рассеянных α -частиц на ядрах ^{12}C . Протонная часть спектра на рисунке выделена заштрихованной областью. При этом на одну α -частицу в энергетическом спектре приходится до 4-5 протонов для подложек из ^{66}Ge , ^{60}Zn , ^{116}Cd и т.д. Фрагменты энергетических спектров приведены для образцов с анодным окислом ($0,1$ мкм) арсенида галлия и пленкой оксинитрида кремния толщи-

ной 0,14 мкм на подложке из монокристаллического германия. По площадям пиков

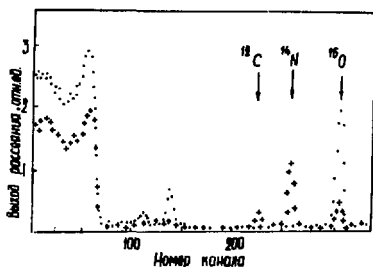


Рис.1. Фрагменты энергетических спектров (•) - GaAs (+) - $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Ge}$
 $E = 20,12 \text{ МэВ}$, $\Theta = 174^\circ$

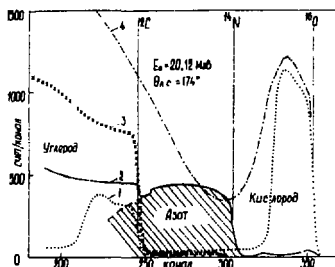


Рис.2. Аппаратурные спектры альфа-частиц для $E = 20,12 \text{ МэВ}$
 1- лавсановая пленка, 2- аденин, 3- монографит, 4- окись галлия

использовать метод резонансного обратного рассеяния для количественного определения содержания N и O в оксидных и нитридных пленках на Si .

При определении содержания кислорода на кремниевой подложке удобно привлекать для анализа широкие резонансы в диапазоне энергий $E = 7-9 \text{ МэВ}$ и $9,1-10,3 \text{ МэВ}$. Однако параметры модернизированного циклотрона не позволяют ускорять альфа-частицы таких энергий. Для анализа примесей углерода в приповерхностных слоях кремния авторы использовали изолированный резонанс $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{13}\text{C}$ при энергии $E = 1,28 \text{ МэВ}$ с $\Gamma_{\text{рас}} = 33 \text{ кэВ}$.

легко с помощью образцов сравнения определить интегральное содержание кислорода и азота, а также технологическую примесь углерода в тонких пленках. Поскольку сечение рассеяния $^{14}\text{N}(\alpha, n)^{17}\text{N}$ значительно меньше, чем на ядрах ^{12}C и ^{16}O , то оптимизация условий эксперимента при определении содержания азота направлена на выбор энергии ускоренных ионов. На рис.2 выбор $E = 20,12 \text{ МэВ}$ обусловлен тем, что сечение упругого рассеяния на ядрах ^{16}O минимально в глубине образца под пиком азота. Аппаратурные спектры α -частиц приведены для образцов сравнения из лавсановой пленки толщиной $6,59 \cdot 10^{-4} \text{ г/см}^2$, прессованной таблетки аденина $(\text{C}_5\text{H}_5\text{N}_5)_n$, монографита, прессованной таблетки оксида галлия. Энергетические спектры используются для предварительной оценки максимально возможной глубины анализа в зависимости от комбинации масс легких элементов и их содержания. Легко показать, что спектры для массивных образцов отражают поведение функций возбуждения упругого рассеяния на ядрах ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O .

Спределение примесей газообразующих элементов в поверхностных слоях Al_2Si при использовании α -частиц с энергиями 18-22 МэВ затруднено из-за высокого фона и крайне немонотонного его распределения под спектрами C, N, O. Для кремния это обусловлено α -кластерной структурой ядер ^{28}Si и наличием подоболочек у промежуточной системы $\alpha + ^{28}\text{Si} \rightarrow ^{32}\text{S}$. Поэтому при определенном выборе энергии налетающих частиц спектры для азота и кислорода удается расположить между широкими пиками в спектре для атомов подложки и тем самым

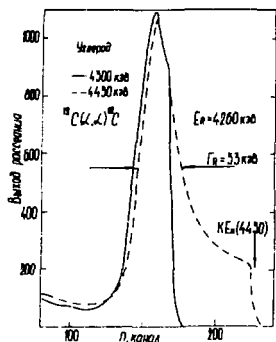


Рис.3. Фрагменты энергетических спектров для тонкопленочных структур: 1- пирографит, 2- Au/Si , 3- Mo/Si . $E = 4,43$ МэВ, $\Theta = 173^\circ$, $\Delta E = 6,22$ кэВ

На рис.3 представлены фрагменты энергетических спектров для тонкопленочных структур Mo/Si , Au/Si и толстой мишени из пирогرافита. В пленке обнаружено высокое содержание углерода, наличие которого, вероятно, обусловлено неконтролируемыми технологическими процессами при формировании пленок. Предел обнаружения углерода в пленках на кремниевой подложке, согласно критерию $\sim 3\sqrt{N_F}$, составляет $\sim 0,4 \cdot 10^{16}$ ат.см $^{-2}$. Примерно на порядок можно повысить чувствительность анализа легких примесей в полупроводниковых материалах, используя эффект канализования /3/.

В целях повышения массового разрешения при исследовании атомного состава композиционных материалов с близкими значениями A использовались тяжелые ионы азота и кислорода, ускоренные до энергии 1 МэВ/нуклон. Например, отклонение от стехиометричности поверхностных слоев полупроводникового GaN

в зависимости от режимов отжига было исследовано с помощью ионов $^{14}N^{+}$ /4/.

Рассмотренные здесь методики резонансного обратного рассеяния могут дать информацию в основном о поведении легких примесей.

Изучению поведения наилегчайших примесей - водороду и гелию - отводится значительная роль в связи с интенсивным развитием энергетики будущего (управляемый термоядерный синтез, водородная энергетика). Необходимую информацию о содержании и объеме распределении ядер легчайших примесей в различных материалах может дать, как оказалось, метод ядер отдачи. Метод позволяет проводить анализ одновременно всех типов легчайших примесей с помощью пучков ионов в широком диапазоне атомных номеров.

Метод ядер отдачи был предложен в 1975 г. сотрудниками НИИ ядерной физики при Томском политехническом институте /5/ и независимо группой канадских физиков /6/.

Метод ядер отдачи основан на регистрации энергетических спектров ядер отдачи легкой примеси, вылетающих из анализируемого образца в результате упругих соударений с ионами пучка, ускоренного до энергии примерно 1 МэВ/нуклон. Масса иона выбирается больше массы наиболее тяжелой анализируемой примеси, углы регистрации энергетических спектров - в передней полусфере, что является следствием кинематики упругого рассеяния.

Метод ядер отдачи относится к методам так называемого энергетического анализа, поскольку в его основе лежит плавная функция возбуждения упругого рассеяния, и информация об анализируемом объеме получается путем однократного измерения энергетического спектра. Коль скоро это так, нет нужды предъявлять жесткие требования к немонотонности ионов ускоренного пучка.

Для метода ядер отдачи вполне пригодны, например, пучки с энергетическим разбросом $\sim 1\%$. Это связано с тем, что кинематический фактор, преобразующий

энергетический разброс пучка в разброс регистрируемых ядер отдачи, равен 0,1-0,2. Для сравнения в методе резерфордского обратного рассеяния кинематический фактор близок к единице.

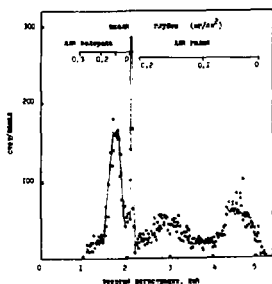


Рис. 4. Энергетический спектр, характеризующий взаимодействие ^1H и He с конструкционной сталью

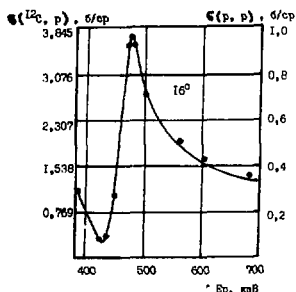


Рис. 5. Функция возбуждения упругого рассеяния протонов на углероде

Активация ТИ с энергией 1-2 МэВ/нуклон - идеальный случай для инструментального определения легчайших элементов, поскольку из-за кулоновского барьера отсутствует активация элементов с $Z \geq 8+16$ и, как следствие этого, отсутствует фон вторичных ядерных реакций (ЯР).

Из кинематики ЯР, возбуждаемых ТИ, следует, что угловое распределение радиоактивных ядер (РЯ) имеет, как правило, узкую направленность вперед (максимальный угол вылета $\vartheta_{\text{пр}} \leq 30^\circ + 10^\circ$), а пробеги их сравнимы с пробегами ТИ. Это приводит к перераспределению РЯ по глубине образца в виде пика с максимумом на глубине около половины пробега ТИ и с "хвостом" на глубине, превышающей пробег ТИ. По этой причине реализация высокой чувствительности определения газообразующих примесей (H , C , N , O) затруднена.

Метод ядер отдачи был также реализован на циклотроне НИИ ядерной физики. Были использованы пучки ионов ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O с энергией 0,8-1,2 МэВ/нуклон и энергетическим разбросом 0,5-1 %. Аналитические характеристики метода при этом оказались сравнимыми с такими зарубежных реализаций, использующих для анализа tandemные ускорители и пучки ионов серы и хлора с энергией 30 МэВ. На рис. 4, 5 приведены результаты некоторых приложений метода ядер отдачи к решению задач. На одном из них приведен энергетический спектр, содержащий информацию о взаимодействии водорода и гелия с конструкционной сталью - кандидатом на первую стенку термоядерного реактора. На следующем рисунке приведен результат измерения фракции возбуждения упругого рассеяния протонов на углероде методом ядер отдачи, и этот результат сравнивается с данными, полученными в работе /4/.

Благодаря ряду особенностей активационный анализ на тяжелых ионах (ААТИ) имеет ряд специфических применений, дополняющих анализ на заряженных частицах (ААЗЧ). Для активации использованы пучки ионов ^{12}C и ^{14}N , ^3He с максимальной энергией 21 и 17,6 МэВ, соответственно и током на мишени до

5 мкА, что позволяет производить инструментальное определение ^2H , ^3H , ^4He , B , N и F в различных матрицах с пределами обнаружения 10^{-2} - 10^{-5} вес. %. Метробиологические характеристики предлагаемых методик представлены в таблице 1.

Таблица I

Примесь	Аналитическая ядерная реакция, $t_{1/2}$, тип распада	Параметры облучения $\Sigma = I \text{ мкА}$		Предел обнаруж., вес. %	Интерференция, %	Анализируемый материал и диапазон содержания, вес. %
		E, МэВ	t об., мин			
^2H	$^2\text{H}(^4\text{C}, n)^3\text{H}$	8,9	10	$4 \cdot 10^{-5}$	-	природная вода
		14		$6 \cdot 10^{-6}$	-	сталь I2X18H10T (1+2) $\cdot 10^{-4}$
	$\text{Li}(^4\text{N}, \alpha)^{12}\text{F}$ 109,8 мин.	12		$1,4 \cdot 10^{-4}$	Be(100); B(0,05); N(0,01)	MgF ₂ , CaF ₂ ZnSe, Si
		16	60	$0,8 \cdot 10^{-4}$	Be(113); B(0,14); N(0,04); F(0,47)	огнеупоры
		17,6		$0,65 \cdot 10^{-4}$	Be(130); B(0,24); N(0,05); F(0,98)	$10^{-2} - 10^{-4}$
В	$^{10}\text{B}(^4\text{C}, \alpha)^9\text{F}$ $^{11}\text{B}(^4\text{N}, p)^{10}\text{C}$ 15 час. β^- , γ	8,9		$2,3 \cdot 10^{-2}$	Li(9100)	сплав "Мевибор" 7(10 ⁻¹ +10 ⁻²), стехиометрия в N
		12	60	$2,0 \cdot 10^{-3}$	Li(2000)	
		14		$1,0 \cdot 10^{-3}$	Li(1600)	
		21		$4,8 \cdot 10^{-5}$	Li(640)	
		16	180	10^{-3}	нет	
	$^{14}\text{N}(^4\text{N}, ^{15}\text{N})^{13}\text{N}$ $^{14}\text{N}(^4\text{N}, ^{13}\text{C})^{13}\text{C}$ 2,05 мин, β^-	16	10	10^{-3}	B (~100)	сталь X18AГ20Н7Ф 0,5+1,1
					B (~100)	

Литература

1. Заводчиков В.М., Сохорева В.В., Стародуб Г.Я., Ятис А.А. Определение профиля концентрации легких элементов в поверхностных слоях тугоплавких и редких металлов. - В кн.: Сплавы редких металлов с особыми физико-химическими свойствами. М., Наука, 1975, с.184-186.
2. Чернов И.П., Ятис А.А. Ядерные методы исследования полупроводников и сверхпроводников. В кн.: Использование ускорителей в элементном анализе. Ташкент, Фан, 1980, с.170-179.
3. Чернов И.П., Тимошников Ю.А., Крючков Ю.Ю., Сохорева В.В. Определение местоположения легких атомов в кристаллах с помощью аномального рассеяния альфа-частиц. - Атомная энергия, т.44, вып.6, 1978, с.515-516.
4. Божков В.Г., Солдатенко К.В., Ятис А.А. Влияние температурного поведения свободной поверхности арсенида галлия на характеристики диодов с барьерами Шоттки. - Электронная техника. Сер.2, Полупроводниковые приборы, 1980, вып.6 (141), с.8-10.
5. Чернов И.П., Шадрин В.Н., Черданцев Ю.П. и др. Ядерно-физический метод определения водорода в поверхностных слоях материалов. - Журнал аналитической химии. - 1980, № II, т.35, с.2089-2094.
6. L'Ecuyer et al. An Accurate and Sensitive Method for the Determination of the Depth Distribution of Light Elements in Heavy Materials. - J. Appl. Phys., 1976, v.47, No.1, p.381-382.

УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ МЕДИЦИНЫ

Председатель: И.В.Чувпило
Секретарь: В.И.Черников

Сессия 10

141/142

СИСТЕМА ФОРМИРОВАНИЯ ФИГУРНЫХ ПРОФИЛИРОВАННЫХ ПОЛЕЙ ОБЛУЧЕНИЯ МЕДИЦИНСКОГО ЛИНЕЙНОГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

В.Ф.Виколов, К.А.Виноградов, А.Г.Гарман, А.В.Губанов,
В.И.Соломахин, А.М.Треть

Московский инженерно-физический институт

При использовании линейных ускорителей электронов в медицине требуются электронные поля облучения (ПО) с заданным распределением плотности потока и энергии частиц (профилированные поля) и варьируемыми размерами и формой границ (фигурные поля). В настоящее время у нас в стране в рамках единой серии ЛУЭ для промышленности и медицины создается новый терапевтический ускоритель ЛУЭР-40М на энергии 5-40 МэВ [1]. Доклад посвящен техническому предложению на систему формирования и контроля фигурных профилированных ПО для этого ускорителя. Система разрабатывается в СССР впервые.

Анализ показал, что формировать подобные терапевтические поля облучения при энергиях электронов более 20 МэВ возможно лишь сканированием пучка. При этом особое внимание следует уделять сокращению поперечных размеров пучка в плоскости ПО, поскольку это позволяет увеличить градиенты распределения частиц по полю облучения. Нами предложен следующий способ формирования ПО [2,3]. Магнит 3 (см.рис.1), создающий магнитное поле с двумя взаимосоортгоналными компонентами, сканирует пучок по полю облучения, а магнитные квадрупольные линзы 1,2 поддерживают размер пучка на ПО в процессе сканирования постоянным за счет изменения по заданному закону фокусных расстояний. В сочетании с варьированием энергии и среднего тока пучка ускорителя это позволяет реализовывать требование ПО. Магнитооптические характеристики системы и поперечный размер пучка в ПО численно оптимизировались при условии минимизации продольного габарита системы с учетом взаимосвязи движений частиц в x - и y -плоскостях [4]. Найден наименьший размер пучка. В крайней диагональной точке ПО с размерами $25 \times 25 \text{ см}^2$, расположенном на расстоянии 80 см от выхода поворотного магнита ускорителя ЛУЭР-40М, поперечный размер пучка не превышает величин от 5,0 мм до 19,5 мм. Первый размер соответствует разбросу частиц по импульсу $\Delta p/p = \pm 1\%$ и минимальному поперечному фазовому объему пучка на входе в систему формирования (см.рис.2), а второй размер - максимальному фазовому объему (см.рис.2) и $\Delta p/p = \pm 3\%$. Основные параметры магнитных элементов представлены в таблице 1 [4].

Таблица 1.

Основные параметры магнитных элементов системы формирования

П а р а м е т р	Первая магнит- ная квадруполь- ная линза	Вторая магнит- ная квадруполь- ная линза	Сканиру- ющий магнит
Эффективная длина, мм	45	45	50
Максимальные градиенты магнитных полей в линзах, Тл/м	28,03	26,03	-
Максимальная величина компонент индукции поля в зазоре сканирующего магнита, Тл	-	-	0,53
Продольный габаритный размер, мм	52	52	129
Внешний диаметр ядра, мм	86	86	204
Масса, кг	1,5	1,5	18
Число ампер-витков в обмотке одного полюса, АВ	580	540	6440
Потребляемая мощность, Вт	11	9,7	150

Показана возможность улучшения магнитооптических свойств системы и уменьшения размера пучка в ПО путем замены квадрупольных линз двумя октупольными специальной конструкции, создающими в процессе формирования ПО квадрупольные поля с регулируемой ориентацией.

Методом статистических испытаний по модели индивидуальных столкновений учтено влияние рассеяния электронов на титановой фольге выходного окна толщиной 50 мкм и слое воздуха ℓ (см. табл. 2, где d_p - размер пучка в ПО с учетом рассеяния, определенный на уровне 0,1 максимума плотности потока в центре пучка, E - энергия электронов).

Таблица 2.

Размеры сечения пучка в ПО

ℓ , см	Начальный фазовый объем	$\Delta p/p$, %	E, МэВ			
			10	20	30	40
			d_p , мм			
5I	мин.	± 1	71,0	21,6	15,2	7,6
		± 3	77,5	28,1	21,7	14,1
	макс.	± 1	79,1	29,7	24,3	15,7
		± 3	85,5	36,1	29,7	22,1
I5	мин.	± 1	21,0	9,6	8,0	5,7
		± 3	27,5	16,1	14,5	12,2
	макс.	± 1	29,1	17,7	16,1	13,8
		± 3	35,5	24,1	22,5	20,2

Расстояние $\ell = 5I$ см в таблице 2 соответствует диаметру выходной фольги без опорной решетки, равному 70 мм. Этот размер, согласно работе [5], является максимальным размером для существующих конструкций выходных окон. Размер $\ell = I5$ см является минимальным, диктуется требованиями безопасности пациента при ротации ускорителя и соответствует диаметру фольги выходного окна со специальной малоиндукционной опорной решеткой, равному 267 мм.

Из анализа таблицы 2 следует, что при фазовом объеме, близком к минимальному, $\ell = I5$ см и $\Delta p/p = \pm 1\%$, система позволяет обеспечить размер пучка в ПО менее 20 мм в диапазоне энергий 15-40 МэВ. При более низких энергиях ее целесообразно применять в совокупности с индивидуальными защитными блоками и фигурными коллиматорами.

Разработана система допусков на параметры системы формирования. Из нее следует, что при радиусе пучка 1 см, выбранном шаге развертки 7,5 мм и допуске на поддержание дозы в точке 5% допуски на параметры пучка на входе в систему формирования составляет: на энергию - не менее 0,045%, на ток пучка - 1%, на расходимость и радиус - 1,02 мрад и 170 мкм соответственно, на смещение пучка относительно оси системы - 50 мкм, допуск на шаг развертки равен 0,15 мм, а на ток в сканирующем магните и квадрупольных линзах - 0,045% и 2,47% соответственно. Полученные допуски технически достижимы. Система контроля параметров ПО основана на измерении средней энергии электронов, заряда импульса тока пучка и положения пучка на ПО (см. рис. I). Мощность дозы в ПО определяется с погрешностью $\pm 2\%$ по известным зависимостям ее от этих параметров. Измеритель средней энергии электронов (ИЭ) (см. рис. I) состоит из коллиматора, установленного в однородном поле ПМ, первичного преобразователя измерителя плотности потока частиц, приходящих на шторки коллиматора, и измерителя напряженности поля

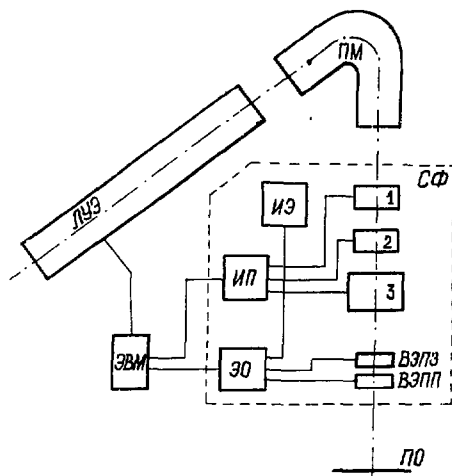


Рис.1. Структурная схема системы формирования и контроля фигурных профилированных полей облучения
 ЛУЭ - линейный ускоритель электронов ЛУЭР-40М;
 ПМ - поворотный магнит ускорителя;
 ЗВМ - управляющая мини-ЭВМ терапевтической установки;
 ПО - поле облучения;
 СФ - система формирования фигурных профилированных полей облучения;
 1, 2 - магнитные квадрупольные линзы;
 3 - сканирующий магнит;
 ИП - источник питания;
 ИЭ - измеритель средней энергии электронов;
 ВЭПЗ - вторично-эмиссионный преобразователь заряда в линейное тока пучка;
 ВЭПП - вторично-эмиссионный преобразователь положения пучка;
 ЗО - электронное обеспечение измерительной аппаратуры.

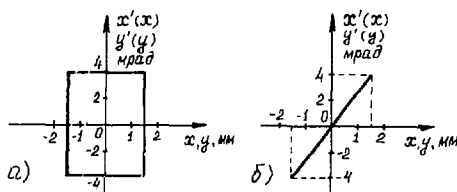


Рис.2. Проекция фазового объема пучка на входе в систему формирования
 а) максимальный фазовый объем;
 б) минимальный фазовый объем;
 x, y - отклонения произвольной частицы пучка в x - и y -плоскостях соответственно;
 x', y' - углы наклона траектории произвольной частицы пучка в x - и y -плоскостях соответственно.

магнита. Погрешность относительного измерения энергии не хуже 0,8%. Вторично-эмиссионный преобразователь заряда в импульсе тока пучка ВЭПЗ представляет собой установленную в вакууме плоскую фольгу-эмиттер из алюминия толщиной 10 мкм, покрытую слоем золота толщиной 100 Å. По обе стороны от эмиттера размещены электроды - коллекторы в виде сеток с высокой прозрачностью (~96%) под потенциалом + 60 В. Погрешность преобразования заряда в импульсе тока пучка в амплитуду напряжения на выходе блока электронной обработки не превосходит 1,9%. Вторично-эмиссионный преобразователь положения пучка ВЭПШ, расположенный на воздухе, представляет собой два взаимноортогональных набора ламелей длиной 253 мм и шириной 5 мм из алюминиевой фольги, толщиной 50 мкм, покрытой MgO . Регистрируемый сигнал с ламели определяется током выхода δ -электронов с энергией более 1 кэВ и пропорционален току первичного пучка, перекрывающему ламель. Положение пучка определяется с погрешностью $\pm 0,14$ мм. Кроме того, в системе предусмотрен контроль положения пучка на дозе облучения по току сканирующего магнита с погрешностью 0,045%. Сигналами с первичных преобразователей после предварительной обработки поступают в управляющую микро-ЭВМ. Эти сигналы дают возможность корректировать режим работы системы формирования и терапевтической установки в целом в процессе облучения, а также обеспечивают информацию для конечного протоколирования сеанса облучения.

В целом результаты, полученные в процессе разработки системы формирования фигурных профилированных ПО, позволяют сделать вывод о ее практической реализуемости на основе выработанного технического предложения. Система при сравнительно небольших габаритах, весе и энергопотреблении позволяет оперативно формировать требуемые поля облучения, существенно повышая производительность и степень автоматизации лечебного процесса на терапевтических установках.

Литература

1. Вахрушин П.П., Глухих В.А., Николаев В.М. О разработке единой серии резонансных линейных ускорителей электронов для промышленности и медицины. - В кн.: Труды Девятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1984.
2. Викулов В.Ф., Виноградов К.А., Губанов А.В. Разработка системы формирования фигурных профилированных полей облучения линейного ускорителя электронов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер.: Техника физического эксперимента, 1983, вып.2(14), с.75.
3. Викулов В.Ф., Виноградов К.А., Губанов А.В. Формирование фигурных профилированных полей облучения линейного ускорителя электронов. - В кн.: Разработка, эксплуатация и применение линейных ускорителей. М.: Энергоатомиздат, 1984, с.61-64.
4. Система сканирования электронного пучка для формирования фигурных профилированных полей облучения /В.Ф.Викулов, К.А.Виноградов, А.В.Губанов, В.И.Соломахи. - В кн.: Разработка линейных ускорителей и их применение в радиационном эксперименте, М.: Энергоатомиздат, 1986, с.81-84.
5. Дмитриев С.П., Нахичкин В.И., Свиных М.П. Выпускные окна ускорителей электронов. - Обзор ОД-37, Л.: НИИЭФА, 1980, с.25.

МАЛОГАБАРИТНЫЙ БЕТАТРОН НА ЭНЕРГИИ 6+10 МэВ ДЛЯ ИНТРАОПЕРАЦИОННОГО ОБЛУЧЕНИЯ

В.В.Калжковский, В.А.Лисин, А.А.Филимонов, В.Л.Чажлов

Научно-исследовательский институт интроскопии Томского политехнического института

Распространенность опухолевого процесса, выявляемая у больных при первичном обращении в лечебное учреждение, вызывает необходимость применения комбинированных методов лечения. Так, например, в СССР и за рубежом при терапии опухолей в комбинации с хирургическим применяют и лучевые методы, полагая, что отдаленные результаты при комбинированном лечении злокачественных новообразований лучше, чем при монотерапии. Однако в любом случае осложнения дополнительных воздействий ухудшают ближайшие результаты, так как при дистанционной лучевой терапии в поле облучения попадают непораженные опухоли жизненно важные органы и ткани. В связи с этим определенный интерес представляет применение интраоперационного облучения больных с опухолями внутренних органов. Преимущества этого метода лечения следующие: 1. Не теряется время на предоперационный курс лечения; 2. Во время операции облегчается выведение пораженного органа под пучок; 3. Легче осуществлять защиту жизненно важных органов и тканей отведением их или экранированием; 4. Появляется возможность облучения практически любого органа брюшной и грудной полостей [1].

Для этой цели необходимо электронное излучение с энергией 6+10 МэВ и мощностью дозы в центре облучаемого поля до 3 Гр/мин, воздействующего поверхностно на участке до 15 x 15 см в пределах 2-3 см, что является фактором, предупреждающим повреждения глубже лежащих органов и структур.

В качестве источника электронного излучения предлагается малогабаритный импульсный бетатрон с выведенным электронным пучком на энергию ускоренных электронов от 6 до 10 МэВ и частотой следования импульсов излучения до 200 Гц (МИБ-6-2003), который был изготовлен на базе бетатрона ПИБ-63 с энергией ускоренных электронов 6 МэВ для медицинских целей [2].

Конструктивно бетатрон состоит из трех блоков: пульта управления, излучателя и генератора импульсов тока. Все блоки соединяются между собой кабелями. Малогабаритные параметры блоков позволяют осуществлять их ручную транспортировку. Бетатрон снабжен подставкой для перемещения излучателя.

Для возбуждения электромагнита блок питания содержит генератор однополярных импульсов тока. Конструктивно может быть расположен как в подставке для излучателя, так и в виде отдельного блока. Питается генератор тока от сети 220 В через автомат максимальной защиты.

Управление бетатроном и контроль за его работой осуществляются с пульта управления, на лицевой стороне которого имеются все необходимые органы управления. В пульте управления расположена схема управления генератором импульсов тока, включающая задающий генератор и схему управления моментом ввода энергии, моментом инъекции электронов и вывода их из ускорения и моментом коррекции управляющего магнитного поля, а также формирователи запускающих импульсов для этих схем.

Подставка для излучателя предназначена для взаимной фиксации ускорителя и пациента, пространственного перемещения пучка ускоренных электронов и обеспечения определенной геометрии облучения при проведении мегавольтовой терапии. Подставка обеспечивает все необходимые перемещения пучка электронов как по горизонтали, так и по вертикали.

Излучатель — основная часть ускорителя — имеет массу около 100 кг и состоит, в основном, из электромагнита с многостоечным магнитопроводом и шестигребневыми полюсами, отпаянной ускорительной камеры, выпускаемой серийно в ПО "Светлана" (Ленинград), с импульсным и накальным трансформатором, и электронных схем инъекции смещения и контрактора. Кроме того, бетатрон снабжен проходной камерой для измерения и регистрации электронного излучения. Все элементы излучателя расположены в металлическом корпусе, на котором имеются ручки для транспортировки, и выполнены приспособления для установки его на подставке.

Применение гребневых полюсов [3] позволяет формировать магнитное поле с азимутальной вариацией, обладающее повышенными фокусирующими свойствами, уменьшать, примерно, на 20% поток рассеяния и улучшить тепловой режим, что, в свою очередь, позволило использовать импульсное одно полярное питание электромагнита с частотой до 200 Гц. Для улучшения условий захвата на поверхности полюсов со стороны рабочего зазора размещена система витков, улучшающая топографию магнитного поля на период инъекции. Изготовление центральной части магнитопровода из ферромагнетика с большей индукцией насыщения, например, из сплава K2FABИ, позволило повысить энергию ускоренных электронов на базовой модели ускорителя с 6 до 10 МэВ.

Таким образом, при разработке опытного образца ускорителя для медицины использовано около 10 новейших технических решений, в результате которых он имеет следующие технические характеристики:

1. Максимальная энергия ускоренных электронов, МэВ	-	9+10
2. Мощность дозы электронного пучка на расстоянии один метр и облучаемой поверхности 150x150 мм не менее, Гр/мин	-	3
3. Частота циклов ускорения, Гц	-	200
4. Мощность, потребляемая из сети однофазного тока промышленной частоты 50 Гц и напряжением 220 В, не более кВт	-	3
5. Напряжение инъекции, кВ	-	50
6. Масса блоков ускорителя, кг	-	излучатель генератор импульсов тока пульт управления
	-	100 75 16
7. Угол расходимости пучка, град		
по горизонтали	-	9
по вертикали	-	3

Вывод электронного пучка из бетатрона осуществлен электромагнитным методом, заключающимся в создании азимутального импульсного возмущения в управляющем магнитном поле ускорителя с помощью секторной обмотки. Величина возмущающего магнитного поля составляет 5% от усредненного по азимуту значения индукции магнитного поля на радиусе равновесной орбиты. Наличие гребневой конструкции полюсов потребовало при решении задачи вывода пучка проведения значительного объема теоретических и экспериментальных исследований, связанных с выбо-

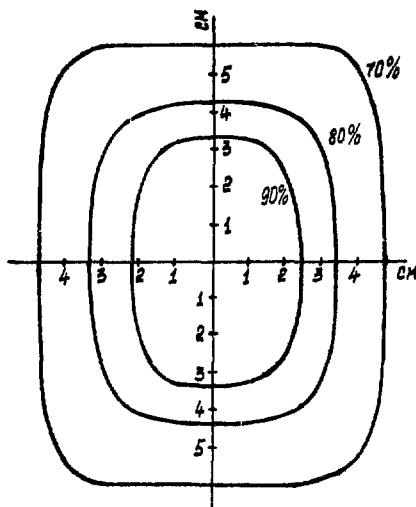


Рис.1

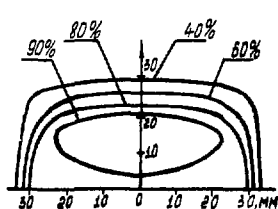


Рис.2а

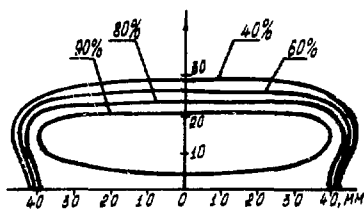


Рис.2б

ром оптимального размера обмотки вывода, ее пространственного расположения относительно гребней и выходного окна в электромагните. Поскольку специфика применения бетатронного электронного излучения требует его формирования определенным образом в пространстве и времени, то было изучено влияние скорости нарастания тока в обмотках вывода на пространственно-временное распределение электронного пучка. Исследования [4] показали, что, во-первых, распределение частиц выведенного электронного пучка по углам вылета и по плотности потока не зависит от скорости нарастания величины возмущающего воздействия и определяется характером распределения магнитного поля в рабочем зазоре бетатрона; во-вторых, длительность импульса излучения выведенных электронов характеризуется наличием двух пороговых значений, максимальной и минимальной, амплитуд возмущающего поля, а изменение скорости нарастания тока в обмотках вывода

приводит только к изменению длительности импульса излучения и изменению его задержки относительно импульса возмущающего тока. Результаты исследований позволили перейти на низковольтную тиристорную систему вывода, что позволило повысить безопасность обслуживания установки и снизить ее массу, примерно, на 20 кг.

Исследования пространственного распределения электронного потока в воздухе на различных расстояниях от выходного окна электромагнита показали, что на близких расстояниях от выходного окна изодозные распределения в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, существенно искажены. Однако с увеличением расстояния из-за естественной расходимости пучка и рассеяния частиц в воздухе линии изодоз приобретают более плавный характер. Было установлено, что электронное поле с приемлемыми для лучевой терапии размерами, например, $60 \times 80 \text{ мм}^2$, может быть получено уже на расстоянии 60 см от выходного окна. А плавная регулировка энергии выведенных электронов позволяет формировать резкую границу в распределении поглощенной дозы на заданной глубине. Изодозные кривые в воздухе для этого расстояния в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, показаны на рис.1. На основе исследований пространственного распределения электронного потока была определена конфигурация и необходимые рекомендации для изготовления коллиматора. За изготовленным коллиматором в тканезквивалентном фантоме были измерены распределения поглощенных доз для полей облучения различного размера. В качестве материалов для изготовления коллиматоров использовались алюминий и флексиглас. Измерения выполнены с помощью клинического дозиметра 27012. На рис.2 в качестве примера приведены изодозные распределения электронного пучка для поля облучения размером $60 \times 80 \text{ мм}^2$. Такое поле получается без применения устройств, выравнивающих поток по облучаемой поверхности. Мощность дозы в электронном пучке непосредственно на выходе его из электромагнита при частоте следования импульсов излучения 200 Гц может быть доведена до 200 Гр/мин.

Таким образом, проведенные исследования и выполнение рекомендаций, полученных в результате этих исследований, а также простота обслуживания и возможность регулирования энергии ускоренных электронов от I до максимальной, позволили создать ускоритель электронов, приемлемый для целей интраоперационного облучения. Кроме того, малая величина рассеянного излучения и острота направленность основного позволяют эксплуатировать ускоритель в операционных без применения специальной радиационной защиты, используя только навесную.

ЛИТЕРАТУРА

1. Nishimura A., Nakano M., Otsu U. Intraoperative radiotherapy for advanced carcinoma of the pancreas. *Cancer* 1984, 54, N 11, 2375-2384.
2. Ерофеева Г.В. и др. ИГЭ, № 5, 1980, 29-30.
3. Звонцов А.А. и др. ИГЭ, № 2, 1975, 40-42.
4. Чахлов В.Л. и др. Изв. вузов, серия Физика, № 3, 1985, 24-28.

ТЕРАПЕВТИЧЕСКИЕ КОМПЛЕКСЫ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЭЛЕКТРОНОВ

Ю.П.Вахрушин, В.А.Глузих, О.А.Гусев, В.И.Петрунин, И.А.Прудников,
Ю.Ф.Чичикалов

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

И.А.Брмаков, Е.А.Жербин, Л.П.Симбирцева, Р.В.Синицын, О.А.Штукковский

Центральный научно-исследовательский рентгено-радиологический
институт Минздрава СССР, Ленинград

Лучевое воздействие, как и хирургическое вмешательство, относится к основным средствам борьбы с онкологическими заболеваниями, являющимися одной из главных причин смертности населения в экономически развитых странах. Заболеваемость злокачественными новообразованиями составляет по данным на 1980г. в среднем 2,1-2,7 тыс.случаев на 1 млн населения и испытывает значительные колебания по территориальным регионам [1]. Учитывая ежегодный прирост числа онкологических больных, принимая во внимание, что, примерно, 50% первичных больных будет нуждаться в лучевой терапии, а также то, что на лучевое лечение будут направляться больные, ранее его получавшие, в связи с рецидивом опухолевого роста, можно предположить, что в 1990 году лучевая терапия должна проводиться 3,0+4,5 тыс. онкологических больных на 1 млн. численности населения [1].

В последние годы наметился значительный прогресс в практическом и теоретическом обосновании лучевого воздействия как радикального средства борьбы со злокачественными новообразованиями, постоянно совершенствуются методики лучевой терапии, ее технологическое обеспечение и технические средства.

В настоящее время в арсенале радиотерапевтических средств ускорители заряженных частиц, в частности ускорители электронов, занимают ведущее положение. Современное состояние техники ускорения электронов, их транспортировки, формирования и преобразования в медицинские пучки электронов и фотонного ионизирующего излучения позволяют создавать радиотерапевтические установки, обеспечивающие оптимальность радиационного воздействия. Применение ускорителей электронов обеспечивает радикальность лучевого лечения в 40+50% и более случаев онкологического заболевания, подлежащих глубинной терапии. Поэтому, если в 1990г. облучение будет показано для 3,0+4,5 тыс. онкологических больных на 1 млн. населения, то из их числа радикальное лечение с использованием медицинских ускорителей электронов должно проводиться для 1,0+1,5 тыс.больных на 1 млн. жителей.

При использовании современной ускорительной техники повышение радикальности лучевого лечения может быть достигнуто только путем существенного снижения возможности ошибок и погрешностей на всех этапах подготовки и проведения курсов лучевой терапии. А для этого выявляется необходимость применения в лучевой терапии новейшего сложного оборудования, предназначенного для диагностики заболеваний, автоматизации процессов подготовки, планирования и проведения курсов лечения и т.д. Это оборудование может

использоваться с полной загрузкой только при соответствующей организации работ и, как следствие, оптимизации структуры радиотерапевтической помощи населению. В основе ее лежит принцип увеличения сложности необходимых технических средств и способов формирования дозного поля в обрабатываемой области в зависимости от характера, локализации и стадии болезни. В верхнем уровне такой структуры должны быть задействованы терапевтические комплексы, обеспечивающие проведение радикальной лучевой терапии с использованием ускорителей заряженных частиц. Такой комплекс должен быть оборудован 4-6 ускорителями электронов и всей необходимой для подготовки и проведения курса лечения вспомогательной аппаратурой и оборудованием, включая локальную сеть средств вычислительной техники. На втором уровне могут быть задействованы единичные ускорительные установки и радионуклидная аппаратура для дистанционного облучения в сочетании с радионуклидными источниками для автоматического автологинга. И, наконец, на нижнем уровне может быть использована поверхностная рентгеновская и аппликационная терапия и облучение лазерами. Терапевтический комплекс, содержащий 4 ускорительных установки, может быть укомплектован одной установкой на 6-10 МэВ, двумя - на 18-20 МэВ и одним ускорителем на 40-45 МэВ, причем последний целесообразно использовать в основном для облучения электронами. Увеличение числа радиотерапевтических установок до 6 рационально осуществлять за счет увеличения числа ускорителей с энергией 18-20 МэВ.

При средней пропускной способности одного ускорителя 700-750 курсов облучений в год, комплекс из 4-6 ускорительных установок может обслуживать регион с населением примерно в 4 млн. жителей, что естественно предполагает их размещение в крупных городах с развитой инфраструктурой промышленности, научных и учебных заведений.

Необходимость указанной концентрации наиболее мощных современных средств радиотерапевтической техники помимо вышеизложенных соображений диктуется также следующими причинами:

1. Возможностью организации высокоэффективной, комплексной и гибкой проточной технологии подготовки и проведения лучевой терапии, основанной на использовании новейших достижений науки и техники, в том числе современных средств и возможностей диагностической и вычислительной техники.

2. Снижением экономических показателей по капиталовложениям, включая строительство зданий, сооружений и коммуникаций и эксплуатационным расходам, включая все службы обеспечения лучевой терапии.

3. Эффективным использованием высококвалифицированных специалистов медиков, физиков, математиков и инженеров.

4. Значительным повышением надежности завершения курсов радикальной лучевой терапии, несмотря на возможные отказы отдельных радиотерапевтических установок.

В качестве радиотерапевтических ускорительных установок в настоящее время наиболее перспективным является использование медицинских линейных ускорителей.

В СССР в рамках создания единой серии линейных ускорителей для промышленности и медицины разработан ряд медицинских линейных ускорителей электронов, состоящий из моделей ЛУЭР-5М, ЛУЭР-20М и ЛУЭР-40М. Основной моделью этого ряда является ускоритель модели ЛУЭР-20М на энергии электронов до 20 МэВ.

В ускорителях ЛУЭР-20М и ЛУЭР-40М предусматривается два номинальных значения граничных энергий тормозного излучения. Число энергий и их значения

отвечают клиническим требованиям, исходящим из возможности путем комбинированного облучения охватить все случаи лечебной практики, когда тормозное излучение является наиболее эффективным средством воздействия. В режиме облучения электронами энергия последних может изменяться в очень широких пределах. Так, в ускорителе модели ЛУЭР-40М пределы изменения энергии электронов (5-10 МэВ) представляют практически весь необходимый для целей лучевой терапии диапазон. В обоих ускорителях шаг изменения энергии ускоренных электронов составляет 2,5-3 МэВ. По параметрам, непосредственно определяющим качество лучевой терапии и относящимся к распределению поглощенной дозы в облучаемом объеме, ускорители ЛУЭР-20М и ЛУЭР-40М полностью соответствуют требованиям Международной электротехнической комиссии (МЭК).

Что касается линейного ускорителя модели ЛУЭР-5М, то он разработан только в рамках технического проекта. Учитывая, что ускорители этого класса, т.е. с энергией электронов 5-10 МэВ, разработаны и изготавливаются в ПНР, успешно используются в странах СЭВ, то представляется более целесообразным в терапевтических комплексах использовать именно эти ускорители.

Линейный ускоритель "Лимекс-4 МэВ" предназначен для целей лучевой терапии только тормозным излучением с граничной энергией квантов 4 МэВ и успешно заменяет терапевтические установки с Co^{60} , обеспечивая значительно большую мощность дозы тормозного излучения - 2 Гр/мин и лучшие качества дозных распределений.

Линейный ускоритель электронов "Нептун - 10М" предназначен для лучевой терапии тормозным излучением с граничной энергией квантов 9 МэВ и электронами с энергиями 6,8 и 10 МэВ.

Обе модели ускорителей в настоящее время широко используются в клинических условиях и зарекомендовали себя надежными и эффективными терапевтическими установками.

Терапевтический комплекс создается с целью наиболее эффективного использования медицинских ускорителей с высокой гарантией качества лучевой терапии при минимальных капитальных затратах на строительство, приобретение оборудования и эксплуатационных затратах. Это достигается включением в состав комплекса помимо ускорительных установок специального оборудования для анатомотопографического обследования, технических средств и сети ЭВМ по измерению, обработке, хранению данных для автоматического управления подготовкой, для обеспечения контроля воспроизводимости дозиметрических планов лучевого лечения, для автоматического управления планированием и проведением курса облучения и технического обслуживания всего набора оборудования комплекса.

В состав оборудования для анатомо-топометрических обследований в оптимальном варианте должны входить: ядерно-магнитный резонансный, рентгеновский трансмиссионный и эмиссионный радионуклидный вычислительный томограф, эхо-локатор, рентгенограмметрическая установка с электронно-вычислительной аппаратурой денситометрии и обработки рентгеновских изображений. В оптимальном варианте эта аппаратура позволит организовать амбулаторный прием и обследование больного в целях диагностики как онкологических, так и неонкологических заболеваний, что в свою очередь значительно расширяет сферу медицинского приложения этой уникальной и дорогостоящей электрофизической аппаратуры.

К числу остальных технических средств и аппаратуры комплекса относятся: - система метрологического контроля с клиническими дозиметрами, тканеэквивалентными фантомами, приспособлениями для установки и дистанционного перемещения различных детектирующих устройств;

- система дозиметрического планирования;
- система контроля воспроизводимости планов лучевой терапии с симулятором;
- система сопровождения больного;
- система управления формированием дозного поля.

Все заложенные в современном терапевтическом комплексе возможности могут быть реализованы только при соответствующей автоматизации (компьютеризации) всех технологических этапов предлучевой подготовки и процесса облучения: получения анатомо-топографической информации, дозиметрического планирования, метрологического и дозиметрического контроля, выполнения плана облучения, сопровождения больного в течение курса лучевой терапии, т.е. ставится задача создания такой управляющей системы ЭВМ, под контролем и автоматическим сопровождением которой должен подготавливаться и реализовываться курс лучевой терапии. Такая система должна быть построена в виде вычислительной сети, охватывающей все инженерно-физическое оборудование техническое-го обеспечения подготовки и проведения лучевого лечения.

Один из вариантов системы управления комплекса может быть построен по иерархическому принципу. Верхней ступенью иерархии является одна или несколько мини-ЭВМ, связанных между собой аппаратно и программно. Через аппаратуру передачи данных мини-ЭВМ управляют средним звеном иерархии - объектами управления через устройства сопряжения с объектом (УСО). Нижним звеном иерархии могут являться также томографы, имеющие собственную ЭВМ, аппаратура обработки рентгенографической информации, система дозиметрического планирования лучевого лечения и т.п.

Построенная таким образом система допускает расширение по вертикали и горизонтали и в этом смысле является открытой. Несомненно, что такая система обладает повышенной надежностью из-за отсутствия привязки основных функций конкретной ЭВМ верхнего звена.

Использование операционной системы "Рафос" в такой архитектуре позволит существенно повысить производительность комплекса за счет разделения функций между процессорами, специальной ориентации процессоров на выполнение одной или нескольких задач и параллельного функционирования всех процессоров комплекса.

Первый такой терапевтический комплекс планируется организовать в Ленинграде, на базе Центрального научно-исследовательского рентгено-радиологического института Минздрава СССР. Этот институт располагает зданиями и помещениями, обеспечивающими эксплуатацию всех современных терапевтических ускорителей. В их числе шесть унифицированных защитных помещений, в каждом из которых может быть установлен ускоритель на любую энергию электронов в терапевтическом диапазоне. Служба предлучевой подготовки может располагать четырьмя специальными наборами помещений, в которых могут быть установлены томографические и рентгенограмметрические установки, симулятор и т.п.

Немаловажным обстоятельством являются проводимые в ЦНИРИ совместно с НИИЭФА работы по строительству и организации медицинского циклотронного комплекса.

Л и т е р а т у р а

- И. Н.П.Напалков, В.М.Мерабишвили, Г.Ф.Штуковский, М.П.Преображенская.
Вопросы онкологии, т. XXIII, №10, с.26-71, 1982г.

**ИНТЕГРАЛЬНЫЙ КЛИНИКО-ФИЗИЧЕСКИЙ КОМПЛЕКС ЛАБОРАТОРИИ ЯДЕРНЫХ
ПРОБЛЕМ ОИЯИ ДЛЯ ЛУЧЕВОЙ ТЕРАПИИ ТЯЖЕЛЫМИ ЯДЕРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ**

В.П.Джакепов, О.В.Савченко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Б.В.Астрахан, А.И.Рудерман

Всесоюзный онкологический научный центр АМН СССР, Москва

Среди методов, применяемых для борьбы со злокачественными новообразованиями, одно из основных мест занимает лучевая терапия.

Несмотря на прогресс, наблюдавшийся в технике и в результатах облучения (электронно-фотонной) лучевой терапией, процент излеченных больных остается невысоким (в среднем, около 30%). Существенное увеличение этой доли возможно только при переходе к новым источникам излучения, таким, как тяжелые заряженные частицы и нейтроны высоких энергий. Это обусловлено как четко выраженными преимуществами геометрического распределения поглощенной дозы таких частиц, так и благоприятными изменениями ряда факторов их биологического действия: (ОЕЗ и КО).

В ряде научных центров, в том числе в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, уже накоплен опыт по первому клиническому применению протонов и ведутся работы по изучению возможности использования в лучевой терапии других тяжелых заряженных частиц и нейтронов высоких энергий [1].

Несмотря на сегодня мировой опыт применения протонных пучков насчитывает около 5000 пациентов и касается, в основном, облучения нормального и опухолевого глоточка. Применение строгательных ин-мезонов и тяжелых ионов требует пока биологическую проверку и проверку на первых пациентах. Область применения протонных пучков еще не полностью определена, и в ближайшие годы, несомненно, будет расширяться. Однако уже сейчас насчитано облучении больных одерживают существенней технической базой облучения протонами и другими тяжелыми ядерными частицами.

Работы по применению протонных пучков для лучевой терапии начались в Советском Союзе с заведением на 10-15 лет по сравнению с такими странами, как США и Швеция. Первый в Советском Союзе медицинский протонный пучок с необходимыми для лучевой терапии параметрами был создан по предложению В.П.Джакепова на фазотроне 680 МэВ в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ (Дубна) в 1967 году [2]. Главной целью намеченной программы работ по протонной терапии было использование широких протонных пучков для облучения глубоко расположенных опухолей больных раком.

Все работы на этом пучке проводились совместно специалистами Института экспериментальной и клинической онкологии АМН СССР (ныне ВОНЦ АМН СССР) и группой физиков Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ. После серии физико-дозиметрических и радиобиологических экспериментов были начаты клинические исследования. Они проводились на медицинском протонном пучке ЛЯП ОИЯИ с 1968 по 1974 гг. и были приостановлены из-за начавшейся реконструкции ускорителя и строительства медико-биологического павильона. В течение этого первоначального

периода клинических испытаний на медицинском протонном пучке ЛЯП ОИЯИ было обучено в общей сложности 84 пациента, в основном со злокачественными опухолями пищевода и легкого [3]. Протонный пучок предоставлялся для медицинских целей 2-3 раза в неделю, при этом каждый больной обучался фракционированно (10-15 сеансов в течение 1-1,5 мес.), так что общее число лучевых сеансов за этот период времени составило для этих пациентов около одной тысячи.

В результате этого первоначального поискового этапа применения протонов в лучевой терапии были получены определенные доказательства правильности основных исходных физико-технологических, радиобиологических и клинических предположений. Лучевые реакции опухолевых структур, тканей, окружающих тканей, а также кожи были адекватны поглощенной в них дозе. В то же время имеются место при обычных видах лучевой терапии осложнения, связанные с облучением соседних с опухолью здоровых тканей и органов, не наблюдались вовсе.

Накопленный опыт послужил основой для применения в медицине других тяжелых ядерных частиц.

Для этих целей в Лаборатории ядерных проблем в 1974 году с помощью широкоугольной магнитной линзы был получен интенсивный пучок отрицательных пи-мезонов [4], на котором была проведена серия радиобиологических экспериментов, показавших перспективность использования таких мезонов в лучевой терапии злокачественных опухолей [5]. Кроме того, в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ еще до остановки синхротрона на реконструкцию было получено дозное распределение пучка нейтронов со средней энергией 350 МэВ и впервые получена радиобиологическая оценка такого пучка, указывавшая на пониженное значение К₀ во всех точках глубинного дозного распределения в водном фантоме, что создает некоторые новые возможности для повышения эффективности лучевой терапии при лечении больших гипоксичных опухолей [6].

В итоге этого первого поискового этапа исследований было получено достаточно данных для перехода ко второму этапу исследований - этапу рандомизированных клинических испытаний, в ходе которых намечается получить статистически обоснованные заключения о практической ценности пучков тяжелых ядерных частиц и их терапевтических преимуществах по сравнению с электронно-фотонным излучением.

Такие клинические испытания наиболее целесообразно осуществлять на действующих или реконструируемых ускорителях заряженных частиц, используемых в настоящее время, в основном, для проведения физических исследований. В этом случае можно ограничиться созданием прилегающего к ускорителю специализированного павильона с несколькими лечебными кабинетами, оснащенного необходимыми оборудованием и аппаратурой для лучевой терапии и диагностики.

При таком подходе очевидны следующие преимущества:

1. Во много раз уменьшается общая сумма затрат на проведение широких клинических испытаний.
2. При разработке методов диагностики опухолей и методов оптимального планирования и облучения пациентов открывается прямой путь использования для этих целей всего накопленного опыта экспериментальной ядерной физики, а также современной измерительной аппаратуры и вычислительной техники, имеющейся на действующих ускорителях.
3. Возможности получения на одном ускорителе пучков заряженных частиц различного вида позволяют осуществлять в условиях одного микроскопического комплекса сравнительные клинические испытания на пучках таких частиц, и, в частности, получить результаты по их комбинированному воздействию.

Для выполнения намеченной программы работ в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ к концу 1985 года завершено создание пестикабинного клиничко-физического

комплекса, включающего в себя:

- а) три протонных канала медицинского назначения для облучения глубоких застарелых опухолей, широкими и узкими протонными пучками различной энергии;
- б) пи-мезонный канал медицинского назначения для получения и использования в лучевой терапии интенсивных пучков отрицательных пи-мезонов;
- в) канал сверхбыстрых нейтронов медицинского назначения для облучения больших резистентных опухолей;
- г) терапевтическую гамма-установку, которая будет использоваться в качестве резервного источника излучения, а также для отработки сочетанных методов облучения.

Схема первой очереди разводки медицинских пучков и расположения процедурных кабин клинично-физического комплекса показана на прилагаемом рисунке.

Для получения широких протонных пучков с энергиями 100, 130 и 200 МэВ [7], а также узкого диагностического протонного пучка с энергией 660 МэВ используется канал УШ. Выведенный из камеры ускорителя протонный пучок отклоняется на угол $\sim 8^\circ$ магнитом СП-35, далее с помощью линзы МЛ-3 фокусируется на мезонной мишени (М) и затем линзой Q2 собирается на вход углеродного замедлителя (П), уменьшающего начальную энергию пучка до необходимой средней энергии 100, 130 или 200 МэВ. Дистанционно управляемый углеродный замедлитель (П) выполнен в виде трех независимо вращающихся барабанов, размещенных внутри защиты из тяжелого бетона, уменьшающей примерно на два порядка поток нейтронов, возникающих при торможении протонного пучка, и обеспечивающей на своей внешней поверхности после выключения ускорителя допустимый уровень фоновых излучений от наведенной пучком радиоактивности. Два первых (по направлению движения пучка) барабана имеют отверстия для установки на пути протонов углеродных блоков разной толщины, что обеспечивает выбор суммарной толщины замедлителя в интервале 0–130 см с шагом 1,2 см и получение заторможенного пучка протонов в широком диапазоне энергий от 100 до 670 МэВ. Третий вращающийся барабан, выполненный из стали толщиной 40 см, позволяет выводить на ось пучка круглые или желобчатые коллиматоры различных размеров, необходимые для формирования требуемого амплитудно-энергетического пучка протонов, обеспечивающего его дальнейший анализ и транспортировку.

Магнитный анализ и получение необходимой дисперсии заторможенного пучка протонов осуществляются с помощью трех магнитов: СП-37, СП-10 и СП-57, последовательно отклоняющих пучок в горизонтальной плоскости на углы $31,3^\circ$, $10,5^\circ$ и $13,5^\circ$, соответственно.

Дублет квадрупольных линз Q3, расположенный на выходе коллиматора в защитной стене, позволяет получить пучок оптимальных размеров и осуществлять пространственное разделение импульсных компонент заторможенного пучка протонов в месте расположения автоматической коллиматорной системы (АКС), формирующей импульсный спектр заторможенных протонов. Эта коллиматорная система представляет собой набор из 12 пар подвижных пластин шириной по 1,5 см, образующих регулируемый ступенчатый профиль, перекрывающий частично или полностью апертуру отдельных компонент импульсного распределения протонов, и трансформирующей, таким образом, имеющееся импульсное распределение в такое, которое позволяет получить в каждой из процедурных кабин распределение доз с заданной конфигурацией кривой Брэгга [8].

Два квадрупольных дублета МЛ-10 и пять квадрупольных триплетов ($T_1 + T_5$) служат для транспортировки пучка в процедурные помещения и компенсации линейной дисперсии в области расположения облучаемого объекта. Магнит СП-56 используется для попеременной разводки пучков в кабин 1 и 2. Поперечное сечение

протонных пучков в каждой из процедурных кабин формируется с помощью забора основных и чистовых коллиматоров, устанавливаемых непосредственно перед облучаемым объектом, и сформированный таким способом пучок останавливается внутри облучаемого объекта. Стены процедурных кабин № 1 и 2 толщиной от 1,5 до 2,0 метра тяжелого бетона вместе с защитной дверью, перекрывающей вход в любую из кабин, понижают величину фоновых излучений вне кабин до допустимого уровня.

В случае формирования узкого диагностического пучка для протонографии (интенсивностью $\sim 10^6 \text{ с}^{-1}$) выведенный из ускорителя протонный пучок с полной энергией и интенсивностью проходит мезонную мишень (М), щелевой коллиматор K_1 ($3 \times 10 \text{ мм}^2$) в углеродном замедлителе (П) и затем с помощью линзы Q3 и магнитов СП-37, СП-10 и СП-57 фокусируется и отклоняется на вход коллиматора K_2 , установленного перед (АК). Сформированный таким способом узкий протонный пучок транспортируется далее без потерь по каналу УШ в кабину № 1, где фокусируется на объекте, подлежащем диагностике, и затем поглощается в детектирующей установке.

В случае формирования узкого протонного пучка с энергией 660 МэВ для облучения внутричерепных мишеней методом напролет используется канал XI. Выведенный из ускорителя протонный пучок с полной энергией и интенсивностью до 7 мкА направляется сначала на мишень (М) с целью получения мезонов для физических экспериментов, а оставшаяся часть его проходит линзу Q2, щелевой коллиматор K_1 ($5 \times 15 \text{ мм}^2$) в углеродном замедлителе (П) и затем с помощью линзы Q3 и магнитов СП-37, СП-10 и СП-57 фокусируется и отклоняется на вход коллиматора K_2 , установленного сразу после магнита СП-57. Далее пучок входит в XI канал, формируется коллиматорами K_3 и K_4 и с помощью линз Т6, Т7 и магнита СП-10 фокусируется и отклоняется в кабину № 3, где после прохождения объекта облучения гасится в защите из железа (толщиной 1 м) и тяжелого бетона (1,5 м). Магниты ОМВ и ОМ-6 служат для стабилизации узкого протонного пучка в месте расположения объекта облучения.

Потери интенсивности пучка в этом режиме работы канала XI в расчете на 7 мкА выведенного пучка составляют в лаборатории № 4 (в основном, в районе магнитов СП-37, СП-10 и СП-57) $\sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$, а потери пучка в лаборатории № 5 практически отсутствуют. Интенсивность узкого пучка в кабине № 3 равна $5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$, и лонгшут-газитель уменьшает нейтронный фон в помещениях к этой лаборатории помещенных до уровня 0,1 предельно допустимой дозы.

Для получения медицинского пучка отрицательных пи-мезонов используется канал IX [9]. Выведенный из камеры ускорителя протонный пучок с полной энергией 670 МэВ и интенсивностью до 7 мкА отклоняется магнитом СП-35 на угол $\sim 8^\circ$, а затем линзами МЛ-3, Q2 и Q3 направляется на центр магнита СП-37, расположенного за четырехметровой защитной стеной. Магниты СП-37, СП-10 и СП-57 отклоняют пучок в горизонтальной плоскости на суммарный угол 64° , затем с помощью магнита МС-4 протонный пучок поворачивается в вертикальной плоскости вниз на угол $21,5^\circ$ и далее тремя магнитами ОМ-1, 2, 3, расположенными в туннеле на первом этаже здания ускорителя, снова переводится в горизонтальное положение. Магнит СП-024 отклоняет пучок на 3° в горизонтальной плоскости, чтобы попасть на центр пи-мезонной линзы в конце IX канала или на $18,4^\circ$ в случае сброса пучка по каналу IX' на мишень установки ЯСНАШ-2. Шесть линз (Q4 + Q9) обеспечивают удержание протонного пучка и его транспортировку без потерь от магнита СП-57 до мишени пи-мезонной линзы, предназначенной для получения интенсивного пучка отрицательных пи-мезонов. Магнит ОМ-4 в конце тракта служит для наводки протонного пучка на мезонообразующую мишень (5 см W или 5 см Cu), расположенную в сильном магнитном поле пи-мезонной линзы. После прохождения мишени про-

тонный пучок гасится в защите из железа толщиной 2 м и тяжелого бетона толщиной 7 м. Весь путь протонного пучка проходит в вакууме, кроме двух воздушных промежутков: первого — между камерой ускорителя и магнитом СП-35, и второго — между линзами МЛ-3 и Q2, которые отделены от вакуумпровода фольгами толщиной 100 мкм каждая. В этом случае, как показывают расчеты [9], потери частиц при транспортировке составляют величину не более 10^{-4} от первоначальной интенсивности, т.е. при токе выведенных протонов 7 мкА около $4 \cdot 10^9$ с⁻¹ в четвертой лаборатории и туннеле на первом этаже пятой лаборатории. Работа на каналах IX или IX' возможна только в режиме, когда мезонная мишень (М) удаляется из пучка. В противном случае потери пучка в трактах при транспортировке через лаборатории № 4 и 5 становятся недопустимо высокими.

При получении клинического пучка отрицательных пи-мезонов широкоугольная магнитная линза фокусирует мезоны вертикально вверх в кабину № 4, расположенную на втором этаже четвертой пристройки. При интенсивности протонного пучка 7 мкА, падающего на мишень из вольфрама толщиной 5 см, ожидается получение несепарированного пучка отрицательных пи-мезонов с энергией до 90 МэВ и интенсивностью около 10^8 с⁻¹ [10]. Такой пучок полностью тормозится в объекте облучения, причем нейтронный фон, возникающий при захвате пи-минус мезонов ядрами элементов, составляющих ткань, нигде не превышает предельно допустимой дозы за границей зала четвертой пристройки.

Для получения терапевтического нейтронного пучка используется канал X. Выведенный из камеры ускорителя протонный пучок с полной энергией 670 МэВ и интенсивностью до 7 мкА отклоняется магнитом СП-35 на угол $\sim 8^\circ$, а затем линзами МЛ-3, Q2 и Q3 направляется на центр магнита СП-37, расположенного за четырехметровой защитной стеной. Магниты СП-37, СП-10 и СП-57 отклоняют пучок в горизонтальной плоскости на суммарный угол 64° , а затем с помощью линзы Q4 пучок фокусируется на одну из мишеней нейтронной мишенной станции (Н). Потери протонов в 4-й лаборатории составляют для выбранного режима транспортировки около $4 \cdot 10^9$ с⁻¹.

Дистанционно управляемая нейтронная мишенная станция представляет собой вращающийся барабан, окруженный защитой из железа и бетона суммарной толщиной около 1 м, уменьшающей более чем на два порядка потока нейтронов, вылетающих из мишени перпендикулярно протонному пучку, и снижающей до допустимого уровня фон от наведенной пучком радиоактивности. Барабан имеет 11 отверстий для установки на пути протонов мишеней из различных материалов (Be, C, Al, Si, Pb) с набором толщин до 70 г/см² для получения пучка нейтронов со средней энергией около 350 МэВ. Магнит СП-56, установленный сразу после нейтронной мишенной станции, отклоняет прошедшие через мишень протоны и образовавшиеся в мишени заряженные частицы на угол свыше 18° в горизонтальной плоскости для последующего их поглощения в железной защите толщиной 1,3 м и бетонной защите толщиной 2 м. Нейтроны, образованные в мишени под углом 0° , проходят между полками магнита СП-56, первый формирующий коллиматор в железной защите и двухметровой бетонной стене и направляется в процедурное помещение (кабина № 5), расположенное в зале лаборатории № 5. В кабине установлен магнит ОМ-5, который дополнительно очищает нейтронный пучок от примесей заряженных частиц, образованных на стенках коллиматора. Далее нейтронный пучок формируется чистовым коллиматором из железа длиной около 1 м, проходит область расположения облучаемого объекта и гасится в ловушке из железа и тяжелого бетона суммарной толщиной около 3,5 м, расположенной в тыльной стене кабины № 5. Для пучка протонов интенсивностью 7 мкА, падающего на бериллиевую мишень толщиной 36 см, максимальный поток нейтронов для коллиматора диаметром 120 мм будет составлять около

$7 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, что соответствует мощности дозы в месте расположения облучаемого объекта около 20 рад/мин.

В таблице приведены сводные характеристики всех режимов работы каналов медицинских лучков, рассчитанных на интенсивность выведенных протонов 7 мкА.

Таблица Характеристики режимов работы каналов медицинских лучков реконструированного фазотрона, рассчитанных на интенсивность выведенных протонов 7 мкА.

№	Номер канала	Энергия транс-портируемых протонов (МэВ)	Потери интенсивности в клинико-физич. комплексе (с^{-1})	Номер кабин	Вид частиц в кабине и их энергия	Интенсивность частиц в кабине (с^{-1})	Мощность дозы в месте расположения облучаемого объекта (рад/мин)	Примечание
1	УШ	200	$6 \cdot 10^8$	1	протоны 200 МэВ	$3,6 \cdot 10^9$	$1,0 \cdot 10^3$	200 МэВ протоны получают торможением в углеродном замедлителе (II).
2	УШ	100	0	1	протоны 100 МэВ	10^8	$7 \cdot 10^2$	—
3	УШ	660	0	1	протоны 660 МэВ	10^6	6,0	для диагностических целей
4	УШ	130	$3 \cdot 10^8$	2	протоны 130 МэВ	$1,6 \cdot 10^9$	$7,5 \cdot 10^2$	130 МэВ протоны получают торможением в углеродном замедлителе (II).
5	XI	660	0	3	протоны 660 МэВ	$5 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^2$	
6	IX	660	$4 \cdot 10^9$	4	пи-минус мезоны 90 МэВ	10^8	40	пи-мезоны получают на мишени из вольфрама толщиной 5 см
7	X	660	0	5	нейтроны со средней энергией 350 МэВ	$7 \cdot 10^9$	20	нейтроны получают на бериллиевой мишени толщиной 36 см

В клинико-физическом комплексе Лаборатории ядерных проблем ОИИИ закончено сооружение пяти процедурных кабин, оснащенных специализированным оборудованием для проведения медико-биологических и клинических исследований. Три кабин предназначены для протонной терапии, четвертая кабина для терапии отрицательными пи-мезонами, пятая кабина — для нейтронной терапии. В шестой кабине (первый этаж лаборатории № 5) размещена терапевтическая гамма-установка, которая будет использоваться в качестве резервного источника излучения (при вынужденной остановке ускорителя), а также для отработки сочетанных методов облучения.

Кабина № 1 оснащена оборудованием с аппаратурой, работающей на связи с ЭВМ и предназначенной для ротационного сканирующего облучения глубоко расположенных опухолей сложной формы [11] таких локализаций, как злокачественные опухоли пищевода, легкого, гортани, полости рта и носоглотки. После заверше-

ния разработки и внедрения методов реконструктивной компьютерной томографии [12] станет возможным облучение и целого ряда других глубоко залеганных опухолей, таких как рак поджелудочной железы, простаты, мочевого пузыря и др.

В кабине № 2 для протонной терапии установлено оборудование для лечения онкогинекологических больных по уже разработанной в ВОНЦ и ИТЭФ методике.

В третьей процедурной кабине для протонной терапии разрабатывается и монтируется оборудование для облучения малых внутричерепных мишеней методом напролет.

На реконструированном фазотроне будут созданы соответствующие условия для получения клинического пучка отрицательных пи-мезонов. Широкоугольная магнитная линза фокусирует мезоны вертикально вверх в кабину № 4, расположенную на втором этаже лаборатории № 5, и оснащенную необходимым оборудованием для облучения пациентов в положении лежа.

После завершения физико-дозиметрических и радиобиологических экспериментов на этом пи-мезонном пучке предполагается проведение клинических испытаний на следующих локализациях: злокачественные опухоли носоглотки, полости рта, щитовидной и слюнной желез, поджелудочной железы и др.

Терапевтический нейтронный пучок выводится в кабину № 5, оснащенную оборудованием для ротационного облучения пациентов в положении сидя. Нейтронный пучок можно будет использовать для лучевой терапии больных гипоксичными опухолями как самостоятельно, так и в комбинации с другими видами излучений.

В целом шестикабинный клиничко-физический комплекс Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ по мере достижения проектных значений параметров пучков реконструированного фазотрона обеспечит в течение ближайших 10-15 лет широкие возможности для проведения медико-биологических и клинических исследований по лучевой терапии онкологических больных сначала пучками протонов, а затем и пучками отрицательных пи-мезонов и нейтронов высоких энергий.

В 1986 году начались работы по формированию медицинских протонных пучков на реконструированном ускорителе.

В мае 1986 года был получен и исследован протонный пучок с энергией 220 МэВ, выведенный по каналу УШ в кабину № 1. Была осуществлена настройка всех ионно-оптических элементов этого канала. Продемонстрирована возможность получения модифицированной кривой Брегга из монохроматического протонного пучка после прохождения углеродного замедлителя. Исследовано влияние вакуума канала на протонный пучок с энергией 200 МэВ. Получены такие физико-дозиметрические характеристики этого пучка, как интенсивность отдельных спектральных гармоник, кривые Брегга для этих гармоник и их комбинаций, возможность осуществления ахроматического режима работы УШ канала, дозные распределения в месте расположения облучаемого объекта, влияние размеров коллиматора после углеродного замедлителя на интенсивность пучка и др.

Показано хорошее соответствие (в пределах фактора 1,5-2) полученных результатов с расчетными значениями и сделан вывод о возможности начала проведения медико-биологических исследований на 200 МэВ пучке уже при интенсивности выведенного протонного пучка больше 1 мкА.

Получены также некоторые физико-дозиметрические характеристики для энергии протонов 100 МэВ в кабине № 1 и энергии 130 МэВ в кабине № 2.

Первоочередная цель медико-биологических и клинических исследований на ближайшие годы - получение достоверных данных о преимуществах и недостатках протонной терапии опухолей, по крайней мере, на примере двух локализаций: рака пищевода и опухолей женской половой сферы (в основном, рака шейки матки).

Для пучков отрицательных пи-мезонов и нейтронов высоких энергий основной задачей будет завершение всех необходимых физико-дозиметрических и радиобио-

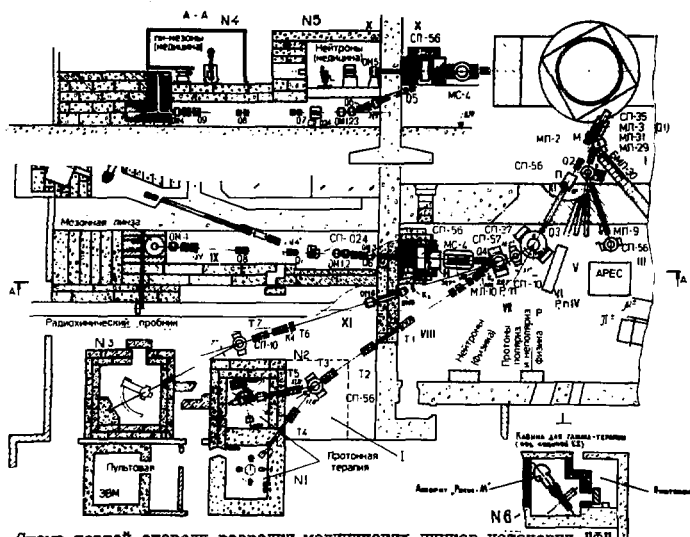


Схема первой очереди разработки медицинских пучков установки "Ф" и расположения процедурных кабин клинико-физического комплекса Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

логических экспериментов и проведение первого этапа клинических испытаний в основном для локализаций, резистентных к радиоаконизирующему излучению.

В результате выполнения этой программы работ для ряда локализаций будут получены практические рекомендации по выбору наиболее оптимальных вариантов методик лучевой терапии онкологических больных пучками протонов, отрицательных пи-мезонов и нейтронов высоких энергий, по дальнейшему развитию методов лучевой терапии на этих пучках, и будет проводиться лечение больных по отработанным методикам.

Л и т е р а т у р а

1. Рудерман А.И. Вестник АМН СССР, 1983, № 3, 76.
2. Джелепов В.П. и др. ОИЯИ, Г6-3491, Дубна, 1967; Мед.радиология № 4, стр. 54, 1969.
3. Протонные пучки высоких энергий и лучевая терапия злокачественных опухолей. Под редакцией В.П. Джелепова и А.И.Рудермана. ОИЯИ, 9035, Дубна, 1975.
4. Абазов В.М. и др. ОИЯИ, П13-08079, Дубна, 1974.
5. Абазов В.М. и др. В кн. III совещание по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. ОИЯИ, П18-Г2147, Дубна, 1979, стр. 266.
6. Джелепов В.П. и др. Мед.радиология, 1980, № 3, 56.
7. Кузьмин Е.С. и др. ОИЯИ, Р9-84-445, Дубна, 1984.
8. Зорин В.П. и др. ОИЯИ, П16-11080, Дубна, 1977.
9. Кузьмин Е.С. и др. ОИЯИ, 9-82-406, Дубна, 1982.
10. Абазов В.М. и др. ОИЯИ, П13-80-707, Дубна, 1980.
11. Абазов В.М. и др. ОИЯИ, П8-80-156, Дубна, 1980.
12. Абазов В.М. и др. ОИЯИ, П8-80-746, Дубна, 1980.

УСКОРИТЕЛИ В МЕДИЦИНЕ

Л.Д.Гольдин, М.Ф.Лемаков, В.С.Хорошков, И.В.Чувпко

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Мы рассмотрим три основных аспекта медицинского применения ускорителей: изготовление радиоактивных препаратов для радионуклидных исследований, позитронную томографию и применение ускорителей для лучевой терапии.

1. Радионуклидные исследования

Диагностика с помощью радионуклидов в настоящее время является стандартной методикой, позволяющей успешно выявлять расположение опухолевых очагов, обнаруживать дефекты кровоснабжения и анатомические нарушения в разных частях человеческого организма. Стандартная методика исследования сводится к тому, что в организм больного вводится радиоактивный препарат, а затем с помощью радиодетекторов исследуется его распределение. Для регистрации применяются подвижные счетчики или большие сцинтилляционные камеры, соединяемые, чаще всего, с ЭВМ, которая воспроизводит картину распределения радионуклида на дисплее и записывает ее на магнитные ленты или диски.

В 1973 г. в США с помощью радионуклидных методов было произведено 17 млн. исследований. В 1980 г. это число удвоилось.

Далеко не все радиоактивные нуклиды пригодны для диагностики. Наибольшую ценность представляют препараты, которые позволяют производить исследования с наименьшим вредом для человека. Для этого нужно, прежде всего, чтобы они быстро распадались. При этом больному не наносится дополнительные лучевые поражения после того, как исследование закончено, и создаются условия для повторных диагностических процедур. Нужно также, чтобы испускаемое радионуклидами γ -излучение хорошо проходило сквозь человеческий организм и эффективно регистрировалось детекторами. Это требование приводит к тому, что γ -излучение должно иметь энергию от 70 до 250 кэВ. Исключения составляют позитронно-активные источники, которые испускают γ -лучи с энергией 510 кэВ, возникающие при аннигиляции позитронов и атомных электронов. Проникнув, возникающий от недостаточной эффективности детекторов к столь энергичным γ -квантам, окупается в этом случае выигранное, связанным с возможностью исследовать совпадение сигналов от двух каналов, что резко снижает фоновую загрузку аппаратуры. Этот вопрос будет более подробно рассмотрен ниже.

Перечисленные требования резко ограничивают выбор радионуклидов, пригодных для медицинской диагностики. Почти ни один из них не может производиться на ядерных реакторах, где для наработки радионуклидов используется только одна (γ, n) -реакция. На ускорителях с этой целью используются реакции (p, n) , (p, p_n) , $(p, 2n)$, $(p, 3n)$, (d, p) , (d, n) , $(d, 2n)$ и многие другие. Источнику спектра наработанных радионуклидов оказывается неизмеримо богаче.

Применяемые в диагностике радионуклиды делятся на 2 большие группы. Нуклиды с периодом полураспада порядка или более суток могут производиться централизованно и перевозиться самолетами на большие расстояния. Однако наиболее ценные для диагностики нуклиды с периодом порядка нескольких часов или даже минут должны изготавливаться в том же городе, желательно в той же клинике, где они используются. Процедура наработки и извлечения радионуклидов, а также методы

их введения в фармацевтические препараты должны быть при этом полностью или почти полностью автоматизированы.

Западные и японские фирмы изготавливают небольшие полностью автоматизированные простые в эксплуатации циклотроны (так называемые беби-циклотроны), которые устанавливаются в клиниках и управляются неспециалистами. В нашей стране беби-циклотроны не производятся, и централизованное изготовление циклотронных радиофармпрепаратов сильно отстает от потребностей.

Для изготовления полного спектра необходимых для медицины радиоизотопов нужны циклотроны с энергией протонов порядка 50 МэВ, однако уже при 20 МэВ, — при надлежащем выборе реакций и мишеней — можно изготавливать почти любые препараты.

Среди радионуклидов, находящих наиболее широкое применение в медицине, следует прежде всего назвать ^{99m}Tc ($T_{1/2} = 6 \text{ ч}$, $E = 140 \text{ кэВ}$). Этот радионуклид перед началом работы выделяется из генератора ^{99}Mo , имеющего период полураспада 66 часов и переходящего в технейций после β -распада. Широко применяется также ^{123}I ($T_{1/2} = 13,3 \text{ часа}$, $E = 160 \text{ кэВ}$) и ^{201}Tl ($T_{1/2} = 73 \text{ ч}$, $E = 190 \text{ кэВ}$). Большое время жизни таллия приводит к сужению области его применения.

2) Ультракороткоживущие радионуклиды и позитронная томография

В последние годы в клинике все более широко применяется УУКР — ультракороткоживущие радионуклиды: ^{11}C (20,3 мин), ^{13}N (10 мин), ^{15}O (2 мин) и ^{18}F (110 мин). Кроме короткого времени жизни, эти препараты обладают еще другими важными достоинствами. Углерод, азот и кислород входят в состав тканей человеческого организма. Ими можно метить воду, углекислый газ, белки и другие вещества, активно участвующие в обмене веществ. Меченная фтором глюкоза (фтордезоксиглюкоза) также принадлежит к числу веществ, активно поглощающихся организмом, в частности, нервными клетками. В этом состоит первое преимущество перечисленных радионуклидов. Вторая важная их особенность заключается в том, что все они являются позитронными излучателями. В одном-двух миллиметрах от места испускания позитроны аннигилируют с атомными электронами, испуская два противоположно направленных γ -кванта, которые могут регистрироваться на совпадения. Аннигиляционные кванты прорисовывают линию, на которой (или вблизи которой) лежало радиоактивное ядро.

Указанная особенность позитронных излучателей позволяет резко упростить процедуру восстановления на ЗЕМ пространственной картины распределения радионуклидов. При обычном способе восстановления, т.е. при исследованиях с помощью нуклидов, испускающих одиночные γ -кванты, об их распределении приходится судить лишь по уменьшению скорости счета в отдаленных детекторах. Используемые для этого приборы (γ -камеры) имеют плохое разрешение и требуют введения в организм больших активностей. Томография при этом оказывается невозможной.

С помощью ультракороткоживущих позитронных источников томографические исследования проводить можно. Их делают с помощью приборов (позитронных томографов, см. рис. 1), которые состоят из нескольких, обычно на трех, охватывающих человека колец. По периметру каждого из них расположено около сотни небольших (диаметр $\sim 2 \text{ см}$, длина $\sim 4 \text{ см}$) кристаллов из германата висмута, сигнал с которых усиливается фотодиодами и вводится в ЗЕМ. Картина распределения радиоактивных нуклидов визуализируется на дисплее в виде томограмм. Так работает позитронно-эмиссионные томографы (ПЭТ).

Картинки, получаемые с помощью ПЭТ, имеют разрешение около 1 см и служат важным дополнением к обычным томограммам, изготавливаемым на теперь уже всем при-

вичных рентгеновских томографах. ПЭТ позволяет судить о скорости прохождения радиоактивных препаратов по организму, о скорости метаболизма в разных органах и в различных участках органов и т.д. В то время как рентгеновская томография позволяет исследовать анатомические нарушения в организме, ПЭТ дает возможность обнаруживать функциональные расстройства. Наибольшую ценность представляет функциональное исследование мозга и сердца. Позитронная томография открывает перед исследователями еще одну важную возможность. Как мы уже отмечали, короткие времена жизни названных позитронных излучателей позволяют проводить быстро следующие друг за другом повторные исследования. При этом удается, например, понять, какие функциональные изменения производят в организме различные лекарства, исследовать время их действия и т.д. Таким образом добываются сведения, которые очень трудно или даже невозможно получить другими методами.

Позитронная томография в СССР находится в начальной стадии. Несколько институтов разрабатывают методы получения меченых ^{18}F радиофармпрепаратов. Конструируется первый советский позитронный томограф. Работа осложняется из-за того, что на все процедуры (на разработку радионуклидов, на их извлечение, на получение меченых фармацевтических препаратов, на введение их в организм больного и на исследование) у экспериментатора имеется всего несколько десятков минут. Дроже всего организовать такие исследования в специальном центре, где были бы сосредоточены и циклотроны, и радиохимические лаборатории и клиника. Форпроект такого комплекса уже разработан Институтом теоретической и экспериментальной физики, НИИЭФ им. В.А. Фрумова и Московским проектным институтом.

3. Корпускулярная радиотерапия

О корпускулярной радиотерапии на этих заседаниях речь идет не впервые. Мы имеем в виду облучение больных протонами, нейтронами, π^- -мезонами и тяжелыми ионами. Все эти методы облучения имеют одну и ту же цель — разрушение клеточных популяций в человеческом организме. Облучениям подвергаются, чаще всего, опухоли, как злокачественные, так и доброкачественные. Мы имеем в виду, например, аденомы гипофиза, приводящие — несмотря на свою доброкачественность — к тяжелым эндокринным расстройствам. Их хирургическое лечение требует либо тяжелой внутричерепной операции, либо сравнительно простого и хорошо переносимого больными конвергентного облучения тщательно направленным и хорошо скоординированным пучком протонов или α -частиц. В последние годы найдено еще одно важное применение таких пучков — лечение артериовенозных нарушений и аневризм черепных сосудов. В первом случае кровь, минуя систему капилляров, из артерий уходит прямо в вены. Во втором, — ослабленные и раздутые кровным потоком сосуды грозят разрывом, приводящим к мозговому кровоизлиянию. В обоих случаях не вовремя предпринятое лучевое лечение приводит к развитию склероза облученных сосудов, подводящих кровь к аневризме (рис. 2). Лучевое лечение с помощью протонных пучков в этих случаях приводит к радикальному излечению.

Все упомянутые до сих пор цели требуют узких, хорошо сформированных пучков, а желательно — и остановки пучка в месте поражения. Для этой цели пригодны только пучки тяжелых заряженных частиц, т.е. протонов или α -частиц (их терапевтическое действие практически одинаково, а стоимость различна — протоны дешевле и поэтому предпочтительнее). С помощью π^- -мезонов локальной картины поражения достичь не удастся из-за того, что они слишком сильно рассеиваются в тканях, а тяжелые ионы расщепляются при соударении со встречными ядрами и дают осколки, имеющие существенно больший пробег, чем материнские ядра. Кроме того, как π^- -мезоны, так и тяжелые ядра существенно дороже протонов. Бесспорное

преимущество протонов по сравнению со всеми другими частицами (и γ -излучением) при лечении доброкачественных опухолей и неопухолевых нарушений не вызывает сомнения.

Более сложен вопрос о перспективах применения различных частиц при лечении раковых заболеваний. При лечении злокачественных опухолей цель лучевой терапии состоит в том, чтобы уничтожить все раковые клетки (некоторые исследователи считают, что несколько раковых клеток при облучении могут быть оставлены, поскольку организм сам в состоянии с ними справиться, но это мало меняет существа дела). В то же время в окружающих здоровых тканях должно сохраниться достаточно много неопределенных клеток, чтобы эти ткани сохранили свою жизнеспособность. Эти две задачи могут быть совместимы или несовместимы друг с другом. Различие между дозой, которая оставляет достаточное количество интактных клеток в окружающих опухоль здоровых тканях, и дозой, необходимой для уничтожения раковых клеток, называют терапевтическим интервалом. При прямых методах облучения такого интервала обычно не бывает. Чтобы его создать, прежде всего стараются улучшить конфигурацию дозного поля. Для этого нужно сконцентрировать радиационную нагрузку в очаге болезни и в близлежащих тканях. Это делается с помощью многопольного облучения, т.е. облучения с разных направлений, когда в подлежащем уничтожению очаге складываются дозы, подводимые с разных направлений (рис. 3). Другой важный метод, расширяющий терапевтический интервал — фракционирование облучения. При этом игра идет на разной скорости восстановления здоровых и раковых клеток.

Род излучения и качество применяемой техники имеют здесь решающее значение. Терапевтический интервал был крайне узок или вовсе отсутствовал при облучении с помощью рентгеновских аппаратов, дело обстоит существенно лучше при облучении γ -лучами кобальта, которые не так сильно поглощаются в наружных тканях, как рентгеновы лучи. Еще лучшие результаты можно получить с помощью γ -лучей с энергией 10–50 МэВ. Особенно разительный выигрыш при переходе к мегавольтовому диапазону достигается при облучении глубоко лежащих опухолей.Gamma-лучи с указанной энергией получают на ускорителях, чаще всего на бетатронах и портативных линейных ускорителях электронов.

Расширение терапевтического интервала при работе с электронными ускорителями существенно улучшает результаты лечения, но не решает проблему полностью.

Здесь следует ввести еще два важных термина — местные и общие неудачи. Местными неудачами называют случаи, когда после курса радиационной терапии опухоль не целиком поражается и после периода кажущегося излечения вновь начинает расти. Общие неудачи связаны с развитием метастазов, не обнаруженных и не обезвреженных вовремя. Борьба с общими неудачами, — если она, вообще, возможна, — требует не столько улучшения методов облучения, сколько развития средств диагностики. Мы здесь будем говорить о местных неудачах.

Даже при удачно расположенных опухолях, обладающих нормальной радиочувствительностью, доля местных неудач обычно составляет около 1/3. Эта доля оказывается существенно большей и приближается к 100 %, когда речь заходит о так называемых радиорезистентных опухолях, т.е. опухолях, для которых терапевтический интервал отсутствует.

Надежды на улучшение результатов лучевой терапии при переходе к корпускулярному облучению связаны с попытками расширить или создать (при радиорезистентных опухолях) терапевтический интервал. Протоновые лучи позволяют это сделать благодаря сужению области поражения. На рис. 4 изображена картина облучения глазных меланом протоновым пучком. Благодаря четкой границе области пора-

жения основные структуры глаза пучком не задеваются. Доза облучения, а вместе с ней и местный успех лечения — без вреда для больного — могут быть поэтому существенно повышены.

Надежды, связанные с π -мезонным, нейтронным и тяжеломыонным облучением, основываются на особенностях их биологического действия. γ -лучи и пучки протонов принадлежат к числу радиомонизирующих излучений, оказывающих губительное действие лишь на нормально снабжаемые кислородом клетки, находящиеся в активных фазах митогенетического цикла. В медленно растущих опухолях большая часть клеток находится в пассивных фазах цикла и слабо поражается излучением. Этим объясняется их радиорезистентность.

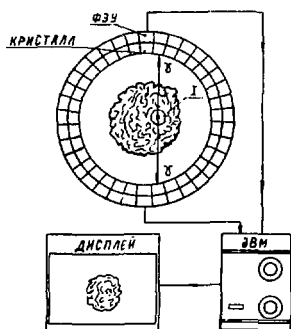
При облучении нейтронами в тканях образуются медленные протоны, оставляющие за собой плотный след ионов. На их пути гибнут все клетки, независимо от фазы клеточного цикла и от снабжения кислородом. Радиорезистентности для нейтронов не существует. Тяжелые мионы, благодаря большому заряду, сами оставляют в тканях плотный след ионов. π -мезоны, останавливаясь в тканях, производят ядерные взрывы, при которых возникает несколько сильно ионизирующих осколков и несколько нейтронов.

Опыт лечения онкологических больных тяжелыми мионами пока имеется только в Беркли (США). Указаний на серьезные преимущества такого облучения перед существенно более дешевым протонным облучением пока не получено. Возможно, что проведенная работа еще недостаточна, а может быть, таких преимуществ и на самом деле нет. Можно указать на две причины, которые могут к этому привести. Как оказалось, применение сильно ионизирующих частиц, т.е. в первую очередь нейтронов и тяжелых мионов, приводит к слабой репарации здоровых тканей после облучения и к увеличению числа поздних лучевых осложнений, т.е. к появлению неживающих язв или даже некрозов через полгода — год после облучения. Если бы врачи, ведущие лечение γ -лучами, позволяли себе иметь столько осложнений, они тоже имели бы существенно лучшие местные успехи. А если уменьшить дозу тяжелых мионов настолько, чтобы получать обычный процент лучевых осложнений, то успехи лечения существенно уменьшатся, — на сколько именно, будет ясно лишь после накопления надлежащего клинического опыта.

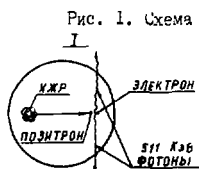
Еще меньше можно сказать о применении π -мезонов. Облучение π -мезонами, впервые начатое в дубне, проводилось далее в Лос-Аламосе и в ЦЕРНе. Работа, по сути дела, только начинается. Указания на преимущества π -мезонного облучения по сравнению с γ -облучением существуют. Имеются ли какие-нибудь успехи по сравнению с протонным облучением, остается неясным. Возможно, что снижение результатов лечения связано с неизбежной примесью мионов и электронов в пучном пучке, а возможно, что "золотая жила" просто еще не найдена. Пока, однако, создается впечатление, что огромное увеличение стоимости лечения, возникающее при переходе к π -мезонам, вряд ли может быть клинически оправдано.

Курс нейтронной терапии в настоящее время прошел около 9 тыс. человек. Результаты лечения разноречивы. По-видимому, нет сомнений в том, что лечение наружных опухолей нейтронами не дает никаких преимуществ по сравнению с γ -лучами. При облучении радиорезистентных опухолей слюнных желез получены, наоборот, очень хорошие результаты. По-видимому, достигнут заметный прогресс при лечении опухолей желудочно-кишечного тракта и различного вида сарком. Эти результаты еще нуждаются в подтверждении.

Улучшение результатов лечения, к сожалению, пока сопровождается увеличением числа поздних лучевых поражений, что затрудняет сравнение результатов (как мы уже говорили, сравнивать разные методы нужно при одинаковом проценте осложнений). Видно, во всяком случае, что опыты должны быть продолжены.



а)



б)

Рис. 1. Схема позитронной томографии



Рис. 2. Внутречерепная аневризма: а) - до лечения; б) - после лечения.

Рис. 3. Дозное поле, полученное при многополюсном облучении гипофиза протонным пучком.

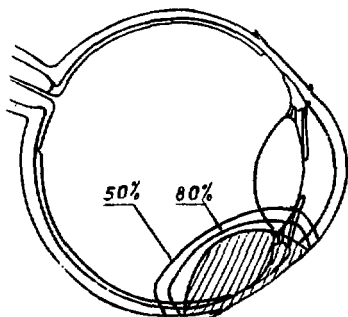
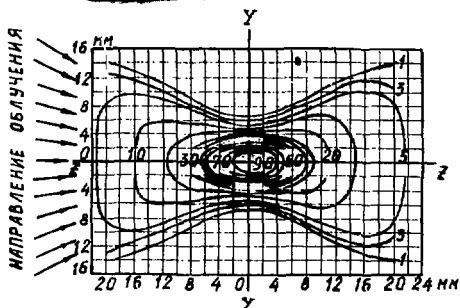


Рис. 4. Схема протонного облучения меланомы глаза

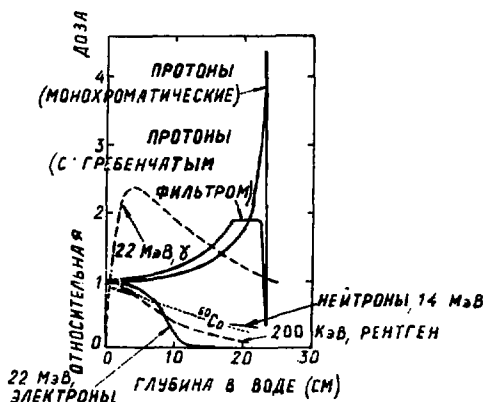


Рис. 6. Зависимость дозы от глубины для разных излучений

При этом нужно иметь в виду два обстоятельства. На одно из них обратила внимание основатель современных нейтронных методов М. Катеролл (Англия). Она справедливо указывает, что техника нейтронного облучения в настоящее время сильно отстает от техники γ -облучения.

В большинстве проводящих нейтронное облучение больниц нет возможности коллимировать нейтронные пучки столь же тщательно, как γ -пучки, невозможна ротация пучка, сильно сузены возможности многопольного облучения и т.д. Преодоление этих недостатков может существенно улучшить результаты лечения.

Второе обстоятельство связано с выбором энергии нейтронов. Пучки нейтронов с энергией несколько МэВ быстро ослабляются в теле (рис. 6) и мало пригодны для лечения глубоко расположенных опухолей, в частности, опухолей желудочно-кишечного тракта, которые плохо лечатся обычными методами. Поэтому следует переходить к нейтронам с энергией порядка нескольких десятков мегаэлектрон-вольт. В большинстве стран ускорители на такие энергии либо отсутствуют, либо не применяются для медицины. К сожалению, оба эти замечания целиком относятся к странам социалистического содружества и к СССР. Если мы хотим серьезно продвигать нейтронные клинические исследования, нужно подумать о создании цент. 4, оснащенного циклотроном, позволяющим генерировать нейтроны с энергией порядка 30 МэВ, и оснастить этот центр аппаратурой для формирования дозных полей и для многопольного облучения. Если мы этого не сделаем, то наш вклад в исследование возможностей нейтронной терапии останется незначительным.

ХАРАКТЕРИСТИКИ УСКОРЯЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ НА СТОЯЧЕЙ ВОЛНЕ ДЛЯ МЕДИЦИНСКИХ ЛИНЕЙНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ЕДИНОЙ СЕРИИ

Ю.Ю.Кириллин, В.М.Николаев, В.М.Рибчинский, В.Д.Смирнов, В.В.Терентьев

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

Среди новых линейных ускорителей электронов (ЛУЭ), разрабатываемых в НИИЭФА для лучевой терапии, ускоритель модели ЛУЭР-20М является основным и предназначен для терапии тормозным излучением с энергией 5 и 18 МэВ и электронами с энергией от 5 до 20 МэВ. Ускоритель модели ЛУЭР-40М является универсальной установкой с глубокой вариацией энергии электронов от 5 до 40 МэВ и двумя фиксированными значениями энергии тормозного излучения 8 и 18 МэВ. В ускорителе ЛУЭР-40М используется двукратное ускорение пучка в ускоряющей структуре в противоположных направлениях. Такая схема однозначно предполагает использование ускоряющей структуры стоячей волны. В качестве рабочей структуры упомянутых моделей ЛУЭ принята бипериодическая замедляющая система с внутренними ячейками связи [1]. Источник СВЧ-мощности представляет собой клистрон с импульсной мощностью 5 МВт (средняя мощность - 5 кВт), работающий на частоте 2450 МГц. Энергия инжектируемых электронов 20 кэВ. Захват и группировка обеспечиваются с помощью трёх первых резонаторов с величиной относительной фазовой скорости 0,34, 0,85 и 1 соответственно. Геометрические параметры как группирующих, так и основных ускоряющих резонаторов ускорителей ЛУЭР-20М и ЛУЭР-40М одинаковы. Общая длина ускоряющей структуры составляет 1,6 м. Расчёты динамики электронов, выполненные на ЭНИ-1040 с помощью программы "UPDOWN", написанной на языке PL/I, показали, что при указанных выше значениях фазовой скорости волны в группирующих ячейках и максимальной напряжённости поля на оси группирующих и ускоряющих резонаторов соответственно $E_1 = 200,7$ кВ/см, $E_2 = 213,2$ кВ/см, $E_3 = 236,2$ кВ/см, $E = 274,1$ кВ/см в ускорение захватывается 39% частиц, которые приобретают энергию 20,2 МэВ с относительным энергетическим разбросом $\pm 0,7\%$. Требуемая при этом мощность СВЧ-питания на входе структуры составляет 3,75 МВт. Оптимизация поперечного движения в режиме диалога с ЭВМ показала [2] возможность использования лишь 4 фокусирующих линз с величиной амплитуды поля 0,099Т. Линзы располагаются по схеме 1 + 3, причём первая линза располагается в районе $0,7 < X < 1$ (X дана в единицах λ), а три остальные стоят вплотную друг к другу в районе $3,1 < X < 6$. Установка дополнительных линз в области $7 < X < 13$ не приводит к существенному улучшению радиальной динамики. При энергии электронов менее 20 МэВ, когда повернутый на 180° пучок движется в структуре в режиме торможения, расходимость пучка возрастает, и при энергиях менее 12 МэВ будут иметь место дополнительные потери частиц.

Ускоряющая структура ЛУЭР-40М в настоящее время изготовлена, настроена и испытана на высоком уровне СВЧ-мощности и с ускоренным пучком. Общий вид структуры и принятый профиль ячеек представлены на рис.1. Учитывая дополнительные трудности, связанные с проводкой пучка в ЛУЭР-40М при двукратном ускорении и минимальных энергиях, диаметр центрального отверстия выбран относительно большим - 10 мм. Для получения наибольшего эффективного пунтового сопротивления, аксиальный размер ячейки связи и толщину стенки, разделяющей ус-

корящую ячейку и ячейку связи, желательно выбрать минимальным. С другой стороны, они не могут быть слишком малыми из соображений механической прочности и теплопроводности, а также разумных допусков при изготовлении ячеек. Компромиссным решением явился выбор: аксиальный размер ячейки связи - 4 мм, толщина стенки - 3,5 мм. Оптимизация геометрии ускоряющих ячеек при указанных выше параметрах выполнена с использованием программы "GNOM". Полученные результаты близки к данным, изложенным в работе [3]. Принято: $d_f = 0,55$, радиус скругления носика 2 мм, угол скола носика 30° и радиус скругления диаметра ячейки 16 мм. Структура ЛУЭР-40М содержит 27 ускоряющих ячеек, связь между ячейками осуществляется с помощью двух диаметрально расположенных щелей, каждая шириной 5 мм и угловой протяженностью 53° . В этом случае коэффициент связи K_1 составляет величину около 2% ($K_1 = f_{\text{св}}/f_{\text{св}0}$), а расстояние между рабочим и соседним с ним типом колебаний

$$\Delta f = 6 \cdot K_1 \cdot f_{\text{св}} / 4(N-1), \text{ где } f_{\text{св}} = 2450 \text{ МГц.}$$

Значение K_1 , равное 2%, обеспечивает разделение соседних типов колебаний, а уменьшение добротности ячеек из-за щелей невелико, соответственно уменьшение $Q_{\text{ш.эфф}}$ составляет всего 3% по сравнению со случаем отсутствия щелей.

Ввод СВЧ-мощности в структуру осуществляется с помощью трансформатора типа волн (ТТВ) в одну из ускоряющих ячеек, расположенную приблизительно в середине структуры (рис.1). Расчётное значение коэффициента связи волноводного тракта со структурой $\Phi = 1,5$ (пересвязь) реализуется путём изменения от версты связи между прямоугольным волноводом 90×45 и ускоряющей ячейкой. В ТТВ ЛУЭР-40М введён дополнительный заградительный волновод, расположенный диаметрально с основным. Как показал опыт разработки ЛУЭ на бегущей волне [4], в этом случае обеспечивается неплохая симметризация поля в ТТВ, что очень важно для обеспечения поперечной динамики пучка в машине с "магнитным зеркалом" и двукратным ускорением пучка в той же структуре. Кроме того, заградительный волновод в нашей конструкции используется для вакуумной откачки и тем самым позволил отказаться от волноводного тройника откачки на входе ТТВ.

Основные расчётные и экспериментально измеренные ВЧ-параметры структуры ЛУЭР-40М сведены в табл.

Т а б л и ц а

Расчётные и экспериментальные ВЧ-параметры ускоряющей структуры ЛУЭР-40М

Параметр структуры ЛУЭР-40М	Расчётный	Экспериментальный
Длина структуры, м	1,6	1,6
Рабочая частота, МГц	2450	2449,85
Эффективное шунтовое сопротивление, МОм/м	80	79
Коэффициент связи между ячейками, %	2	2
Коэффициент связи с волноводным трактом	1,5	1,46
Собственная добротность	17500*	16200
Нагруженная добротность	7000	6600
Коэффициент перенапряжения по полю	4,5	-

* собственная добротность без учёта щелей связи

Рис.1. Общий вид структуры

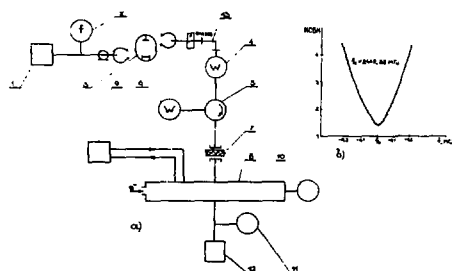
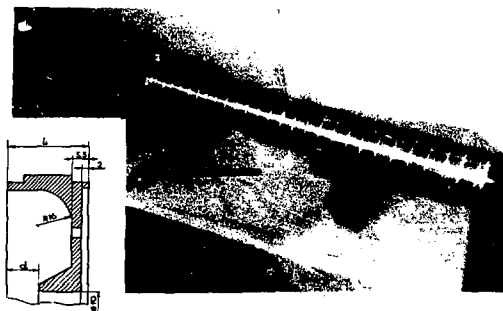


Рис.2. а) Блок-схема установки для испытания ускоряющей структуры ЛУЭР-40М с пучком ускоренных электронов, 1-задающий генератор; 2-частотомер; 3-клинотрон; 4-индикатор падающей мощности; 5-циркулятор; 6-индикатор отражённой мощности; 7-кварцевое окно; 8-ускоряющая структура; 9-система термостатирования; 10-измеритель энергии и тока; 11-вакуумметр; 12-вакуумный насос; 13-волноводный изгиб. в) Зависимость коэффициента стоячей волны на входе структуры от частоты.

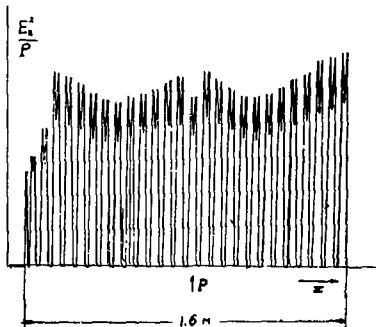


Рис.3. Распределение ускоряющего поля E по длине структуры.

Блок-схема установки при испытании ускоряющей структуры ЛУЭР-40М с пучком ускоренных электронов показана на рис.2а. Отражённый от входа ТТВ СВЧ-сигнал снимался с циркулятора и использовался для настройки на оптимальный режим. На рис.2в приведена зависимость коэффициента стоячей волны на входе структуры от частоты. Распределение ускоряющего поля E по длине структуры, снятое методом малых возмущений на низком уровне СВЧ-мощности, показано на рис.3.

При величине СВЧ-мощности на входе структуры 2,5 МВт, энергии инжекции электронов 20 кэВ полученная энергия ускоренных электронов составила 16,2 МэВ при токе 20 мА, что в пределах точности измерений согласуется с расчётными значениями. Диаметр пучка электронов после однократного ускорения при расстоянии фокусирующих линз согласно схеме 1 + 3 (см. выше), в магнитных полях, близких к расчётным, не превышал 2 мм. Длительность СВЧ-импульса 6 нс, электрические пробоя отсутствовали.

Таким образом, при испытаниях на высоком уровне СВЧ-мощности с ускоренным пучком подтверждены основные параметры ускоряющей структуры при однократном прохождении ускоренного пучка. В настоящее время исследования продолжаются, ведётся подготовка к работе в режиме двукратного ускорения.

Л и т е р а т у р а

1. Вахрушин Ю.П., Ворогушин М.Ф., Николаев В.М., Рябцов А.В., Свистунов Ю.А., Смирнов В.Л., Смирнов Ю.В. "Ускоряющая структура линейного ускорителя для медицины модели ЛУЭР-40М". Вопросы атомной науки и техники. Серия: Техника физического эксперимента, 1983, вып.2(14), стр.51.
2. Кириллин Ю.Ю.; Свистунов Ю.А. "Динамика частиц в универсальном ускорителе для медицины". Препринт В-0652-М.: ЦНИИатоминформ, 1984, стр.22.
3. Scriber S.O. Accelerators Structure Development for Room - Temperature Linac, IEEE, Trans. on Nucl.Sci., 1981, NS-28, No.3, p.3448.
4. Валленер О.А., Собенин Н.П., Зверев Б.В., Щедрин И.С. Справочник по диафрагмированным волноводам М.Атомиздат, 1977, стр.225.

ВЫВОД ПОСТОЯННО ДЕЙСТВУЮЩЕГО ПУЧКА ДЛЯ ПРОТОННОЙ ТЕРАПИИ НА СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ ЛЯИФ

Н.К.Абросимов, А.А.Александров, В.А.Волчénков, В.А.Елисеев, И.Б.Зеличенко,
Е.М.Иванов, Д.Т.Миронов, М.С.Перский, Д.В.Решетников, Г.А.Рябов,
Б.З.Сандлер.

Ленинградский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова АН СССР

С 1975 года на синхротроне ЛЯИФ действует медицинский протонный тракт [1,2]. Поскольку медики и физики используют один и тот же протонный пучок, пропускная способность комплекса протонной терапии ограничена. Так как для протонной терапии используется только 0,01 % основного пучка, было решено сформировать специальный медицинский пучок, используя частицы, теряемые в процессе вывода. На синхротроне ЛЯИФ эффективность вывода 30 % и, следовательно, 70 % пучка теряется в камере [3]. На рис.1 представлены результаты расчёта траектории частиц основного пучка и веера частиц, не попадающих в магнитный канал. Для того, чтобы использовать эти бесполезно потерянные частицы для формирования медицинского пучка, было проведено исследование размеров этого веера, плотности потока и направления движения.

Получение исходных данных для системы вывода. Радиоавтографы пучка на стенке камеры подтвердили наличие пучка с четко выраженными границами. Проведенный активационный анализ показал, что вклад нейтронов в наведенную активность детектора из алюминия в 4 раза выше, чем вклад протонов. Для того, чтобы измерить отдельно потоки протонов и нейтронов, производилось измерение наведенной активности в детекторе из алюминия и углеродном детекторе. Используя таблицу сечений реакций образования ^{24}Na в алюминии и ^{14}C в углероде на протонах и нейтронах, можно получить систему уравнений для разделения нейтронной и протонной компонент. При интенсивности основного выведенного пучка $2,25 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$ поток частиц на детекторе диаметром 100 мм составлял $7,3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$, причём он сосредоточен в полосе длиной 10 см и высотой 3 см.

При проектировании выводной системы, кроме оценки интенсивности, необходимо знать направление движения частиц и такие параметры, как эмиттанс и плотность пучка в фазовом пространстве. Эти данные были получены путём расчётов траекторий частиц в магнитном поле синхротрона по программе "Орбита"[4]. В качестве исходных использовались данные, полученные при расчёте системы вывода [3]. На рис.2 приведена расчётная плотность частиц вдоль стенки камеры вместе с кривой наведенной активности в детекторе из алюминия. Характер кривых совпадает. Более пологий спад кривой наведенной активности объясняется упомянутым вкладом нейтронной компоненты. Расчёт траекторий показал, что наиболее удобным направлением вывода пучка является вывод через отверстие в ярме магнита, которое близко к направлению движения частиц. Для прохода через ярмо необходимо провести корректировку осевой траектории по координате и углу. Первое можно произвести дополнительным магнитным каналом внутри камеры ускорителя, а второе – специальным корректирующим магнитом.

Кроме расчётов осевой траектории был сделан расчёт оптики траектории около осевой. На рис.3 представлены эмиттансы пучка в горизонтальной и вертикальной плоскостях. В вертикальной плоскости эмиттанс ограничен двумя парами прямых: внутри прямых (1) находятся все начальные условия для частиц второго пучка согласно данным расчёта системы вывода, а прямые (2) есть проекции апертур $\pm 1,5$ см на стенке камеры на азимуте регенератора. Аналогично для горизонтальной плоскости прямые (4) ограничивают начальные условия, а прямые (3) есть проекции ограничивающих линий ± 5 см на стенке камеры.

Медицинский пучок имеет малые размеры в фокусе ($3 \times 5 \text{ мм}^2$), т.е. высокую плотность интенсивности при малой общей интенсивности. Так как плотность частиц легко изменится с помощью оптической системы, то основным параметром сравнения является плотность частиц в фазовом пространстве, которая не может быть изменена в линейной оптической системе. В таблице I представлены в сравнении параметры основного медицинского пучка в фокусе и параметры пучка на стенке камеры.

Таблица I.

Параметры существующего и проектируемого медицинских пучков

	Существующий мед. пучок (1)	Пучок на стенке (2)	Отношение 2/1
Интенсивность, с^{-1}	10^8	7×10^9	70
Площадь, см^2	$0,3 \times 0,5$	3×10	-
Плотность интенсивности, $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2}$	$0,66 \times 10^9$	$0,2 \times 10^9$	0,3
Эмиттанс, $\text{см}^2 \text{рад}^2$	$1,1 \times 10^{-5}$	$6,1 \times 10^{-5}$	6
Плотность в фазовом простр. $\text{с}^{-1} \text{см}^{-2} \text{рад}^{-2}$	$9,1 \times 10^{12}$	10^{14}	11

Согласно данным таблицы, почти по всем параметрам имеется запас по отношению к существующему медицинскому пучку. Плотность пучка на стенке камеры необходимо увеличить всего в 3 раза.

Магнитное поле в ярме. Наиболее интенсивная часть второго пучка попадает в район имеющегося в ярме неиспользованного сквозного отверстия (см.рис.4). Отверстие имеет диаметр 300 мм и длину 3,5 м. Измерения показали, что в отверстии имеется магнитное поле со средним значением $B = 2,1 \text{ кГс}$. В поперечном направлении поле имеет максимум вблизи железа и минимум в центре отверстия с характерным градиентом 50 Гс/см. Таким образом, отверстие в ярме с точки зрения оптики пучков представляет собой магнит длиной 3,5 м с полем 2,1 кГс и градиентом 50 Гс/см, что и учитывалось в оптических расчётах.

Описание системы вывода. На основании проведенных исследований была создана головная часть тракта вывода второго пучка, которая показана на рис.4. Одним из основных элементов является магнитный канал второго пучка, расположенный в камере ускорителя. Канал обеспечивает подъём поля на осевой траектории $\Delta B = 2,3 \text{ кГс}$ и горизонтально фокусирующий градиент $G = 600 \text{ Гс/см}$ на длине канала 70 см. Подъём поля в секции подобран таким, чтобы осевая траектория попадала в центр отверстия в ярме магнита. Фокусирующий градиент предназначен для компенсации дефокусирующего действия рассеянного поля ускорителя. Перемещение канала производится с помощью двух штоков на его входе и выходе (рис.4).

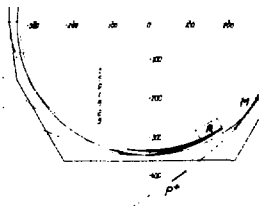


Рис.1. Расчётные траектории частиц основного протонного пучка p^+ и частиц, не попадающих в магнитный канал (1-9); R - регенератор; M - магнитный канал.

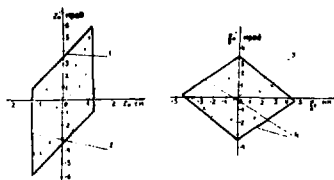


Рис.3. Эмиттансы пучка в вертикальной (а) и горизонтальной (б) плоскостях; $\varepsilon_z = 3,3 \cdot 10^{-3}$ см рад; $\varepsilon_x = 1,8 \cdot 10^{-2}$ см рад; $\varepsilon = \varepsilon_z \cdot \varepsilon_x = 6 \cdot 10^{-5}$ см рад.

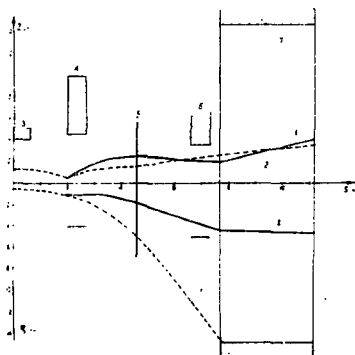


Рис.5. Сгибание пучка при наличии фокусирующего градиента (1) и без него (2). 3 - регенератор; 4 - дополнительный магнитный канал; 5 - стенка камеры; 6 - магнит-корректор; 7 - ярмо магнита синхротрона.



Рис.2. Распределение наведённой активности в детекторе из алюминия (1) и расчётное распределение плотности частиц (2) вдоль стенки камеры ускорителя.

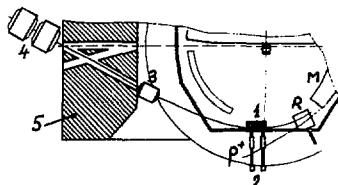


Рис.4. Схема головной части тракта второго пучка. 1 - дополнительный магнитный канал; 2 - регулирующие шток; 3 - корректирующий магнит; 4 - дублет линз; 5 - ярмо магнита, p^+ - основной пучок; R - регенератор; M - магнитный канал.

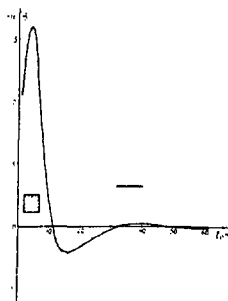


Рис.6. Распределение магнитного поля в канале и геометрия ферромагнитных пластин.

На рис.5 представлены огибающие пучка вдоль осевой траектории при наличии фокусирующего градиента и без него. Согласно данным расчёта, фокусирующий градиент в канале позволяет увеличить телесный угол захвата при увеличении интенсивности примерно в 4 раза.

Распределение поля в канале и геометрия ферромагнитных пластин показаны на рис.6. Искажение поля в области нормального ускорения не превышает 50 Гс.

Другой частью выводной системы является магнит-корректор, расположенный перед отверстием в ярме магнита ускорителя. Он служит для согласования направления осевой траектории второго пучка с траекторией движения внутри отверстия в ярме. В качестве магнита-корректора используется модифицированный магнит СП-35 с увеличенным до 80 мм зазором. Для фокусировки пучка в промежуточном фокусе установлен дублет линз типа МЛ-17. После окончания настроечных работ предполагается установить вдоль трассы пучка вакуумный тракт.

Настройка тракта и результаты. Для настройки системы вывода использовалась разработанная в ЛИЯФ аппаратура на основе пропорциональных камер, позволяющая измерять профили и интенсивность пучка. Наиболее важной задачей считалось выявить влияние дополнительного канала на параметры основного выводимого пучка. Этого влияния обнаружено не было. Таким образом обеспечена возможность параллельной работы медицинского и основного пучков. Оптимальное положение выводного канала в камере ускорителя и положение магнита-корректора определялось по интенсивности и форме профилей пучка вдоль тракта. Полученное оптимальное положение канала хорошо согласуется с расчётным значением. В точке фокуса, на расстоянии порядка 1,5 м от дублета линз интенсивность второго пучка равна $1,06 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$, при интенсивности основного пучка $2,07 \times 10^{12} \text{ с}^{-1}$, то есть второй пучок по отношению к основному составляет 0,5 %. Уже в предварительных настроечных экспериментах достигнута требуемая плотность интенсивности. В будущем предполагается её повысить за счёт оптимизации магнитной системы, уменьшения толщины выводного окна и введения вакуумного тракта.

В результате проведенной работы открывается возможность для независимой работы по физической и медицинской программам. Расширение медицинских работ на новом пучке предусматривает строительство специального корпуса протонной терапии с двухкабинным залом облучения. Реализация данной программы позволит проводить протонную терапию в объёме 7 - 10 лучевых сеансов в день, что соответствует обслуживанию региона численностью в 6 - 7 миллионов человек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д.Л.Карлин и др. Медицинская радиология, № 7, стр.13-19, 1975.
2. Н.К.Абросимов и др. Труды восьмого всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОЯИИ, т.2, стр.94, Дубна, 1983.
3. N.K.Abrósímov et al., Nuclear Instruments and Meth., 126. p.221-230, 1975.
4. В.А.Волчёнков, Г.А.Рябов. Препринт ФТИ № 348, Л., 1971.

**УСКОРИТЕЛИ
С ВЫСОКИМ ТЕМПОМ
УСКОРЕНИЯ**

Председатель: В.П.Саранцев

Секретарь: А.Ю.Молодоженцев

Сессия 11

178 → 180

ЛИНЕЙНЫЕ УСКОРИТЕЛИ С АВТОУСКОРЕНИЕМ РЕЛЯТИВИСТСКОГО СТРУНИРОВАННОГО ПУЧКА

Б. Д. Богданович

Московский инженерно-физический институт

Функциональные и технологические возможности использования линейных ускорителей электронов (ЛУЭ) в исследовательских и прикладных целях в значительной мере определяются величиной энергии частиц ускоренного пучка и диапазоном ее регулирования.

Традиционный и наиболее простой метод повышения энергии — увеличение числа ускоряющих секций и высокочастотных (ВЧ) генераторов. Этот путь связан с большими затратами, т.к. стоимость генераторов составляет (40+50)% от стоимости всего ускорителя. Поэтому значительный интерес представляет поиск и разработка методов увеличения энергии частиц без увеличения мощности систем ВЧ питания ЛУЭ за счет внутримпульсного перераспределения энергии.

Одним из методов повышения энергии частиц является компрессия ВЧ энергии поля генератора, основанная на увеличении пикового значения ВЧ мощности при сокращении длительности импульса [1]. В этом случае значительно возрастает уровень ВЧ мощности, поступающей в ускоряющую секцию, что приводит к ограничениям из-за явления пробоя в ВЧ тракте ЛУЭ.

Увеличения энергии частиц пучка можно достичь, используя принцип автоускорения [2], где головная часть интенсивного импульсного пучка заряженных частиц, проходя через резонансную пассивную систему, отдает долю своей энергии в виде поля излучения. В оставшуюся часть импульса создаются условия, при которых электроны, влетающие в резонансную систему, попадают в ускоряющее электрическое поле и увеличивают свою энергию. В первом приближении напряженность поля излучения в резонансной системе пропорциональна произведению тока пучка на время его взаимодействия с резонансной системой. Поэтому для достижения значительной величины ускоряющего поля необходимо увеличить или импульсный ток, или время взаимодействия пучка с резонансной системой, что возможно при использовании релятивистского струнированного пучка высокочастотного ускорителя заряженных частиц [3,4,5]. В качестве пассивных резонансных структур возможно использование резонаторов с бегущими [4,5,6,7] или стоячими волнами, а также цепочки связанных или несвязанных резонаторов [3]. Для создания в пассивной резонансной структуре условий перехода от режима накопления энергии к режиму ее использования с целью дополнительного ускорения частиц могут быть использованы различные способы, в частности, применение синхротронизирующего фазовращателя в системе ВЧ питания [4,5,6,8,9] импульсных магнитов [3], газовых разрядников [10] или резонансной системы на кратных частотах [11,12]. Если одна и та же резонансная структура используется как для торможения, так и для ускорения пучка, то энергия электронов не может быть увеличена более чем в два раза. Для большего увеличения энергии необходимо использовать трансформацию амплитуды поля излучения или разделение резонансной системы на две части: тормозящую и ускоряющую [6,13,14,15]. Существуют оригинальные схемы ускорителей заряженных частиц, в которых запасенная энергия поля излучения пучка используется для уменьшения энергетического разброса частиц пучка [6,11,12,13], увеличения допустимого значения импульсного тока пучка [16], получения широкого класса фазоэнергетических распределений [17,18], повышения надежности работы систем ВЧ питания ускорителя [19,20,21] и т.д.

Данная работа посвящена вопросам экспериментального исследования автоус-

корення сгруппированного релятивистского пучка. Общие принципы реализации автоускорения данного типа рассмотрим на примере двух схем ЛУЭ, выбранных в качестве базовых [6].

Инжекционный ЛУЭ первой базовой схемы, как следует из рис.1, включает в себя ускоряющую секцию 2, источник электронов 1, задающий генератор 5 и клистронный усилитель 3, а также быстродействующий фазовращатель 4 со сдвигом фазы на 180° , включенный в цепь между ними. Пассивная ускоряющая система представляет собой в этой схеме резонатор с бегущими волнами (РБВ) с одной секцией КДВ 6, замкнутой в кольцо линией обратной связи с фазовращателем 7, предназначенным для настройки РБВ в резонанс.

Рабочий цикл ускорителя состоит из периодов накопления энергии в течение основной части длительности импульса тока пучка и ускорения электронов за счет запасенной в РБВ энергии. В период накопления электроны, пролетая КДВ резонатора, излучают электромагнитную волну и тормозятся в ней, а фазы волн в ускоряющей секции инжекционного ЛУЭ и в резонаторе сдвинуты относительно друг друга на 180° . Использование запасенной энергии реализуется при изменении фазы внутри импульса ВЧ поля в секции инжекционного ЛУЭ на 180° с помощью быстродействующего фазовращателя. При этом электронный пучок в оставшейся части импульса тока влетает в ускоряющую подволну ВЧ поля резонатора и ускоряется в ней.

Для осуществления быстрого изменения фазы волны было разработано и изготовлено устройство, состоящее из трехдецибелного моста с короткозамыкающими порнями и пластинами со встроенными р-и-п диодами, которые выполняют роль коммутаторов ВЧ мощности [22,23]. Величина нагруженной добротности РБВ ~ 6300 , потери мощности в кольце составляют ~ 1 дБ [7].

Экспериментальное исследование автоускорения электронов проводилось на установке, в которой в качестве инжекционного ЛУЭ использовался ускоритель модели У-17 с энергией электронов 20 ± 30 МэВ и током 100 ± 180 мА в импульсе [24]. В результате энергия частиц дополнительно увеличивалась на $4 \pm 5\%$, что составляло $0,9 \pm 1,2$ МэВ.

Структурная схема второго базового ускорителя изображена на рис.2. Установка включает в себя элементы: инжекционный ускоритель 2 с питанием от ВЧ генератора 1; РБВ, образованный тормозящей подсекцией 3 и ускоряющей подсекцией 5, линией обратной связи с фазовращателями 6 и 7; дефлектор 8, расположенный между подсекциями [7,13]. Основное отличие такой схемы ЛУЭ, от изображенной на рис.1, заключается в разделении замедляющей структуры РБВ на две части — накопительную и ускоряющую, что позволяет снять ограничения, присущие первой схеме.

Экспериментальное исследование автоускорения пучка в двухсекционном РБВ включало в себя исследование процесса возбуждения резонатора импульсом тока пучка инжекционного ЛУЭ, определение энергетических потерь инжекционного пучка в тормозящей секции и измерение прироста энергии частиц в ускоряющей подсекции, величина которого составила $1,7$ МэВ. Для получения больших величин дополнительного ускорения необходимо повысить величину импульсного тока инжекционного ЛУЭ.

Основные результаты проделанной работы сводятся к следующему:

1. Обоснована, а также теоретически и экспериментально подтверждена возможность использования энергии поля излучения релятивистского сгруппированного пучка для дополнительного ускорения заряженных частиц. Предложены оригинальные схемы ускорителей на основе автоускорения релятивистского сгруппированного пучка в резонансных системах.

2. Создан экспериментальный ускорительный стенд для исследования автоускорения релятивистского сгруппированного пучка электронов.

3. Проведено экспериментальное и теоретическое исследование двух базовых ЛУЭ с автоускорением сгруппированного пучка.

4. Полученные экспериментальные и теоретические результаты, а также их сравнительный анализ позволят сделать вывод о правомерности использованной физической модели автоускорения релятивистского сгруппированного пучка и эффективности предложенных схем линейных ускорителей электронов.

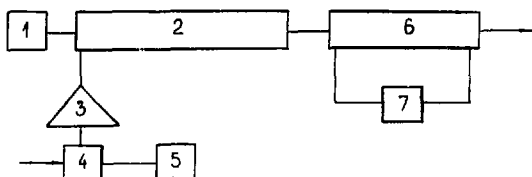


Рис.1. Структурная схема ЛУЭ с инверсией фазы волны генератора и односекционным РЧВ
1 - источник электронов; 2 - ускоряющая секция; 3 - клистронный усилитель; 4 - быстродействующий фазовращатель; 5 - задающий генератор; 6 - секция ЧДВ; 7 - фазовращатель.

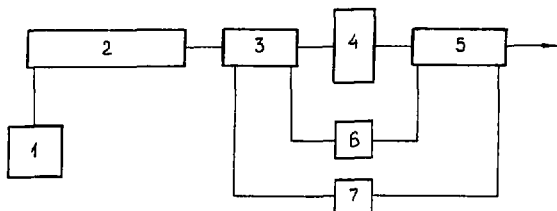


Рис.2. Структурная схема ЛУЭ с двухсекционным РЧВ
1 - ВЧ генератор; 2 - инжекционный ускоритель; 3 - тормозящая подсекция; 4 - дефлектор; 5 - ускоряющая подсекция; 6, 7 - фазовращатели.

Литература

1. H.A.Hogg, G.A.Loew, V.G.Price. Experiments with Very High Power Pulses at SLAC, LBNL, Trans. on Nuclear Science NS-30, No.4, 1983, p.3457-3459.
2. Казанский Л.Н., Киселев А.В., Лебедев А.Н. Автоускорение в интенсивных электронных пучках. - Атомная энергия, 1971, т.30, вып.1, с.27.
3. Вишняков В.А., Закутин В.В., Кушнар В.А., Шендерович А.М. Методы увеличения энергии существующих линейных резонансных ускорителей. - Обзор. М.: ЦНИИатоминформ, 1984.
4. Богданович Б.Ю., Останин В.А., Яненко В.В. Линейный ускоритель электронов. Авторское свидетельство СССР № 624546, ОИПОТЗ, 1979, № 30, с.270.
5. Богданович Б.Ю., Останин В.А., Яненко В.В. Линейный ускоритель электронов с рекуперацией энергии поля излучения релятивистского пучка для решения прикладных задач. - Доклады на III Всесоюзном совещании по применению ускорителей в народном хозяйстве. НДЛЭА, Л., 1979, т.1, с.255-262.

6. Богданович Б.Д., Останин В.А., Шальнов А.В., Яценко В.В. Линейный ускоритель электронов с использованием энергии поля излучения пучка. - В сб. "Ускорители". Теория, расчет и экспериментальные работы по ускорителям заряженных частиц. - М.: Энергоиздат, 1981, вып.20, с.72-76.
7. Богданович Б.Д., Останин В.А., Яценко В.В. Резонатор бегущей волны для накопления энергии поля излучения электронов. - Сб. Радиационно-физические комплексы на базе ускорителей. - М.: Энергоатомиздат, 1983, с.57-61.
8. Богданович Б.Д., Васильевский И.А., Игнатьев А.П., Останин В.А., Яценко В.В. Фазовые и энергетические характеристики пучка ЛУЭ при быстром изменении фазы ускоряющего поля на 180° . - Сб. Разработка, эксплуатация и применение линейных ускорителей. - М.: Энергоатомиздат, 1984, с.37-40.
9. Богданович Б.Д., Останин В.А., Яценко В.В. Ускоритель заряженных частиц. Авторское свидетельство СССР № 1088644, ОИ, 1985, № 4, с.272.
10. Богданович Б.Д., Игнатьев А.П., Останин В.А. Линейный ускоритель электронов. Авторское свидетельство СССР, № 1123524, ОИ, 1985, № 42, с.283.
11. Богданович Б.Д., Игнатьев А.П., Останин В.А., Шальнов А.В. Двухчастотный ЛУЭ с накоплением энергии поля излучения пучка. - Вопросы атомной науки и техники, серия: Техника физического эксперимента, 1983, вып.2(14), с.73.
12. Богданович Б.Д., Игнатьев А.П., Останин В.А., Шальнов А.В. Ускоритель заряженных частиц. Авторское свидетельство СССР № 995692, ОИ, 1985, № 43, с.273.
13. Богданович Б.Д., Останин В.А. Линейный ускоритель электронов. Авторское свидетельство СССР № 708952, ОИ, 1985, № 45, с.295.
14. Богданович Б.Д., Останин В.А., Яценко В.В. Ускоритель заряженных частиц. Авторское свидетельство СССР № 974624, ОИ, 1985, № 42, с.283.
15. Богданович Б.Д., Можаев Н.С., Останин В.А. Линейный ускоритель заряженных частиц. Авторское свидетельство СССР № 1109030. ОИ, 1985, № 43, с.272.
16. Богданович Б.Д., Останин В.А. Линейный ускоритель заряженных частиц. Авторское свидетельство СССР № 780919, ОИ, 1985, № 45, с.296.
17. Богданович Б.Д., Гасс В.Ф., Смирнов И.А. Электронный инжектор. Авторское свидетельство СССР № 329869, ОИПДТЗ, 1973, №4, с.164.
18. Богданович Б.Д., Гасс В.Ф., Смирнов И.А. Электронный инжектор с пассивными резонаторами - В сб. "Ускорители" - М.: Атомиздат, 1979, вып.18, с.7-13.
19. Bogdanovich B.Yu., Kaminsky V.I., Ostalin V.A., Shalnov A.V. "Reliability of RF System for Super-High Energy Accelerators with Spare Generators", 11 International Conference of High Energy Accelerators, Geneva, Proceedings edited by Newman CERN, 1980, July 7-11.
20. Богданович Б.Д., Каминский В.И., Останин В.А., Шальнов А.В. Выходная система многосекционного ускорителя заряженных частиц. Авторское свидетельство СССР № 784726, ОИ, 1985, № 45, с.295.
21. Богданович Б.Д., Каминский В.И., Останин В.А., Шальнов А.В. Выходная система ускорителя заряженных частиц. Авторское свидетельство СССР № 782720, ОИ, 1985, №45, с.296.
22. Богданович Б.Д., Сеников В.А., Яценко В.В. Быстродействующий фазовращатель на высокий уровень мощности. - Вопросы атомной науки и техники, серия: Техника физического эксперимента, 1978, вып.1(1), с.34-36.
23. Богданович Б.Д., Сеников В.А., Яценко В.В. Дiodный СВЧ выключатель - Вопросы атомной науки и техники, серия: Техника физического эксперимента, 1978, вып.1(1), с.32-33.
24. Богданович Б.Д., Голякин С.А., Игнатьев А.П., Останин В.А., Яценко В.В. Экспериментальное исследование ЛУЭ с накоплением энергии поля излучения пучка - в сб. Теория, расчет и экспериментальные работы по ускорителям заряженных частиц. - М.: Энергоиздат, 1982, с.49.

АДГЕЗАТОР С ПОВЫШЕННОЙ КОМПРЕССИЕЙ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЬЦ

А.Б.Кузнецов, В.А.Прейсхандорф

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Уменьшение конечного радиуса электронного кольца r_k в адгезаторе коллективного ускорителя тяжелых ионов (КУТИ) [1] полезно по нескольким причинам. Во-первых, это ведет к увеличению набора энергии на нуклон на единицу длины ускорителя [2] $U \sim Z/r_k (\alpha_1 + \alpha_2)$, где α_1 и α_2 - характерные размеры поперечного сечения, а Z - заряд иона, растущий с уменьшением r_k ; во-вторых, это облегчает требования к магнитному полю индукционных ускоряющих секций, неоднородность которого в рассматриваемой области ($r_k \approx 4$ см) экспоненциально падает с уменьшением r_k [3]. Кроме того, уменьшение радиуса кольца на выходе КУТИ приводит к уменьшению эффективного эмittance пучка $\sim \sqrt{r_k}$ и относительной замагниченности ионов $\sim r_k^{3/2}$ [4].

Известные способы уменьшения конечного радиуса электронного кольца за счет увеличения конечного поля B_k [2] и использования синхротронного излучения [5] наталкиваются на технические ограничения (увеличение мощности питания и теплосистема, необходимость увеличения времени формирования электронного кольца и, следовательно, улучшения вакуума).

Интерес представляет уменьшение конечного радиуса кольца без увеличения как времени его формирования, так и максимальной величины магнитного поля в адгезаторе. Этого можно добиться путем создания в момент инжекции в адгезаторе неоднородного по r распределения магнитного поля, при котором поле в центре заметно превышает поле на орбите инжекции, что приводит к уменьшению начального обобщенного момента импульса электронов кольца.

Известно, что при сжатии электронного кольца в нарастающем во времени азимутально-однородном магнитном поле B интегралом движения является обобщенный момент импульса электронов, который можно записать в виде:

$$M_B \sim (Z^2 B - \int_0^Z B(r) dr) = Z^2 (B - \frac{\bar{B}}{2}) = \frac{Z^2 \bar{B}}{2} \alpha = \frac{Z_i B_i}{2} \alpha_i = const. \quad (1)$$

В однородном поле ($\bar{B} = B$) $\alpha = 1$, а в бетатронном поле ($\bar{B} = 2B$) $\alpha = 0$. Из (1) следует, что при заданных условиях инжекции (Z_i , B_i) конечный радиус кольца r_k определяется не только величиной магнитного поля в конце сжатия B_k , но и его конфигурацией в момент инжекции (α_i) и в конце сжатия (α_k). Для осуществления вывода кольца из адгезатора магнитное поле в конце должно быть близким к однородному ($\alpha_k \approx 1$) и тогда $r_k = Z_i \sqrt{B_i / B_k}$, т.е. уменьшится $\sim \sqrt{\alpha_i}$.

Распределение поля с $\alpha_i < 1$ достигается включением в момент инжекции кроме основных катушек дополнительных катушек с радиусом $R_g < r_i$, создающих большой внутренний поток и относительно слабо искажающих как поле на орбите инжекции, так и его показатель спада n . Как следует из рис.1, где приведены характерные графики распределения магнитного поля витков, симметричных относительно medianной плоскости адгезатора ($z = 0$), указанным условиям удовлетворяют витки с таким радиусом R_g , при котором радиус инжекции оказывается больше $r_i (\frac{\partial B}{\partial r} / r = 0)$.

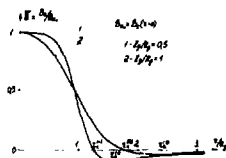


Рис. I.

После ионизации ток в основных катушках растет, а в дополнительных падает, и к моменту t_0 , когда кольцо находится на радиусе r_0 , последние выключаются, после чего конфигурация поля становится близкой к однородной ($\mathcal{E} \approx 1$) и дальнейшее сжатие кольца происходит обычным образом. Поле B_0 и релятивистский фактор электронов $\gamma_0 \sim r_0 B_0$ в момент t_0 согласно (I) равны:

$$B_0/B_i = \mathcal{E}_i (r_i/r_0)^2, \quad \gamma_0/\gamma_i = \mathcal{E}_i r_i/r_0.$$

Как показали расчеты и эксперименты, в процессе сжатия электронного кольца необходимо выполнить ряд условий, обеспечивающих его устойчивость как в одночастичном приближении, так и с учетом коллективных эффектов.

Чтобы избежать прохождения опасных одночастичных резонансов бетатронных колебаний, показатель спада магнитного поля должен удовлетворять условию $0 < \mathcal{E} < 0,25$. Это достигается выбором геометрии основных и дополнительных катушек, а также законом изменения токов в них.

В интенсивных электронных кольцах дефокусирующие кулоновские поправки к квадрату частоты аксиальных колебаний γ_z^2 , определяемые собственным кулоновским полем кольца

$$\gamma_{z, \text{к}}^2 \sim \frac{z}{\gamma^2 a_z (a_1, a_2)} \quad (2)$$

и электрическим полем наведенным в боковых стенках камеры

$$\Delta \gamma_{z, \text{с}} \sim \frac{z}{\gamma^2 H^2(z)} \quad (3)$$

($H(z)$ — зависящее от радиуса расстояние между боковыми стенками металлической вакуумной камеры), должны в процессе компрессии изменяться в соответствии с изменением показателя поля $\mathcal{E}$ (по крайней мере не возрастать), чтобы не вызывать чрезмерного уменьшения γ_z и, следовательно, увеличения аксиального размера a_z . Как известно, изменение при компрессии поперечного сечения кольца, обусловленного бетатронными колебаниями, определяется адиабатическими инвариантами этих колебаний

$$I_{z, \text{к}} \sim a_{z, \text{к}}^2 \gamma_{z, \text{к}}^2 \mathcal{E} = \text{const}, \quad (4)$$

а радиального компонента размера зависящего от энергетического разброса a_s , определяется инвариантом

$$I_s \sim a_s^2 \gamma_s^2 \mathcal{E} = \text{const}. \quad (5)$$

Из (4), (5) и (I) следует:

$$\frac{a_s}{a_z} = \frac{a_{s, i}}{a_{z, i}} \sqrt{\frac{\mathcal{E}}{\mathcal{E}_i}} \left(\frac{\gamma_{z, i}}{\gamma_z} \right)^{3/2}, \quad (6)$$

т.е. относительный вклад энергетического разброса в радиальный размер в рассматриваемом случае растет. Из (2), (4), (I) и (6) имеем

$$\Delta V_{\text{э.ку}}^2 \leq \Delta V_{\text{э.ку}}^2 \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma_0} \cdot \frac{\gamma_0^2}{\gamma^2} = \Delta V_{\text{э.ку}}^2 \cdot \frac{\gamma_0}{\gamma} \cdot \frac{B}{B_0} \cdot \frac{x}{x_0} \quad (7)$$

Из (7) видно, что в соответствии со сформулированным выше требованием ($\Delta V_{\text{э.ку}}^2 \leq \Delta V_{\text{э.ку}}^2$) начальный режим компрессии необходимо вести с постоянным или увеличивающимся γ , т.е. к моменту t_0 должно быть $B_0 > \frac{B}{x_0}$ и, следовательно, $t_0 \leq t_0 \cdot x_0$. Из требования $\Delta V_{\text{э.ку}}^2 \leq \Delta V_{\text{э.ку}}^2$ при компрессии с постоянным γ из (3) следует для камеры со сферическими стенками $H_0 \geq \delta_0^2 / R$, где H_0 - расстояние между стенками по оси ускорителя, а R - радиус сфер. (В обычном режиме ускорения, когда $\gamma = \text{const}$, $H_0 \geq \delta_0^2 / R$).

Анализ изменения порогового условия азимутальной неустойчивости [2] в процессе компрессии показывает, что нормированный импеданс камеры адгезатора с кольцом $\tilde{Z}$ должен удовлетворять условию $|\tilde{Z} / \tilde{Z}_0| < x / x_0$, т.е. в рассматриваемом случае требование на импеданс слабее, чем при компрессии в однородном поле.

В качестве примера на рис.2 приведены графики, характеризующие режим

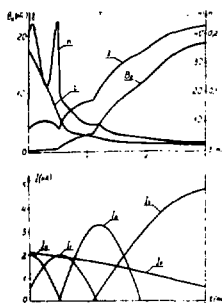


Рис.2.

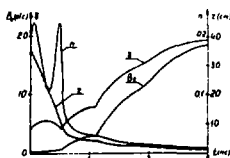


Рис.3.

сжатия электронного кольца в магнитной системе существующего адгезатора [6], состоящей из 4 ступеней (0-й, I-й, 2-й, 3-й), при дополнительных катушках со средним радиусом $R_g = 7$ см, расстоянием от медианной плоскости $z_g = 7,2$ см, числом витков $N = 25$ и амплитудой тока $I_g \approx 2$ кА, которые в принципе возможно разместить между выводным патрубком и выводным соленоидом адгезатора прототипа КУТИ без переделки его вакуумной камеры. В момент инжекции включены 0-я ступень ($R_0 = 64$ см, $z_0 = 32$ см), I-я ступень ($R_1 = 30$ см, $z_1 = 48$ см) и дополнительные катушки, что обеспечивает выполнение условий $\delta_0 = 200$ Гс ($\gamma_0 = 1,1$), $\delta_1 = 0,2$ и $\delta_2 = 0,36$. Расчеты проводились без учета токов, наведенных в стенках камеры. Амплитудно-временные характеристики токов приведены на рис.2. Допуск на время включения I-й ступени $\Delta t_1 \leq 0,5$ мкс.

На рис.3 приведены аналогичные кривые режима сжатия для адгезатора, имеющего ту же магнитную систему и дополнительные катушки с $R_g = 3,44$ см, $z_g = 8,3$ см и $N = 40$. Амплитудно-временные характеристики токов те же, что и на рис.2, кроме амплитуды тока дополнительных катушек, равной $I_g \approx 6,7$ кА. Геометрия таких катушек близка к геометрии катушек до-

полнительного подматия, предложенных в [5], и требует переделки вакуумной камеры адгезатора. В этом случае $x_0 = 0,25$.

Отметим, что дополнительные катушки кроме их основного назначения можно использовать в качестве 4-й ступени сжатия, если вновь включать их в конце сжатия, когда радиус кольца становится меньше R_g . Это позволит несколько уменьшить ток в катушках 3-й ступени, а также увеличить на конечных радиусах сжатия показатель γ , который, как видно из рис.2 и 3, здесь очень мал.

Проведенные расчеты показывают, что рассмотренный способ повышения компрессии электронных колец за счет уменьшения обобщенного момента импульса электронов может быть использован как при реконструкции существующих адгезаторов, так и при создании новых. Этот способ позволяет получать электронные кольца с радиусом, приблизительно в два раза меньшим по сравнению с компрессией в поле, близком к однородному.

В заключение авторы выражают благодарность В.С.Александрову, любезно предоставившему данные по магнитной системе КУТИ-20, и подпрограмму вычисления магнитных полей на ЭВМ СМ-4, и Ю.И.Александрову за полезные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

1. Александров В.С. и др. Труды девятого всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, т.П, с.151, Дубна, 1985.
2. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А. Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. М., Атомиздат, 1979.
3. Назаринов Н.Д., Казака В.И. ОИЯИ, 9-83-148, Дубна, 1983.
4. Кузнецов А.Б., Фрейзендорф В.А. ОИЯИ, Р9-80-820, Дубна, 1980.
5. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-81-20, Дубна, 1981.
6. Александров В.С. и др. ОИЯИ, Р9-83-613, Дубна, 1983.

ДЛИТЕЛЬНОЕ УДЕРЖАНИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ КОЛЕЦ В ПРОТОТИПЕ КОЛЛЕКТИВНОГО УСКОРИТЕЛЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ ОИИИ

И.В.Кузнецов, Э.А.Перельштейн, В.Н.Разувакин, А.П.Сумбаев,
В.А.Тимохин, А.Е.Черемухин, Г.Д.Ширков

Объединённый институт ядерных исследований, Дубна

В работах [1-6] отмечается, что кольца релятивистских электронов, формируемые в коллективном ускорителе [1], представляют интерес в качестве методической базы для получения тяжелых ионов высокой зарядности, а также для генерации синхротронного излучения высокой интенсивности. Реализация этих предложений эффективна при условии формирования плотных электронных колец с фактором ионизации $\frac{1}{e} j \tau \approx 10^{21} \text{ см}^{-2}$, где j - плотность тока электронов в кольце, e - заряд электрона, τ - время существования кольца. Наиболее простой путь достижения высоких значений фактора $j \tau$ заключается в увеличении длительности удержания электронных колец в сжатом состоянии. В настоящей работе содержатся результаты экспериментальной проверки способа длительного удержания колец [7], базирующегося на конструктивных особенностях магнитной системы прототипа коллективного ускорителя тяжелых ионов (КУТИ) ОИИИ [1] - рис.1. Четыре пары безжелезных токовых катушек формируют магнитное поле захвата пучка на кольцевую орбиту ($\sim 0,02 \text{ Т}$), а затем поле сжатия, нарастающее от $0,02 \text{ Т}$ до 2 Т за времена $\approx 2,8 \text{ мс}$. Ускоряющий соленоид формирует градиентное магнитное поле для предварительного ускорения. Длительное удержание электронных колец достигается формированием медленно спадающего во времени магнитного поля при закорачивании катушек 9 и 10 последней ступени сжатия в момент достижения в них максимального значения тока [8]. На рис.2 представлена схема питания катушек последней ступени сжатия в режиме длительного удержания. Ток в последовательно соединенных катушках ступени L_1 и L_2 формируется при разряде емкости C_H коммутатором T_1 . Дроссель $L_{др}$ включен в схему для снижения скорости нарастания тока и выключается из работы коммутатором T_2 . При достижении в катушках максимального тока происходит переподсоединение напряжения на индуктивности катушек L_1 и L_2 , и они замыкаются диодным коммутатором D , после чего ток в катушках начинает спадать с постоянной времени $\tau = L/R$, где L - суммарная индуктивность, а R - суммарное активное сопротивление потерь цепи тока. Контроль токов осуществляется поясом Роговского ПР и шунтами $R_{ш1}$ и $R_{ш2}$. На рис.3 представлены осциллограммы токов в катушках. Форма тока в режиме обычного сжатия (рис.3а) близка к синусоидальной с длительностью периода $\approx 3,0 \text{ мс}$. При включении длительного удержания форма тока на первой стадии совпадает с режимом сжатия, а на второй стадии ток в схеме спадает по закону, близкому к $I = I_0 e^{-t/\tau}$, где время спада $\tau = 35,5 \pm 1 \text{ мс}$.

Эксперименты по длительному удержанию [9] проводились при давлении в вакуумной камере $\approx 10^{-4} \text{ Па}$ с числом частиц в кольце $N_e \approx (1 \pm 2) \cdot 10^{12}$. Размеры кольца и энергия электронов обеспечивались максимальным полем 3 ступени и составляли: большой радиус $r_k = 3,3 \text{ см}$, среднеквадратичные размеры сечений $C_1 \approx 2,5 \text{ мм}$, $C_2 \approx 3,0 \text{ мм}$; релятивистский фактор $\gamma = 38 \pm 39$ [10]. Состояние кольца контролировалось по синхротронному излучению (СИ) и тормозному излуче-

нию (ТИ) электронов на ионах и атомах остаточного газа и при разрушении в конце цикла удержания. Монитором N_2 по СИ служил фотодиод ФД-24К с максимумом спектральной чувствительности в области $\lambda_g = 0,85 \pm 0,8$ мкм. Измерение длительности сигнала с детектора ТИ показало, что электронное кольцо в поле третьей ступени, медленно спадающем со времени, существует после завершения цикла сжатия еще, по крайней мере, 30-40 мс. Время нахождения кольца на малых радиусах измерялось при помощи оптической системы (рис.4), обеспечивавшей фокусировку изображения сечения кольца в СИ на фотодиод. Перед фотодиодом располагалась целевая диафрагма, ограничивающая попадание изображения кольца на приёмник в пределах радиусов 3-5 см.

На рис.5 представлены осциллограммы сигналов с фотодиода (верхние) и токи последней ступени сжатия (нижние) в режиме сжатия (а) и удержания (б) при настройке оптической системы на радиус 3,4 см. Из осциллограмм видно, что кольцо дважды проходит положение, соответствующее цели: при сжатии и разжатии. Уменьшение интенсивности СИ при повторном прохождении обусловлено факторами, связанными с изменением энергии электронов ($\gamma = 38$ при сжатии и $\gamma = 36,5$ при разжатии) — спадом полной мощности СИ и смещением спектра в длинноволновую область. В режиме длительного удержания кольцо находится на малых радиусах 3,3-3,7 см около семи-восьми миллисекунд. Измерения аксиального размера сечения кольца выполнены с помощью диссектора по методике, представленной в [11]. На рис.6 представлены сигналы с диссектора, зарегистрированные на первой и восьмой миллисекунде удержания кольца. Из сигналов видно, что аксиальный размер ($L_z = 0,3$ см) до ~8 мс остается неизменным.

Накопление ионов остаточного газа в кольце исследовалось при измерении интенсивности ТИ из кольца с помощью γ -спектрометра на базе ФЭУ-82 с пластинчатым спинтиллятором и одноканального анализатора, работающего в стробируемом режиме.

На рис.7 представлено изменение интенсивности ТИ за весь цикл формирования и удержания электронно-ионного кольца. Из осциллограммы видны увеличение ТИ в течение первых 20 мс за счет накопления в кольце ионов [9], затем спад, обусловленный увеличением объема кольца при разжатии и снова резкий всплеск ТИ на 60-70 мс при разрушении кольца.

Для расширения возможности исследования электронного кольца в режиме длительного удержания осуществлен вывод кольца из medianной плоскости камеры путём смещения магнитной ямы катушек последней ступени. С этой целью к катушкам подключалась "схема вывода" (рис.2), позволяющая производить перераспределение токов в катушках [8]: уменьшать в L_1 , (катушка 4, рис.1) и увеличивать в L_2 (катушка 3, рис.1). Выбором величин токов соленоида и катушек кольцо выводится из камеры и сбрасывается на спинтиллатор. На рис.8 представлен "автограф" кольца при сбросе на спинтиллатор после удержания в течение 20 мс. Средний радиус кольца, измеренный по "автографу", составляет 3,8 см. В магнитном поле, спадающем по закону $B = B_0 e^{-\frac{r}{T}}$ с $T \approx 36$ мс, такое увеличение радиуса кольца (без учета СИ) произошло бы за 10 мс, а за 20 мс радиус должен был увеличиться до 4,4 см. Увеличение времени существования кольца на малых радиусах произошло за счет потерь энергии на синхротронное излучение.

Таким образом, выполненные эксперименты подтвердили возможность длительного удержания и позволили исследовать основные параметры кольца в медленно спадающем магнитном поле при временах жизни кольца на малых радиусах, существенно превышающих длительность сжатия, что дает основание надеяться на получение в кольце ионов высокой зарядности.

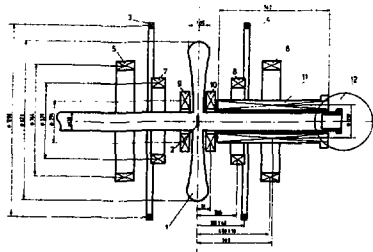


Рис.1. Магнитная система коллективного ускорителя.

1 - вакуумная камера, 2 - электронное кольцо, 3+4 - катушки поля захвата, 5+6 - катушки поля сжатия: 5+6 - I ступень, 7+8 - II ступень, 9+10 - III ступень, 11-ускоряющий соленоид, 12 - узел ввода диагностики.

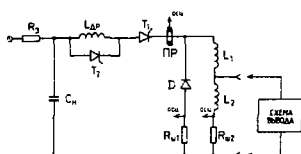


Рис.2. R_3 - зарядное сопротивление; T_1, T_2 - тиристорные коммутаторы; L_1, L_2 - катушки III ступени, $L_{ДР}$ - дроссель затяжки тока, D - замыкающий диодный коммутатор, $ПР$ - пояс Роговского, $R_{ш1}$ и $R_{ш2}$ - измерительные шунты.



Рис.3. а - режим сжатия; б, в - режим удержания.

а. 500 мкс/дел. б. 5000 мкс/дел. в. 20 нс/дел.

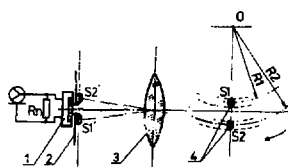


Рис.4. Оптическая система измерения СВ кольца. 1 - фотодиод, 2 - диафрагма, 3 - линза, 4 (S_1 и S_2) - сечения кольца на радиусах R_1 и R_2 ; S'_1 и S'_2 - их изображения.

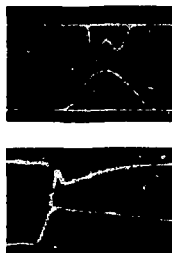


Рис.5. Сигналы фотодиода (верхний) и тока III ступени (нижний) в режиме сжатия (а) - 500 мкс/дел. и в режиме длительного удержания - 1 мс/дел. (б).



а Рис.6. Сигналы с дисектора на 1 мс (а) и на 8 мс (б) в режиме удержания.



б



Рис.7. Осциллограмма тормозного излучения электронов 20 мс/дел.



Рис.8. "Автограф" кольца после 20 мс удержания.

Л и т е р а т у р а .

1. Саранцев В.П., Перельштейн Э.А., Коллективное ускорение ионов электронными кольцами. Атомиздат, М., 1979.
2. Shulacher U. Nucl. Instr. Meth. 1981, 185, p.545.
3. Perelstein E.A., Shirkov G.D. JINR, E9-85-4, Dubna, 1985.
4. Keefe D. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Наука, М., 1975, т.1, с.109.
5. Zchorhak G., Müller G., Müsiel G. JINR, E9-12539, Dubna, 1979.
6. Кузнецов И.В., Перельштейн Э.А., Саранцев В.П., Ширков Г.Д. В сб. Краткие сообщения ОИЯИ, № 10-85, Дубна, 1985, с.62.
7. Новиков В.Г., Перельштейн Э.А. Авторское свидетельство СССР № 766384 от 06.03.79 г. Бюл. ОМПОТЗ, № 4, с.351.
8. Кузнецов И.В., Перельштейн Э.А., Разувакин В.Н., Сумбаев А.П., Тимохин В.А., Черёмухин А.Е., ОИЯИ, 9-86-210, Дубна, 1986.
9. Кузнецов И.В., Перельштейн Э.А., Разувакин В.Н., Сумбаев А.П., Тимохин В.А., Черёмухин А.Е., Ширков Г.Д. В сб. Краткие сообщения ОИЯИ, № 16-86, Дубна, 1986, с.33.
10. Александров В.С., Долбилов Г.В., Кузнецов И.В., Разувакин В.Н., Саранцев В.П., Сумбаев А.П., Тютинников С.И., Черёмухин А.Е., Шалапин В.Н. ОИЯИ, P9-83-862, Дубна, 1983.
11. Казаринов Н.Е., Перельштейн Э.А., Сумбаев А.П., Тютинников С.И., Шалапин В.Н., Ширков Г.Д., В сб. Коллективные методы ускорения. ОИЯИ, D9-82-664, Дубна, 1982, с.16.

ЛИНЕЙНЫЙ ИНДУКЦИОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ЭЛЕКТРОННО-ИОННЫХ КОЛЕЦ ЛУЭК-20

В.С.Александров, И.И.Голубев, Г.В.Долбидов, В.И.Казача, Г.И.Кожнов,
В.П.Рашевский, В.П.Саранцев, А.И.Сидоров

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Линейный индукционный ускоритель ЛУЭК-20 является частью коллективного ускорителя тяжелых ионов КУТИ-20 ^{1/1} и предназначен для ускорения электронно-ионных колец в электрическом поле E_z . ЛУЭК-20 состоит из десяти ускоряющих секций; десяти модуляторов; переходного участка (ПУ) между градиентным соленоидом предварительного ускорения и первой ускоряющей секцией; девяти межсекционных соленоидов (МС) и согласующего соленоида в конце последней секции. Общая длина ЛУЭК-20 — 21,5 м.

Модулятор (генератор импульсов ускоряющего напряжения) предназначен для запитки одной ускоряющей секции, состоящей из 36 индукторов, с целью получения ускоряющего поля с напряженностью $E_z \sim 10$ кВ/см. Проектные параметры модулятора: напряжение на нагрузке $R_H = 0,5$ Ом, $U_H = 50$ кВ, ток нагрузки $I_H = 100$ кА, длительность импульса напряжения 70+80 нс. Схема модулятора выполнена с применением нелинейных каскадов усиления импульсной мощности путем сжатия электромагнитной энергии во времени. В качестве коммутатора используется один тиратрон ТТИ-2500/50. Конструкция модулятора представлена на рис.1. Принципиальная схема модулятора приведена на рис.2. Работа схемы и количественные соотношения для параметров модулятора описаны в ^{2/5}. На рис.3 представлена осциллограмма импульса модулятора на холостом ходу (на индукторах без пучка), на рис.4 приведена нагрузочная характеристика модулятора.

Структура магнитного поля ЛУЭК-20 должна обеспечивать условия устойчивого ускорения электронно-ионных колец ^{1/2,3/} для удержания электронов кольца с энергией вращения $E_L = 10$ МэВ на орбите с $z = +1,5$ см ведущее магнитное поле B_z должно иметь величину $1,3+1,4$ Т. Величина $\left| \frac{\partial B_z}{\partial z} \right|$ на радиусе кольца не должна превышать максимальный градиент, при котором происходит разрыв ионной и электронной компонент кольца. Так, в ПУ и МС $\left| \frac{\partial B_z}{\partial z} \right| / 1/\mu \leq 0,23$ Т/м — максимального значения, полученного в градиентном соленоиде. Расчеты показали, что для удовлетворения допусков на B_z и E_z необходимо иметь средний радиус катушек $R = 9$ см и период структуры катушек $\lambda = 2,5$ см. При этом в ускоряющих секциях на радиусе кольца амплитуда колебаний $\left| \frac{\partial B_z}{\partial z} \right| \leq 1,3 \cdot 10^{-3}$ Т/м, допуски на среднеквадратичный разброс токов в катушках составляют $3 \cdot 10^{-3}$, а в геометрических размерах магнитной системы $\sim 10^{-4}$.

Конструкция индукторов представлена на рис.5. два периллоевых сердечника 2 встроены в общий корпус 1. Катушки магнитного поля 3 размещены в капслоновых обоймах 4 внутри сердечников. Катушки намотаны медной лентой, число витков — 10. Размеры обмоток по меди: ϕ 19x170, аксиальный размер — 19 мм, зазор между обмотками — 6 мм. Секции заполняются трансформаторным маслом для обеспечения электрической прочности и отвода тепла от тепловыделяющих элементов индуктора.

В обеспечивает согласование B_z между градиентным соленоидом и первой ускоряющей секцией. М обеспечивает согласование между соседними секциями ЛУЭК в области откидных камер ускорительного тракта. В ^{1/4} приведены расчетные значения параметров катушек и амплитуд токов в катушках ЛУ.

На рис.6 представлена структура межсекционной магнитной системы (МС), а также распределения B_z и $\frac{\partial B_z}{\partial z}$ на радиусе 4 см. Сопласующий соленоид состоит из четырех катушек, параметры которых совпадают с параметрами катушек в ускоряющих секциях.

Схема отдельной ячейки питания катушек ведущего магнитного поля, расположенных в двух соседних индукторах, показана на рис.7. Здесь L_0 - индуктивность катушек. В течение первого полупериода накопительная емкость C_0 (600 мкФ) разряжается через катушки магнитного поля, а в течение второго полупериода перезаряжается через дроссель L_{dp} и вентиль D . Для запитки катушек одной ускоряющей секции используется 9 ячеек. Тиристорный коммутатор T состоит из шести последовательно соединенных тиристоров типа Т-630 27 класса. Он позволяет коммутировать ток длительностью 1 мс и амплитудой 9 кА.

Суммарная индуктивность в схеме (рис.3) при работе всей системы питания равна 150 мкГн; волновое сопротивление каждой ячейки - 0,5 Ом. Длительность полупериода тока в катушках $T_{1/2} = 940$ мкс. Амплитуда тока, соответствующая проектному значению $B_z = 1,36$ Т, составляет величину 4,23 кА. Измеренные суммарные потери энергии за один цикл для схемы составили ~60%.

Магнитные измерения в I-й очереди ЛУЭК-20, состоящей из трех индукционных ускоряющих секций, показали удовлетворительное совпадение расчетов с экспериментальными результатами. Созданная импульсная система формирования ведущего магнитного поля обеспечивает при частоте работы 1 Гц получение на радиусе кольца величины $B_z = 1,3 \pm 1,4$ Т с необходимой однородностью.

В настоящее время на первой очереди ЛУЭК-20 смонтированы три модулятора, нагрузкой которых являются три индукционные ускоряющие секции; произведен физический запуск модуляторов. Суммарное напряжение, полученное на одной секции, 2 кВ.

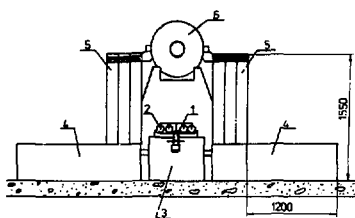


Рис.1. Конструкция модулятора.

1 - коммутатор, 2 - накопительная емкость, 3 - каскад предварительного усиления мощности, 4 - оконечные каскады усиления мощности и формирования импульса, 5 - нелинейные линии (обострители фронта), 6 - индукторы.

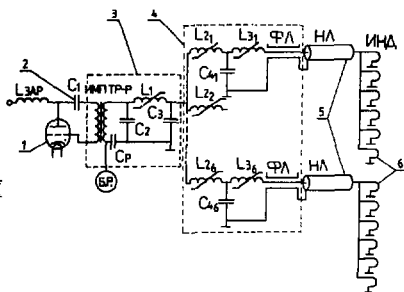


Рис.2. Принципиальная схема модулятора. Цифрами обозначены части схемы, конструктивное расположение которых показано на рис.1.



Рис.3. Развертка - 30 нс/дел, чувствительность - 10 кВ/дел.

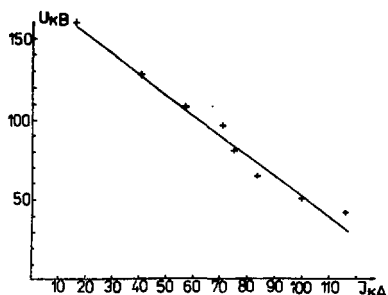


Рис. 4. Нагрузочная характеристика модулятора.

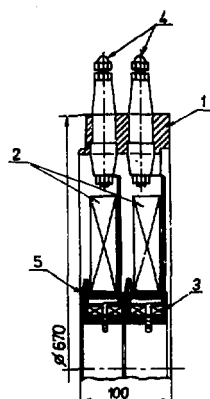


Рис.5. Конструкция индукторов. ►

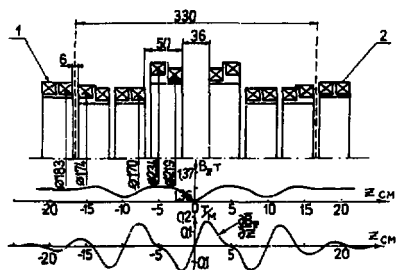


Рис.6. Структура межсекционного соленоида.
1 и 2 - крайние пары секционных катушек.

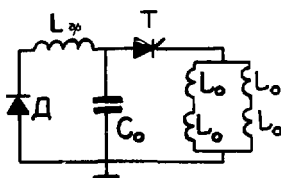


Рис.7. Схема питания катушек.

Литература

1. Александров В.С. и др. Ускорительный комплекс тяжелых ионов в ОИЯИ, Р9-83-613, Дубна, 1983.
2. Казаринов Н.В., Казача В.И. ОИЯИ, 9-83-148, Дубна, 1983.
3. Казаринов Н.В., Казача В.И., Перельштейн Э.А. ОИЯИ, 9-85-176, Дубна, 1985.
4. Александров В.С. и др. ОИЯИ, 9-86-157, Дубна, 1986.
5. Додбилов Г.Б. и др. ОИЯИ, Р9-86-157, Дубна, 1986.

МЕЗОННЫЕ И КАОННЫЕ ФАБРИКИ

Председатель: В.П.Дмитриевский
Секретарь: С.Б.Ворожцов

Сессия 12

196 → 198

DEVELOPMENT AND CONSTRUCTION OF HEAVY ION ACCELERATORS AT GSI

N. Angert

GSI, Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH

P.O. Box 110541, D-6100 Darmstadt, Fed. Rep. of Germany

1. Introduction

The Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) Darmstadt is a national research center of the Federal Republic of Germany and the state of Hesse. It is dedicated to fundamental research on heavy ions in the fields of nuclear physics, nuclear chemistry, atomic physics, solid state physics, and biology.

At the present time the central facility of the GSI is the Universal Linear Accelerator, UNILAC, which was designed to accelerate all elements of the periodic table up to uranium, to energies above the Coulomb barrier.^{(1),(2)} The UNILAC started operation ten years ago, in 1976. At that time it was the only facility which was able to accelerate uranium ions up to 10 MeV/u. To improve its suitability as an injector for a proposed heavy ion synchrotron accelerator facility the UNILAC was upgraded in 1981 for energies up to 20 MeV/u.⁽³⁾

Plans for synchrotron accelerators have been under development at GSI for nearly ten years. In 1984 a combination of a synchrotron with maximum magnetic rigidity of $18 \text{ T} \cdot \text{m}$ (SIS 18) was proposed together with an experimental storage ring of $10 \text{ T} \cdot \text{m}$ (ESR). This project was approved in April 1985.

2. The UNILAC

A schematic overall plan of the UNILAC is shown in fig. 1. On the left are two identical DC pre-accelerators which can be operated in parallel. Each pre-accelerator is equipped with a heated cathode PIC ion source⁽⁴⁾ for the generation of multiply charged ions.

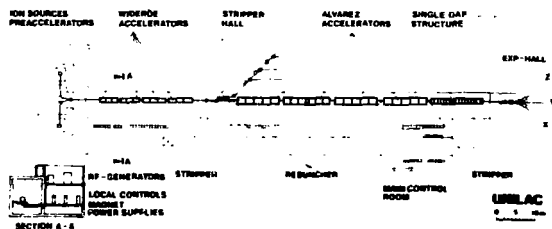


Fig. 1: Schematic plan view of the UNILAC.

The ion beams delivered by the injector are separated by charge and atomic mass with a mass resolution of up to 400. A 12.5° switching magnet, which can be pulsed at 50 Hz, bends the beam on the UNILAC axis.

The injector delivers ions accelerated to a specific energy of 11.7 keV/u. The beam is pulsed at 50 Hz with a 5 ms pulse duration (macropulse).

The prestripper accelerator is a 27 MHz rf structure consisting of four tanks of the Wideröe type⁽⁵⁾, particularly suited for the acceleration of very slow heavy ions. In this structure the ions are accelerated to a specific energy of 1.4 MeV/u. They then pass through a stripper, consisting of a thin foil or a layer of gas from a supersonic nitrogen jet. This results in a charge distribution. The most abundant charge state is sorted out for further acceleration. The 1.4 MeV/u selected charge state proceeds to the poststripper section.

The first part of the poststripper accelerator consists of four 108 MHz Alvarez type tanks. The output energies of the four Alvarez tanks are 3.6 MeV/u (tank 1), 4.7 and 5.9 MeV/u (tank 2a and 2b), 8.6 MeV/u (tank 3), and 11.4 MeV/u (tank 4). This part is followed by seventeen single-gap cavities⁽⁶⁾ used to accelerate the ions to maximum energies, or to decelerate them.

The energy graphs for the different operation modes and masses are shown in fig. 2. The single gap cavities can also be used for partial acceleration or deceleration. Any energy between 2 and about 20 MeV/u can be delivered in this way.

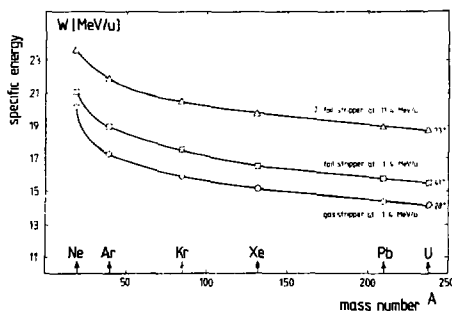


Fig. 2: Maximum specific energy of the UNILAC versus mass number for different operation modes.

The beam from the UNILAC can be transported to the three main branches of the experimental area via a beam switchyard either simultaneously, by beam splitting, or in a time sharing mode by a fast switching magnet. The second method is preferably used. In principle, the 50 macropulses per second can be distributed in any desired ratio into the three branches of the experimental hall, where about 25 experiments have been set up.

3. Heavy Ion Synchrotron and Experimental Storage Ring Project

GSI is going to extend its accelerator facility by a synchrotron (SIS 18) and an experimental storage ring (ESR) during the next four years.⁽⁷⁾ This combination (fig. 3) will allow unique experiments with heavy ions up to 2 GeV/u, with secondary beams of unstable nuclei, with fully stripped ions up to uranium and with stored and cooled beams.

The design and status of this facility will be described in the following sections.

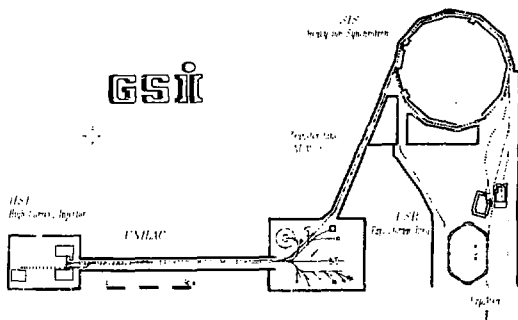


Fig. 3: Layout of the synchrotron and experimental storage ring facility.

3.1 UNILAC Modification

Part of the new project are three modifications of the UNILAC for the future synchrotron injector operation.

Multiple energy operation:

In order to provide beams both for the existing experimental hall and the new synchrotron accelerator the UNILAC will be prepared for multiple beam operation.⁽⁸⁾ Ideally the isotope and energy could be chosen independently for each purpose. The UNILAC could then be switched at 50 Hz from one ion or energy to the other.

In a first step the poststripper accelerator is being equipped with about 50 pulsed power supplies for quadrupole and steering magnets. This will allow the acceleration of beams of the same isotope from pulse to pulse to different energies by switching rf-cavities on and off. The new pulsed magnet power supplies have been delivered. Many of them are being installed in a current shut-down. Replacement of existing drift tube quadrupoles by laminated ones is also under way. RF-generators, beam diagnosis, and computer control are going to be modified for this new operation mode. Accelerator experiments with two beams of different energy have already been performed (5.9 and 6.9 MeV/u).

Beam transport to SIS 18:

For the injection of beam pulses into the synchrotron, a 5° kicker magnet has been installed after the single gap cavity chain. At a rate of .1 to 3 times a second a beam pulse will be kicked into a 150 m long transfer line to the SIS 18. The first 16 m section of this transfer system was installed at the end of the UNILAC (see fig. 4) in the fall of 1985. It is used now for the development of the poststripper accelerator with respect to time shared operation, as well as for development of a new computer control system. Almost all components for the whole transfer system have been delivered.



Fig. 4: View to the end of the UNILAC (left hand side) with the beam switch yard in the foreground and the first part of the transfer line to the SIS 18 (upper beam line).

High current injector:

Present UNILAC output intensities are typically 10^{11} particles per second (pps) for very heavy and 10^{13} pps for light ions. However, injection time into the synchrotron is only about 100 ns. That means a duty cycle of about 10^{-7} . This would result in only 10^7 to 10^9 pps for the beam coming out of the SIS 18. To take advantage of the space charge limits of the SIS 18, much higher intensities are to be injected. Therefore, a new high current injector for the UNILAC is being constructed.⁽⁴⁾ It will consist of a low charge state high current ion source^{(10),(11)}, followed by an RFQ accelerating structure of the split coaxial resonator type⁽¹²⁾, which will accelerate ions from 1.4 to 130 keV/u. At that energy the ions are stripped to charge states comparable to the ones delivered from the Penning ion sources. After charge analysis and a short postaccelerator the beam will be injected into the existing Widerøe tank 2 (216 keV/u). Fig. 5 shows the first part, up to 40 keV/u, of the new high current injector under construction. The theoretical current limit of this RFQ structure is $0.2 \cdot A/q$ mA (A = atomic mass number, q = charge state of ions); this means about 25 mA of e.g. 1^+ or U^{28+} . An intensity gain of the UNILAC output beam by a factor 100 to 1000 seems possible with this third injector.

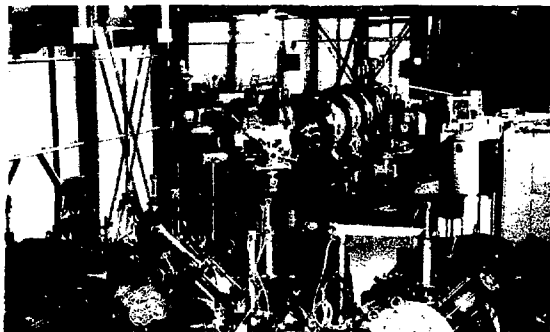


Fig. 5: First part of the new high current injector for the UNILAC.

Design:

The synchrotron SIS 18 is designed with a circumference of 216 m and for a maximum magnetic rigidity of $B\rho = 18 \text{ Tm}$ so that neon (charge state 10+) can be accelerated to 2 GeV and uranium to 1 GeV/u with the range from 72e from the UNILAC. The design also allows acceleration of protons up to 4.5 GeV.

If the uranium ions are fully stripped to 92+ after acceleration in the SIS 18 and being injected via the ESR into the SIS 18, an energy of 1.3 GeV/u can be reached.

The ring consists of 12 pairs of dipole magnets, with a quadrupole triplet between adjacent pairs. The strictly periodic lattice with 12 identical cells is chosen to achieve maximum aperture requirements and favorable ejection flexibility as well as a wide range of working points in the $Q_H - Q_V$ diagram for high intensity operation.⁽¹³⁾ During acceleration, focusing is changed from triplet- to doublet-focusing. This leads to lower gradients at higher energy, easier beam extraction, and better chromaticity correction. In addition, variation of ν_z is possible. In normal operation a magnetic rigidity of 18 Tm can be reached in a fast cycle ($dB/dt = 10 \text{ T/s}$, 3 cycles/s). For high energy operation up to 18 Tm, the four magnet power supplies are connected to give higher current at a reduced cycle rate ($dB/dt = 4 \text{ T/s}$, 1 cycle/s). There are two rf-acceleration sections with an effective acceleration voltage of 16 kV each. Figure 6 a shows the achievable energies as a function of the nuclear charge. Figure 6 b gives the intensities, if the SIS 18 is filled up to the space charge limit.

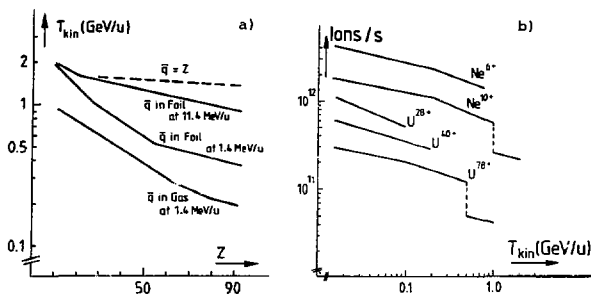


Fig. 6: (a) Maximum output energies of the SIS 18 as a function of nuclear charge for different stripping modes
(b) Maximum intensities versus output energy for different charge states. The step at high energy is due to the reduction in dB/dt from 10 to 4 T/s.

Injection of ions which are stripped once in the UNILAC at 1.4 MeV/u is possible with correspondingly higher currents and also ($\sim A/q^2$) higher space charge limits. Horizontal and vertical acceptances should be $A_H = 200 \cdot \text{mm mrad}$ and $A_V = 50 \cdot \text{mm mrad}$. Typical emittances of the accelerated beams should be 1 to 5 $\cdot \text{mm mrad}$, depending on the energy and intensity. The relative momentum spread and the time spread of the beam extracted from the SIS 18 should be $\sim .1\%$ and $\sim 40 \text{ ns}$, respectively, in the energy range .1 to 2 GeV/u.

Two systems will be installed for beam extraction: a slow extraction over a 100 ms period and a fast extraction for transfer of a single turn to the ESR.

The vacuum of the SIS 18 is designed for $\sim 10^{-11}$ mbar. For further details of the design see ref. 7.

Status:

For each magnet type used in the ring (dipoles, quadrupoles, and sextupoles) a prototype has been constructed and tested at GSI. Figure 7 shows the dipole prototype magnet. Magnet cores, coils, and supports have been ordered for the entire ring, as well as the main magnet power supplies.



Fig. 7: Dipole prototype magnet for the SIS 18. Length 2.6 m, 20 tons, air gap 210 mm x 90 mm, resistive losses 80 kW at 1.8 T.

A prototype of the rf-accelerating system has been built and tested. It operates in the frequency range from .94 to 6.0 MHz corresponding to the energy range from 11 MeV/u (injection energy) to 4.5 GeV for the maximum proton energy. Parts for the final units of the ring have been ordered. They will be assembled in house.

The dipole and quadrupole magnet vacuum chambers have been ordered. The key components of the injection and extraction systems are undergoing prototype tests, and parts are ordered for the final units. Design of the beam diagnostic elements is nearing completion. The computer control system structure has been defined and is undergoing tests in the laboratory as well as at the existing part of the transfer line from UNILAC to SIS.

3.3 Experimental Storage Ring (ESR)

The circumference of the ESR (fig. 8) is half of the circumference of the synchrotron SIS 18 (108 m). Two straight sections of about 10 m are reserved for experiments and an electron cooling device. The maximum magnetic rigidity is ~ 10 Tm. In the two ring concept the ESR has the following tasks:

Stretcher Ring: Up to energies of ~ 550 MeV/u for U, if fully stripped after the SIS 18 to 92^{+} , or ~ 830 MeV/u for Ne^{10+} the ESR can be used as a stretcher ring for the SIS 18 beam, which is transferred to the ESR after fast extraction, and then slowly extracted from the ESR. By this method a duty cycle of up to 90 % seems possible. The fast extraction from the SIS 18 for the ESR can either be done in two steps, extracting one half SIS 18 orbit after the other with ~ 10 ms in between, or in one step if the four bunches in the SIS 18 have been combined to two bunches by bunch merging with additional harmonic rf cavities.

Storage Ring: The ESR allows the storage of partially as well as fully stripped ions. In addition, if a heavy ion beam passes through a thick target at energies above 100 MeV/u fragmentation or fission takes place into a wide range of masses and charges. The favourable kinematic focusing of the products allows selection, with a suitable separator, of unstable isotopes of sufficient life time and collection of radioactive beams in the ESR, which is designed for large transverse (~ 140 mm mrad) and momentum (~ ± 2 %) acceptance.

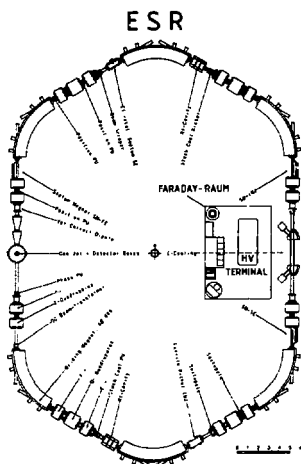


Fig. 8: Layout of the experimental storage ring (ESR).

Cooler Ring: In order to improve the beam quality of the SIS 18 beam and to reduce the phase space of radioactive secondary beams, electron and stochastic cooling devices will be installed. Stochastic cooling will be applied for pre-cooling of hot secondary beams, whereas electron cooling is to be used for the final cooling of these beams and for the beams transferred from the SIS 18, in order to improve beam quality. The electron cooling rate is proportional to q^2/A . Radial beam emittances of 0.1 mm mrad (depending on intensity) and momentum spreads of 10^{-3} seem achievable. Depending on the ion beam energy and ion charge state, cooling times range from 10^{-3} to 1 s .

Reinjection into SIS 18: Reinjection of the ESR beam into the synchrotron SIS 18 permits both the further acceleration and deceleration of fully stripped or cooled beams.

Internal Targets: Using internal targets in the ESR can result in an efficiency gain by several orders of magnitude because of the high orbiting frequency of the beam. To compensate for straggling in the target the circulating beam may be cooled continuously.

Crossed Beam Mode: As the ESR has a very large phase space acceptance a new kind of experiment can be performed. One can have two beams with different momentum orbiting in the same direction but on different orbits with crossing zones where the collision energy depends on the momentum difference and the crossing angle.

Status:

Magnets and power supplies for the main ring components have been ordered. The components for beam deflections and extraction are identical or similar to the SIS units. They are in the lay-out or assembly phase.

A shortened SIS rf acceleration cavity can be used for the ESR. Many activities on standard ring components are presently included in the work for SIS.

However, the larger aperture of the ESR requires some new design of vacuum and beam diagnostic components. A technical design study has been finished for the stochastic cooling system in collaboration with Argonne National Laboratory.

For the electron cooling section the main parameters have been defined. Engineering work has been started for electron gun and collector, as well as for the solenoid coils. Details will be given in the following section.

4. Accelerator Development

There are two main goals in the field of accelerator development: Firstly, to improve the UNILAC as an injector for SIS 13, especially to increase the beam intensities. Secondly, to increase the phase space density of the SIS/ESR beams by stochastic and electron cooling. The following sections will be confined to a few topics out of these current development activities, namely the generation and transport of high current ion beams, and the electron cooling in the ESR.

4.1 Generation and Transport of High Current Beams

The high current injector concept of the UNILAC anticipates heavy ion beams intensities that have never been achieved in any other heavy ion linear accelerator. Therefore, a few years ago research and development was started at GSI on the following fields: ion sources, beam formation, beam transport and high current acceleration.

Ion Sources:

The space charge limit of the RFQ-structure is given by $0.2 \cdot A/q$ mA. Highest currents can be handled for singly charged very heavy ions. However, for practical reasons singly charged ions can be only used up to mass 130. Doubly charged ions have to be taken above. So research was confined on high brightness beams with low charge states. For that purpose the source system CHORDIS (Cold or Hot Reflex Discharge Ion Source) has been developed for gases, and with a furnace, for elements volatile below 800°C.⁽¹⁰⁾ Some typical results are given in tab. 1.

Table 1: Beam Parameters for Some Elements from the CHORDIS-Source

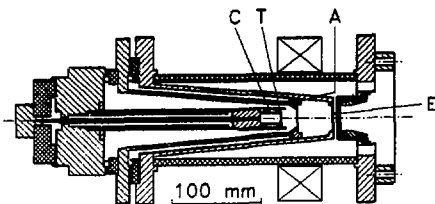
Element	I (mA)	ϵ (mm mrad)	U_{ex} (kV)	Extract.Area (cm ²)
Li	41	255	30	1.4
Ar	120	220	50	2
I	28	150	31	1.4
Xe	71	67	50	2
Bi	37	265	36	2

All data are from multiple aperture extraction systems (7 holes). The duty cycle was 10 % (2 ms, 50 Hz), except for Bi (100 %). Recently, a sputter version was tested producing 2.4 mA Al^+ in a first experiment.

For metal ion production the MEVVA (MEtal Vapor Vacuum Arc) ion source, developed at LBL, Berkeley, was tested and operated at GSI.^{(11),(14)} Fig. 9a shows a schematic of the source.

This source can deliver beams of moderately charged ions up to 1 A. The discharge is ignited by triggering a spark and then maintained for typically .1 to 1 ms by a pulse forming network. The plasma expands through an orifice in the anode and reaches an outlet electrode where a beam can be formed by adding an accel/decel extraction system. When applying the 7 hole extraction as used for CHORDIS 77 mA of Ti^{2+} (400 mm mr, 40 kV) and 29 mA U^{+} (200 mm mr, 38 kV) have been obtained. This source offers a large variety of elements. However, stability and reproducibility have still to be improved.

a)



b)

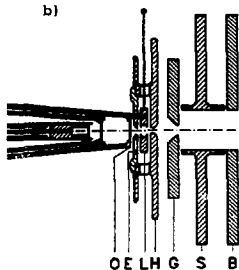


Fig. 9: (a) Metal vapor source MEVVA. C: cathode made from material yielding the desired ion species. T: triggering electrode. A: anode ring. E: extraction. (b) Compound extraction system for MEVVA source with potential distribution for uranium acceleration. O: Outlet electrode (159 kV). E: Extractor electrode (125 kV). L: Einzel lens (154 kV). H: Gap electrode (125 kV). G: Gap electrode (grounded, 0 kV). S: Screening electrode (-1.5 kV). B: Beam potential defining electrode (0 kV).

Beam Formation:

For the formation of the beam two improvements have been applied. Firstly, in addition to the shaping of the source outlet aperture the screening electrode was shaped, too. Thereby a considerable increase of the brightness in the interesting part of the beam could be achieved. This would not help, if the beam brightness could not be maintained in the following dc pre-acceleration stage. For that purpose a system was designed and tested that combines extraction and dc acceleration in a so-called compound system.⁽¹⁴⁾ Fig. 9b shows the arrangement for the MEVVA-source. Using that compound system for a single aperture extraction resulted in a high brightness 15 mA uranium beam with a total emittance of only 12 mm mrad of 159 kV total acceleration voltage.

Beam Transport:

Within the extraction and dc acceleration sections, formation of beams without space charge compensation can be simulated by existing computer codes with satisfactory accuracy. Codes including electric and magnetic fields are available for two and three dimensional problems.⁽¹⁵⁾

However, transport of partially neutralized beams has to be considered in the high current injector concept, too. For the further transport and mass analysis of the beam after the pre-acceleration a dipole magnet is needed, and in addition, a quadrupole (magnetic) section for matching into the RFQ-structure. Behind the RFQ there is a stripper and a charge analysis section, and finally the inflection system into the UNILAC. Both from the ion source and the stripper, which will be a gas jet due to the high beam currents, one gets a certain gas load. Residual gas ionization will cause a partial space charge compensation of the ion beam, which depends on beam energy and current, as well as on beam pulse length.

The emittance growth of high brightness beams was studied in a periodic magnet quadrupole channel both for unneutralized and for partially space charge compensated beams.⁽¹⁶⁾ As to be seen from fig. 10 the partially neutralized beams show unstable behavior in a wide range of parameters (several mA, Ar ions, 60 - 80 % space charge compensation, ϵ - 10 to 50 mm mrad).

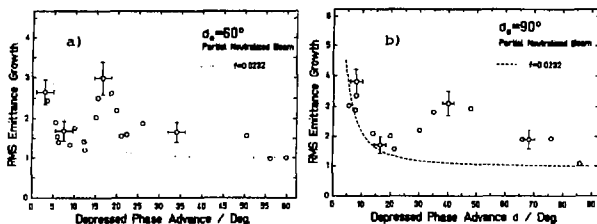


Fig. 10 : Rms emittance growth for a partially (60-80%) compensated beam (a): at $\alpha_0 = 60^\circ$, (b): at $\alpha_0 = 90^\circ$. The dashed curve shows the behavior of a fully decompensated beam.

Emittance growth, leading to a brightness loss of two, is already observed in cases where the equivalent uncompensated beam did not indicate any deterioration. In addition, resonance-like behavior can be seen at stronger tune depression. That can reduce brightness by one order of magnitude. Measurements showed that residual gas pressures of some 10^{-6} torr may be high enough to get sufficient space charge compensation for these effects. Having such beam deteriorations at several locations in the UNILAC would significantly detract from the performance of the high brightness, high energy beams. More extended measurements are needed to better understand these phenomena. Possible remedies could be proper choice of gas pressure and envelope function, or use of clearing electrodes wherever gas loads are not avoidable.

4.2 Electron Cooling

Whereas for high current physics there is a well established experimental program, only design and computer work has been done for the ESR phase space cooling devices. Electron cooling will be used for phase space reduction of the standard SIS beams. Stochastic precooling is necessary for hot secondary beams produced in a target behind the SIS. These beams will be further cooled down by electron cooling. A few basic parameters of the electron cooler section are presented in table 2.

Table 2: Parameters of ESR electron cooler

Electron energy, E_e	2 - 320 keV
Electron current	10 A for $E_e > 30$ keV 10 A $(E_e/30)^{1/2}$ for $E_e \leq 30$ keV
Beam diameter	5 cm
Length of electron-ion interaction region	250 cm
Solenoid field	0.1 - 0.25 T
Residual gas pressure	10^{-11} Torr

According to the above parameters, the cooler should work in a very wide range of energies. The design philosophy for the cooling electron beam is to preaccelerate the electrons with constant voltage (30 kV) and to postaccelerate with constant current of up to 10 A in a special single gap geometry for energies above 30 keV. Constant perveance operation is foreseen for lower energies. In order to reach low transverse electron temperatures for the given electron beam parameters a magnetic guiding field of up to .25 T should be provided.⁽¹⁷⁾ This is also recommended by investigations of the cooling process itself.⁽¹⁸⁾ The layout of the cooler section is shown in fig. 11.

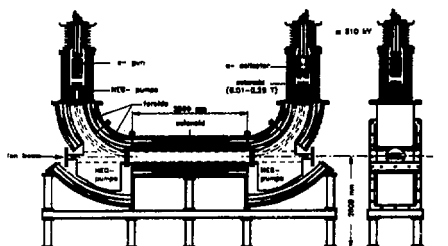


Fig. 11: Layout of the ESR electron cooler device.

It is a vertically arranged system with two 90° -toroidal bends for the electron beam. The cooling section itself is 2.5 m long. The total length of the cooler device is about 6 meters. Special attention was paid to the electron beam acceleration geometry. Several acceleration geometries have been investigated for their capabilities to produce an electron beam with minimum transverse energy. Radial electric fields from electrode apertures encountered during acceleration, and the radial space charge field from the electron beam tend to increase the transverse energy. Strong magnetic fields help to reduce it. In addition, a resonance focusing acceleration may be applied, where the action of subsequent lenses cancels.

The design strategy was to treat the gun and the acceleration gap as separated systems isolated from each other by an appropriate drift space (see fig. 12).⁽¹⁷⁾ In this case the gun perveance and the current density distribution are independent from the total acceleration voltage. The transverse energy can be minimized by two additional electrodes (einzellens) located sufficiently downstream so as not to influence the gun perveance. According to the wide energy range considered, the idea was to find gun and gap geometries with extended perturbations (radial fields), which give acceptable low transverse heating for a wide range of operation parameters. This could be achieved by shaping the electrodes as shown in fig. 12. Such a geometry does not show the pronounced resonance behavior of multigap devices.

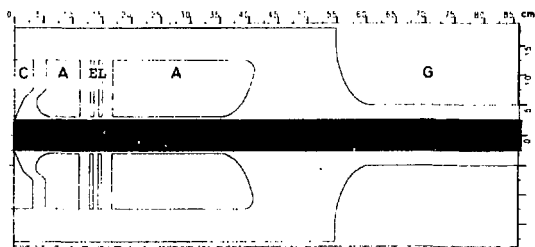


Fig. 12: Schematic of electron gun and acceleration gap
(C: Cathode, A: Anode, EL: Einzellens, G: Ground electrode, Ray tracing for a 10 A beam with 30 kV preacceleration and 300 keV total electron beam energy).

In fig. 13 transverse energies are plotted as a function of the axial magnet field B_z and the acceleration field E_z for that single gap geometry, and for comparison with an advanced multigap design with a cosine gradient distribution. For the single gap the transverse energy is less than .5 eV everywhere above .2 Tesla. The single gap also allows technically simpler solutions, which can be based on the proven technique of the 320 kV UNILAC injectors. Gun and collector will be built up symmetrically. The inner diameter of the solenoids is 500 mm, so

... enough space for pumping units (NEG pumps) to achieve the desired 10^{-11} torr on ... and for diagnostic devices too.

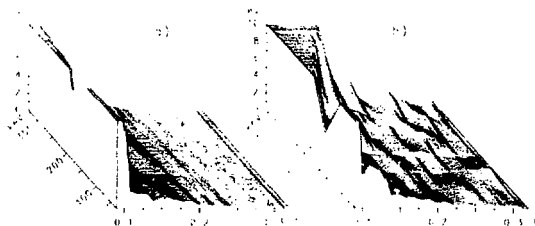


Fig. 13: Transverse energy (in MeV) as a function of H_x and H_y a: single gap, b: multigap with cosine profile.

5. Time Schedule

The site for the new facility is presently being prepared. Construction of the buildings starts in November 1986. Installation of accelerator components should start begin of 1988, and first beam tests at the SIS begin of 1989. The ESR will be completed about one year later than the SIS.

References

- (1) Ch. Schmelzer, Study of a Variable Energy Heavy Ion Linear Accelerator, Proc. of the Prot. Lin. Acc. Conf., Brookhaven, N.Y. (USA), (1968).
- (2) K. Blasche, D. Böhne, Ch. Schmelzer, B. Stadler, UNILAC, a Variable Energy Heavy Ion Linear Accelerator, Proc. of the Int. Conf. on Nucl. React. Induced by Heavy Ions, Heidelberg, (1969).
- (3) M. Angert, Upgrading of UNILAC, Proc. Int. Ion Eng. Congr. ISIAT '83 & IPAT '83, 595, Kyoto 1983.
- (4) M. Angert, R. Keller, M. Müller, Duoplasmatron and PIG Sources for Heavy Ions. Proc. Int. Ion Engineering Congr. ISIAT '83 & IPAT '83, Kyoto 1983.
- (5) K. Kaspar, The Prestripper Accelerator of the UNILAC. Proceed. of the Prot. Lin. Acc. Conf., Chalk River, Ontario (Kanada), (1976).
- (6) D. Böhne, Linac Cavity Technology. Proceed. of the Part. Acc. Conf., Washington, D.C., (1969).
- (7) K. Blasche, D. Böhne, B. Franzke, H. Prange; The SIS Heavy Ion Synchrotron Project, 1985 Part. Acc. Conf., Vancouver, 1985, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-32, No. 5, 2657, October 1985.
- (8) J. Glatz, The UNILAC as a Fast Switching, Variable Ion and Energy Accelerator, Proc. 1986 Lin. Acc. Conf., Stanford, USA.
- (9) J. Klabunde et al., The Project of a High Current Injector at the UNILAC, Proc. 1986 Lin. Acc. Conf., Stanford, USA.
- (10) R. Keller, P. Spädtke, and H. Emig, Proc. 4th Conf. on Low Energy Ion Beams, Brighton, UK, April 7-10, 1986. To be published in Vacuum TAIP.
- (11) I. G. Brown, J. E. Galvin, R. Keller, P. Spädtke, R. W. Müller, and J. Bolle, Int. Rep. LBL Berkeley; LBL-20496, 1985. To be publ. in Nucl. Instr. Meth.
- (12) R. W. Müller et al., Experimental Results with a Very Heavy Ion Acc., Proc. 1984 Lin. Acc. Conf., Seeheim, GSI 84-11.
- (13) B. Franczak, K. Blasche, and K. H. Reih; A Variable Transition Energy Lattice for SIS 12/18; 1983 Part. Acc. Conf., Santa Fe, 1983, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30, No. 4, 2120, August 1983.
- (14) R. Keller, Innovations in Ion Sources and Injectors, Proc. 1986 Lin. Acc. Conf., Stanford, USA.
- (15) P. Spädtke, Computer Simulation of High Current DC Beams, Proc. 1984 Lin. Acc. Conf., 356, Seeheim, GSI 84-11.
- (16) J. Klabunde et al., High Current Beam Transport Experiments at GSI, Proc. 1985 Part. Acc. Conf., Vancouver, IEEE NS-32, 2462.
- (17) H. Schulte, P. Spädtke; Investigations of Gun and Gap Geometries for the ESR Electron Cooler, GSI Scientific Report 1985, GSI Rep. 86-1, p. 368.
- (18) F. Nolden, Simulation of Electron Cooling in the ESR, GSI Rep. 86-1, p. 369.

RECENT DEVELOPMENTS AT TRIUMF

D.A. Dohan

TRIUMF, 4004 Wesbrook Mall, Vancouver, Canada, V6T 2A3

Introduction

At the IX'th All Union Accelerator Conference in Dubna, the TRIUMF facility, recent progress and near future plans were described [5]. This paper will be limited to summarizing developments and highlights which have occurred during the past two years.

The Kaon Factory Proposal

The TRIUMF Kaon Factory has been recently described [1-3]. A summary of the major parameters is given in Table 1, and the layout of the proposed facility is given schematically in Fig. 1.

Table 1. Synchrotron design parameters

	Booster	Driver
Energy	3 GeV	30 GeV
Radius	4.5 $R_T = 34.11$ m	22.5 $R_T = 170.55$ m
Current	100 $\mu A = 6 \times 10^{14}$ /s	100 $\mu A = 6 \times 10^{14}$ /s
Repetition rate	50 Hz	10 Hz
Charge/pulse	2 $\mu C = 1.2 \times 10^{13}$ ppp	10 $\mu C = 6 \times 10^{13}$ ppp
Number superperiods	6	12
Lattice { focusing	FODO	FODO
structure { bending	OBBOBOBO	BBBBOBO
Number focusing cells	24	48
Maximum $\delta x \times \delta y$	15.8 m $\times$ 15.2 m	38.1 m $\times$ 37.5 m
Dispersion η_{max}	4.0 m	9.09 m
Transition $\gamma_t = 1/\eta$	9.2	∞
Tunes $\nu_x \times \nu_y$	5.23 $\times$ 7.22	11.22 $\times$ 13.18
Space charge $\Delta \nu_y$	-0.15	-0.09
Emittances { $\epsilon_x \times \epsilon_y$	139 $\pi \times 62 \pi$ (μm)	37 $\pi \times 16 \pi$ (μm)
at injection { ϵ_{long}	0.064 eV-s	0.192 eV-s
Harmonic	45	225
Radio frequency	46.1 $\pm$ 61.1 MHz	61.1 $\pm$ 72.9 MHz
Energy gain/turn	210 keV	2000 keV
Maximum rf voltage	576 kV	2400 kV
rf cavities	12 $\times$ 50 kV	18 $\times$ 135 kV

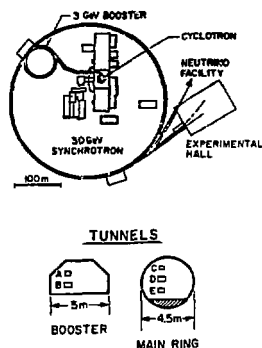


Fig. 1. Proposed layout of the Kaon Factory and cross sections through the tunnel.

Briefly, the accumulator ring (A) is filled with protons by charge exchange of 450 MeV H^- ions from the cyclotron with a combination of phase space superposition and 'painting'. After 20 ms, the beam is transferred into a booster synchrotron (B) operating at 50 Hz. To accelerate the beam to 3 GeV, an rf frequency swing between 46.1 and 62.3 MHz is required. The large variation occurs in the booster, where the beam power is 300 kW, and the rf voltage is ~600 kV per turn. The A and B rings are located in a circular tunnel whose radius is 4.5 times that of the effective TRIUMF extraction radius. Five booster cycles are used to fill a collector ring (C) located in a second tunnel whose radius is five times that of the booster. Every 100 ms the beam is injected and accelerated in a 'driver' synchrotron (D) in the same tunnel. The driver magnets are driven by dual resonant frequency power supplies with a 3:1 rise to fall ratio, thus reducing the peak voltage requirements for the synchrotrons. Fast extraction of the full energy beam will be used in a neutrino production target, while continuous beams for coincidence experiments will be provided by a final ring, the extender ring (E).

The detailed proposal is available from TRIUMF. The proposal has received an excellent report from an international technical-scientific committee appointed to review the proposal. Because of the compelling case which the proposal makes for a Canadian Kaon Factory, it is very likely to be funded. A construction period of 5-6 years is envisaged after funding approval. In the meantime, because it is one of the more critical items, work is proceeding on a ferrite tuned 50 kV cavity for the booster synchrotron. For the initial reference design, the Fermilab booster cavity has been chosen, consisting of a double gap drift-tube cavity with parallel biased ferrite tuners, excited with directly coupled EDMAC Y567B tetrode tubes. Cavity parameters are being determined by model and prototype measurements. In another effort, the 3:1 dual frequency power supply is being designed and tested using four NINA magnets as a load.

H^- Extraction

The scheme of extracting H^- ions from TRIUMF for charge exchange injection into the accumulator has been previously described in detail [4,5]. A development program is now in progress to demonstrate the feasibility of an extracted H^- beam from the cyclotron. Extraction of the H^- beam is planned at 450 MeV, below the energy region where some (~8%) magnetic stripping losses occur. At this radius, however, the turn separation is only

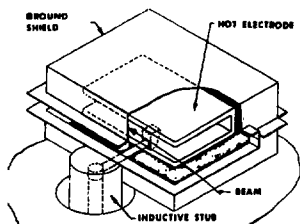


Fig. 2. Outline of the rf deflector.

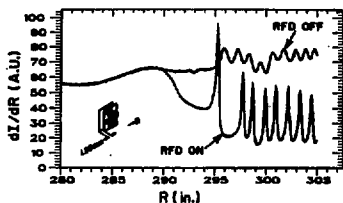


Fig. 3. Beam density measured by a differential probe, 1.25 mm wide, for RFD off and RFD on (110 V/mm). Beam density is reduced by a factor of 4.

1.5 mm, which is comparable to the amplitude of radial incoherent oscillations. Because of this, and because of the finite phase width of the beam, ($\pm 6^\circ$ at 23.1 MHz), the turns are continuous and are not separated. To reduce beam losses from an extraction septum, the turn density in the vicinity of the septum must be substantially reduced. Just below the 450 MeV energy, $v_r = 3/2$, and a radial resonance can be excited. This has been achieved by means of an rf radial deflector cavity (RFD) installed in the resonance region. Operated at 11.5 MHz, the cavity provides alternate inward and outward radial kicks to a given particle on successive turns, resulting in a coherent increase in displacement from the equilibrium orbit. Fig. 2 shows a sketch of the RFD. An open C-type structure is used, connected to a cylindrical stub designed to operate as a $\lambda/4$ resonator. The device requires ~ 4 kW for a 27 keV peak on the deflector [6]. With a radial electric field excitation of ~ 2 kV/cm for 50 cm, a coherent radial turn pattern was produced as shown in Fig. 3. The turn density, measured with a 1.25 cm wide differential probe, is reduced by a factor of ~ 4 in the density minimum. The second element in the extraction system, a positive voltage electrostatic channel (DCD), is shown in Fig. 4. The 85 cm long prototype consists of 120 vertical spring-loaded molybdenum foils, 5 mm wide by 0.076 mm thick, separated by 2 mm gaps. Positive and negative voltage holding of ± 40 kV and ~ 80 kV have been routinely achieved in the

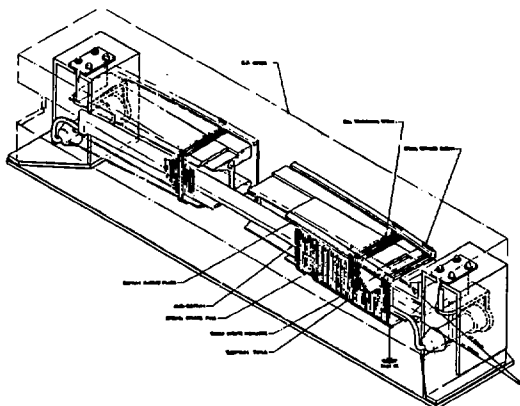


Fig. 4. Sketch of the electrostatic deflector (DCD).

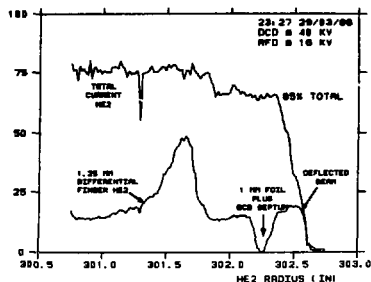


Fig. 5. Turn pattern near the DCD. The deflected beam and the shadow produced by the prestripper foil and the system may be seen. The transmission through the DCD is 85%; DCD voltage = 40 kV, RFD voltage = 16 kV, extracted beam current = 20 μ A peak.

cyclotron. In the casts with beam, a 1 mm wide extraction stripping foil was used upstream of the septum as a prestripper to avoid heat and radiation damage to the septum. The DCD was placed in the 5th beam density minimum. The resulting radial differential scan obtained from a probe at an azimuth immediately downstream of the deflector is shown in Fig. 5. The separated beam is clearly visible, and a transmission efficiency of 85% has been measured. The peak current extracted in a 5% pulsed mode corresponds to a 20 μ A equivalent beam, limited mainly by the slit restricted acceptance in the cyclotron centre region. Extracted beams of 50-100 μ A are expected in further experiments using a larger cyclotron acceptance. By using a brighter ion source, improved bunching and third harmonic flattopping, it is expected that this current will be increased even more.

Flattopping the TRIUMF RF Cavity

The resonator cavity at TRIUMF is a flattened double coaxial stub structure 16 m wide, 6.4 m long, and 0.43 m high, entirely contained within the vacuum tank and magnetic field of the cyclotron. The structure is comprised of 80 separate 3.1 m long by 0.81 m wide segments, each consisting of a cantilevered hot arm and an opposing cold arm attached to the vacuum chamber. Recent improvements in the understanding and control of rf leakage into the beam gap region has improved the reliability of operation of the rf system. This leakage field has been found to be a superposition of TM_{310} and TM_{410} modes [7], whose excitation may be altered by adjusting the ground to hot-arm distances at different segment tips, thus providing some degree of control on the overall pattern. Depending on the spatial sum of these two modes, multipactoring effects occur at different locations in the beam gap. New rigid and stable cooled strongback segments have been built and are being installed in regions where multipactoring effects are critical.

Further increases in beam intensity and improvements in beam quality call for providing a flattopped accelerating waveform. Because of the rectangular shape of the cavity, the fundamental and third harmonic modes are nearly in tune simultaneously. However, due to the tip capacitance, the resonant frequencies for the two modes are not precisely in the ratio 3 to 1. A method must be found to tune both the fundamental and third harmonic modes. In a full scale teststand model of a top-bottom segment pair, the required second degree of freedom was obtained by deflecting the ground arm panels near the second voltage maximum of the third harmonic, at the 'awayback' 1/3 the distance from the root. In the teststand, the tips and awaybacks were manually adjusted until the correct resonant frequency ratio was obtained, at which point the two amplifier phase and amplitude feedback systems were

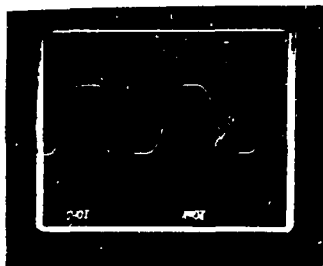


Fig. 6. Flattopped voltage attained in the rf tests and at full power. Fundamental voltage = 80 kV.

switched on. A flattopped waveform was obtained, shown in Fig. 6, at power levels equivalent to those required in the main machine. Expected multipactoring problems at the 69 MHz frequency were removed by the sweeping field of the fundamental.

SUPERFISH calculations of several different shape distortions of the cavity have shown that if the ground arms are deflected at a defined hinge point located 1.2 m from the tip, then the fundamental frequency changes without appreciable effect on the third harmonic. This philosophy has been adopted in the construction of 8 new resonator segments recently installed in the cyclotron. The normal tip tuning on standard segments combined with the tuning properties of the new segments will provide the required 2 degrees of freedom for flattop tuning.

Measurements of the dee voltage profile of the third harmonic waveform along the dee gap (Fig. 7) show that because of the higher capacitance in the region of the centre post, the voltage profile shows a pronounced droppoff from the centre to the outside of the machine. In the original segments, a mechanism to adjust the distance from the root was provided, but was eliminated because of reliability problems. Three different approaches at flattening the voltage profile were tried on a 1:10 scale model. Conical structures under the centre (#1) segments, originally planned for the inclusion of additional coils in the centre region, were removed. The reduction in capacitance resulted in an improvement in the flatness by 6 dB. In another model modification, the effect of the diameter of the centre post on the voltage profile was measured. When this diameter was reduced by 10%, the voltage profile was flat to within 1.5 dB. A flat profile could also be obtained by reducing the length of the #1 segments until their resonant frequency equalled that of the rest of the cavity. The resultant effect on the voltage profile is shown in Fig. 7. For more precise specifications of the #1 segments to achieve the required voltage uniformity in the main

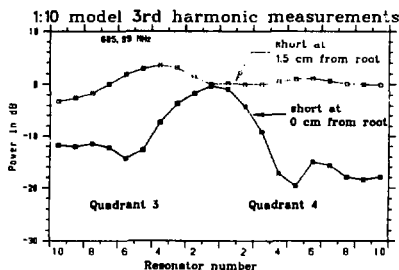


Fig. 7. Flattening of the third harmonic voltage profile by reducing the length of the #1 segments at the root.

machine, and for the study and the reduction of the third harmonic leakage into the beam gap and of its effects on diagnostic probes and elements, a larger model (~30% of full scale) of the tank and rf cavity is being constructed.

With the present centre region geometry, full voltage tests of the third harmonic amplifier, transmission line and coupling loop on the main machine were carried out with both the fundamental and third harmonic amplifiers pulsed with a duty cycle of ~1-2%. The voltage waveform at the cavity tip was measured with a digitizing oscilloscope, set to measure peak envelopes. Because the cavity was not yet tuned to the third harmonic, the resultant waveform was an incoherent sum of the two frequency components. A third harmonic voltage of >10 kV was obtained, adequate for flattopping requirements in the main cavity. CW tests with both amplifiers await a flatter third harmonic voltage profile to reduce leakage problems.

High Level Extensions to the Central Control System

Recently, requirements for operation, machine safety and new developments have put a strain on the central control system of the cyclotron. In order to provide for some of the increasing needs and to facilitate complex measurements of cyclotron subsystems, the central control system has been expanded. The expansion integrates the two traditionally separate areas of off-line calculation and on-line real-time control of the machine. The expanded system thus combines the 'low level' function of adjusting and monitoring all machine parameters including the ion source, injection line, cyclotron, beamlines, and production targets and 'high level' activities such as collecting and manipulating large quantities of data to generate new values for cyclotron parameters. The latter role is carried out by a network of high performance 32-bit VAX computers, which currently do a relatively small amount of direct control of devices.

A schematic diagram of the control system is shown in Fig. 8. Low level tasks such as operator control, display, scanning, logging and machine protection are distributed among 6 16-bit unmapped 32K-word minicomputers, all of which have shared access via an executive CAMAC crate to the entire set of cyclotron devices. The executive crate has been extended beyond a previous size constraint, thus allowing more computer interfaces (or 'sources') to have shared access to the cyclotron parameters. With this previous limitation removed, a 32-bit mapped cpu, with 5 Mbyte of memory, was interfaced to the executive. The computer employs a complex, multiuser, multitasking operating system, with excellent support for high level languages and inter-process communication and protection. The computer (VAX-11/730)

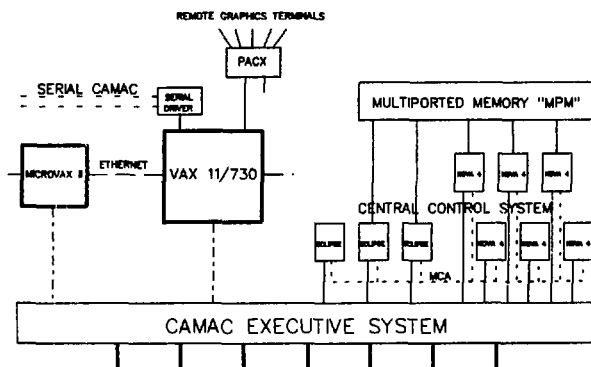


Fig. 8. The TRIUMF control system, showing the VAX extension.

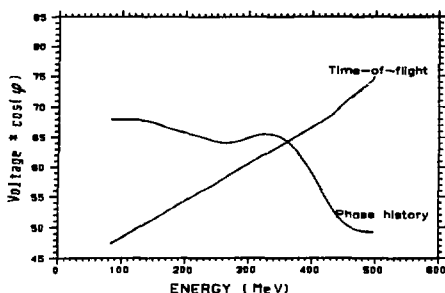


Fig. 9. Internal beam phase history extracted from time-of-flight measurements on an internal probe.

is networked to >15 other VAXes, including a 780/8600 VAX cluster. These control system extensions permit the application of very sophisticated software, often developed at other laboratories, to be applied to complicated beam dynamics and accelerator physics problems.

Diagnostics

A number of useful utilities developed at TRIUMF have been applied to cyclotron tuning. An example is the derivation of the internal beam phase history as a function of radius. A short pulse of beam (typically a few tens of microseconds) is injected into the machine, and the time to reach an internal probe is measured as the probe is moved. This time-of-flight vs radius information is manipulated by the data processing and plotting utility OPDATA to derive the energy gain per turn as a function of radius, from which the function $V \cos(\phi)$ is derived. Fig. 9 shows a plot of the raw time-of-flight data, together with energy and $V \cos(\phi)$ functions. These curves are used by operators to improve the machine isochronism. For the purpose of ion source study and beam optimization, an emittance system has been constructed and installed. Control of the emittance apparatus and data collection is carried out by means of a CAMAC crate located in the high voltage terminal driven with a fibre optics serial CAMAC highway. Software utilities are used to produce contours of equal beam intensity in the x, x' and y, y' planes, as shown in Fig. 10.

Future expansion of the system suggests the possibility of applying artificial intelligence techniques in solving the multi-variable minimization problems in cyclotron operation.

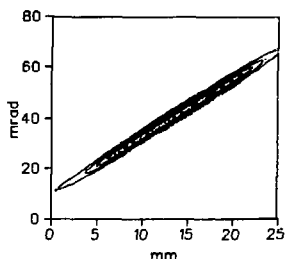


Fig. 10. CAMAC-based emittance contours from the cusp ion source.

High Intensity Ion Sources

A dc multicusp ion source using a magnetic filter to enhance the volume production of H^+ ions has been developed for the TRIUMF cyclotron [8]. 2 mA of H^+ have been achieved within the TRIUMF acceptance (0.15π mrad, normalized). Calculations show that this current is adequate to extract 500 μA from the cyclotron in the future [9]. The source requires less maintenance than the operational Ehlers' source. High frequency (~ 1 MHz) noise from the Ehlers' source varies in an uncontrollable manner between 2 and 10%. Noise from the cusp source is less than 1%. Low noise is essential for high intensity beam transport through the 45 m long injection line. The source has recently been installed in the new 300 kV high voltage terminal.

Polarized protons have been an important probe for the TRIUMF physicists. It is anticipated that the existing programme will remain strong in the future and that experiments using polarized protons will be carried out at the Kaon Factory energy. The existing Lamb shift type polarized ion source routinely provides up to 600 nA at 500 MeV. This current is barely adequate for experiments which use the polarized proton beam to provide a secondary beam of polarized neutrons. In addition, several experiments using slits in the cyclotron (to produce a high quality beam with low momentum spread) also require higher currents. To meet these needs, TRIUMF has developed an optically pumped polarized ion source, based on the proposal by Zavoskii [10], Haerberli [11], and Anderson [12]. The prototype source is now being transferred from the laboratory to the new 300 kV high voltage terminal for injection of the beam into the cyclotron. Based on the measured current, emittance and polarization it is expected that when installed about 5 μA of 60% polarized protons will be available for experiments. Unique features of this source include a 28 GHz ECR ion source operating in a cw mode to produce 5 keV protons, and a single broadband dye laser (which has been modified with an intra-cavity etalon to reduce its bandwidth to 6 GHz) to electronically polarize sodium vapour. In order to increase the polarization to 80% the magnetic field in the sodium vapour region will be raised from the present 12 kG to 25 kG in the future. An increase in current will be achieved by raising the sodium vapour density and increasing the laser power to maintain the polarization [13].

M15

The M15 muon secondary channel and experimental hall has been constructed and commissioned at TRIUMF [14]. A view of the channel is given in Fig. 11. The novel use of two permanent quadrupole magnets QA, QB 27 cm from the production target has increased the

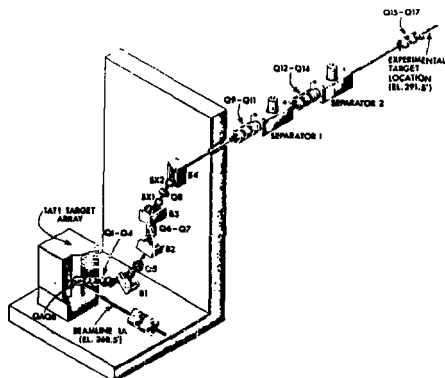


Fig. 11. Schematic view of the M15 secondary beam line.

channel acceptance from 7 to 40 mr. Muons with momenta as low as 18 MeV/c can be transported to the experimental area. Two dc separators in the beamline may be used to rotate the muon spin [15], thus enabling fields as high as 35 kG to be applied to the experimental target. The separators are separated from the beam pipe vacuum by means of very thin (1.5 micron) polyester windows. This window thickness has been shown to have a dramatic effect on the spot size. The vertical section of the beamline immediately after the production target permits the experimental hall to be built above ground. The flexibility of the beamline has been enhanced tremendously by the use of an automated computer based tuning system.

Dispersion matching

The Medium Resolution Spectrometer located in the proton experimental hall at TRIUMF was designed originally to produce an energy resolution of ~ 300 keV over the extracted energy range. Recently this has been reduced to 88 keV FWHM by using the technique of 'dispersion-matching' [16]. By varying the dispersion of the incident beam one can ensure that all particles of a given momentum strike a particular point on the focal plane of the spectrometer. Implementation of this scheme was complicated by the fact that the dispersion plane of the MRS is vertical whereas beam from the cyclotron is dispersed in the horizontal plane. This required the installation of a 'twister' upstream of the MRS; the purpose of the twister is to rotate beam dispersion from the horizontal into the vertical plane. In the TRIUMF case the twister consists of a six-quadrupole array located between target location 4BT1 and the MRS target. This system is designed such that the transfer matrix between the two target locations is the positive unit matrix in the horizontal plane and the negative unit matrix in the vertical plane. When this system is rotated 45° about the beam axis, horizontal and vertical phase spaces are interchanged at the MRS target, thus producing the required vertically dispersed beam at that point.

Longitudinal Polarization

Polarized protons extracted from the cyclotron have their spins pointing up. For some time horizontal transverse polarization has been produced by installing a solenoid upstream of a target position in either of beamlines 4A or 4B. Experimenters have recently requested the production of longitudinally polarized beams.

While this could be done with the installation of a solenoid in the cyclotron vault, the component of longitudinal polarization that could be produced would vary with energy and there would still be (horizontal) transverse polarization components in the beam. This is unsuitable for experimenters and a scheme for the production of both (horizontal) transverse and complete longitudinal polarization has been developed [17,18].

Complete longitudinal polarization will be produced with a solenoid-dipole solenoid-dipole (SDSD) configuration. Solenoids not only rotate beam polarization; they also rotate beam phase space. Thus, horizontal and vertical phase spaces are mixed in the first solenoid. Moreover, any horizontal-plane spatial and angular dispersions in the beam are also coupled into vertical phase space. The succeeding solenoid and dipoles serve to increase the coupling. For experiments with the MRS which required complete decoupling of horizontal and vertical phase spaces as well as dispersion in the vertical plane only, this situation is intolerable.

Coupling of phase spaces may be overcome by deliberately rotating phase space elsewhere in the beamline. The twister described above has the capability of so doing. However, it was also found necessary to rotate one of the vault quadrupoles slightly in order to provide sufficient phase space rotation for the entire proton energy range.

The vault section of beamline 4 is now being modified and installation of the solenoids will take place in the spring. When installation is complete, both complete longitudinal and (horizontal) transverse polarizations will be available on beamline 4B. Both types of polarization will also be available on beamline 4A.

Acknowledgments

I would like to express my gratitude to D.P. Gurd, M.C. Craddock, G. Dutto, G.H. Mackenzie, M. Mouat, R. Laxdal, P.W. Schmor and M. Zach for their help and discussion in the preparation of this paper.

References

- [1] M.K. Craddock et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32, No. 5, 1707 (1985).
- [2] G. Dutto, 'Recent Developments of the TRIUMF Cyclotron as an H⁻ Injector for the Kaon Factory', Int. Conf. on High Energy Accelerators, Novosibirsk, 1985.
- [3] Kaon Factory Proposal, TRIUMF, Vancouver, 1985
- [4] R.E. Laxdal and G.H. Mackenzie, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32, No. 5, 2453 (1985)
- [5] G. Dutto et al., 'Status and Recent Progress Toward the Extraction of H⁻ Ions at TRIUMF', Proc. of the IXth All Union National Conference on Charged Particle Accelerators, Dubna, 299 (1985).
- [6] M. Zach et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32, No.5, 3042 (1985)
- [7] K. Fong et al., 'Control of RF Leakage in the TRIUMF Cyclotron', Eleventh Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications, Tokyo, (1986)
- [8] K. Kendall et al., Rev. Sci. Instrum. 57, No.7, 1358 (1986).
- [9] R. Beartman et al., 'The TRIUMF High Efficiency Beam Bunching System', 10th Int. Conf. on Cyclotrons and their Applications (IEEE, New York, 1984), pp.158-160.
- [10] R.K. Javolskii, JETP 3, 338 (1957).
- [11] W. Haeblerli, Annu. Rev. Nucl. Sci. 17, 373 (1967).
- [12] L.W. Anderson, Nucl. Instrum. Methods 167, 363 (1979).
- [13] C.D.P. Levy et al., Helvetica Physica Acta 59, 674 (1986).
- [14] J.L. Beveridge et al., 'Muon Facilities at TRIUMF', MSR 86 Conference, Uppsala, 1986, TRIUMF preprint TRI-PP-86-42.
- [15] J.L. Beveridge et al., 'A Spin Rotator for Surface μ^+ Beams on the New M20 Muon Channel at TRIUMF', Nucl. Instrum. Methods A240, 316 (1985).
- [16] D.A. Hutcheon et al., 'Dispersion Matching with a Six-Quadrupole Twister', TRIUMF report, TRI-DNA-83-3.
- [17] M.K. Craddock, 'Production of Longitudinal Polarization on Beamline 4B', TRIUMF report TRI-DN-84-8.
- [18] G.M. Stinson, 'Longitudinal Polarization on Beamline 4B-III', TRIUMF report TRI-DNA-84-3.

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА УПРАВЛЕНИЯ ТРАКТАМИ ПУЧКОВ НА СИНХРОЦИКЛОТРОНЕ ЛИЯФ АН СССР

Н.К.Абросимов, А.М.Герасимов, Л.А.Коровина, Л.М.Крышень, Г.Ф.Михеев,
Г.А.Рябов

Ленинградский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова АН СССР

В течение ряда лет на синхротроне ЛИЯФ проводятся работы по реконструкции трактов протонного пучка. Основные задачи реконструкции: повысить качество протонного пучка путём его транспортировки в вакууме на всем протяжении тракта от окна ускорителя, оборудовать тракт системами диагностики пучка, позволяющими измерять интенсивность и размеры пучка, ввести систему корректоров, оснастить тракты дистанционно-управляемыми вакуумными коллиматорами и мишенными устройствами, автоматизировать управление. Конечной целью реконструкции является автоматическая проводка пучка на мишень экспериментатора. Решение поставленных задач потребовало создания автоматизированной системы управления трактами пучков (АСУТ).

Особенности АСУТ. Специфика системы управления обусловлена особенностями ускорителя [1] как информационного объекта и объекта управления и кругом решаемых задач, а именно:

- территориальная разобщенность технологического оборудования синхротрона (сотни метров);
- высокий уровень помех;
- большое число контролируемых параметров (несколько сотен), большая часть из которых неэлектрические величины;
- требование высокой надёжности системы при практически непрерывной эксплуатации;
- коллективный доступ к ресурсам системы из различных удалённых друг от друга точек ускорительного комплекса;
- высокая гибкость и простота расширения системы, позволяющие поэтапный ввод системы в эксплуатацию;
- интенсивные потоки информации в реальном масштабе времени работы ускорителя;
- широкий круг людей, имеющих доступ к системе, требует простоты и удобства взаимодействия оператор-система и т.д.

Структура АСУТ. В результате анализа приведенных особенностей была принята традиционная [2] (на время разработки системы) структура АСУТ с двухуровневой иерархией - СМ ЭВМ на верхнем уровне и ЭВМ типа "Электроника 60" на нижнем - и звездообразной конфигурацией подключения ЭВМ нижнего уровня к верхнему (рис.). Производительность ЭВМ нижнего уровня позволяет полностью возложить на них управление отдельными технологическими системами и установками, что в значительной мере сокращает потоки информации и позволяет располагать аппаратуру в непосредственной близости от технологических систем. Нижний уровень (периферийные ЭВМ) представлен микро-ЭВМ "нулевой" комплектности - процессор, ОЗУП-56 кбайт и аппаратный начальный загрузчик. Базовым программным обеспечением периферийных ЭВМ является ОС RSX11s. Статичность программного обеспечения подсистем (изменения связаны лишь с изменением configura-

ции подсистемы) позволяет фиксировать программы в ОС и загружать их вместе с ОС при начальной загрузке. Соединение периферийных ЭВМ с центральной СМ ЭВМ выполнено с помощью последовательных каналов связи КАМАК - КАМАК. Поддержки каналов связи выполняет драйвер "KLDREV" и задачи LSR (LINK SERVICE ROUTINES), которые фиксируются в ОС RSX11S. LSR обеспечивает управление запуском задач по каналам связи, передачу пакетов данных, синхронизацию обмена на уровне задача-задача, управление завершением выполнения задач и контроль функционирования каналов связи. Аппаратные средства подсистем выполнены в стандарте КАМАК, отвечающем модульному принципу построения системы управления.

В настоящее время реализованы следующие подсистемы нижнего уровня:

а) Подсистема управления системами стабилизации токов в магнитных элементах [3] обеспечивает программное управление режимом работы (вкл/выкл., загрузка агрегата и т.д.), контроль значения тока и его коррекцию в случае выхода из заданных пределов отклонения. Контроль осуществляется путём последовательного подключения шунтов к общему АЦП с помощью 32-канальных мультиплексоров. Управление обеспечивается набором ЦАП'ов.

б) Подсистема измерения профилей пучка обеспечивает получение профилей пучка в двух плоскостях с помощью механического сканирующего устройства. Подсистема осуществляет подключение выбранного профилометра к общей магистрали, синхронизацию его работы с ускорителем, математическую обработку результатов измерений и отображение на дисплее в виде гистограмм.

в) Подсистема управления коллиматорами осуществляет управление перемещением четырех независимых пластин, каждая из которых имеет линейное и угловое перемещение относительно оси пучка. Информация о положении считывается с потенциометров типа ППМЛ.

г) Подсистема управления мишенными устройствами (близка по принципу действия управлению коллиматорами и обеспечивает управление перемещением мишени вторичных пучков относительно оси пучка в трех измерениях).

В настоящее время вводятся в эксплуатацию подсистемы дозиметрического контроля, магнитных измерений и т.д. Передача функций управления отдельными технологическими системами ускорителя периферийным ЭВМ позволила разгрузить центральную СМ ЭВМ от функций управления и контроля, возложив на нее функции загрузки ЭВМ нижнего уровня, диспетчеризацию и контроль работоспособности подсистем, организации архивов данных и математическую обработку. С увеличением производительности центральной ЭВМ на нее будут возложены некоторые задачи оптимизации проводки пучка на мишень экспериментатора. В качестве базового программного обеспечения используется ОС RSX11M. Функциональное программное обеспечение представляет собой совокупность задач с асинхронной диспетчеризацией.

Особое место в системе занимает "терминальная" ЭВМ, обеспечивающая связь оператора с системой через подключенные к ней терминальные станции, в состав которых входит телетайп и цветной дисплей на базе Ц.Т. Программное обеспечение "терминальной" ЭВМ включает в себя совокупность задач диалога (по числу подсистем), обеспечивающих ввод параметров, их контроль, формирование пакетов и их передачу по каналам связи соответствующей подсистеме, задачи мультиплексирования терминальных станций на требуемую задачу диалога и задачи стандартного физического вывода на дисплей информации, полученной по каналам связи. Задачи фиксируются в ОС RSX11S и загружаются при начальной загрузке ОС. Форма диалога представляет собой "меню" доступных подсистем и возможных режимов для каждой терминальной станции согласно ее приоритету в текущий момент времени, что в значительной мере упрощает взаимодействие оператора с

системой. Включение в систему "терминальной" ЭВМ позволило исключить из системы поддержку виртуальных терминалов и в некоторой степени разгрузить каналы связи.

Пути развития. Опыт создания и эксплуатации АСУТ синхротрона определял основные направления дальнейшего развития и повышения эффективности системы, а именно:

- специфичность и многофункциональность задач управления требует разработки специализированной многоканальной аппаратуры контроля и управления с включением функций тестирования работоспособности и периодической калибровки для последующего нормирования результатов измерения. Современная элементная база позволяет, используя встроены микропроцессоры, распространять вычислительные средства до модульного уровня;
- универсальные ОС ВЭХ11S и ВЭХ11M по многим параметрам (требуемая память, время обработки прерывания и т.д.) не удовлетворяет (особенно на нижнем уровне) требованиям управляющих систем, снижая их эффективность. Поэтому задача создания удобного и простого специализированного программного обеспечения управляющих систем в настоящее время является наиболее важной;
- принципы распределенной обработки лежат в противоречии с централизованным управлением сетью ЭВМ при звездообразной конфигурации, что требует, используя опыт реализации таких локальных сетей, как SPIDER I4I, ETHERNET и NOVNET[5], создания сетевого обеспечения на принципиально новом уровне;
- объёмы прикладного программного обеспечения и широкий круг специалистов различного профиля, которых необходимо привлечь к его написанию, требует создания обширных библиотек подпрограмм, реализующих функции контроля и управления, и включение в систему поддержки виртуальных дисков, магнитных лент, терминальных и дисплейных средств.

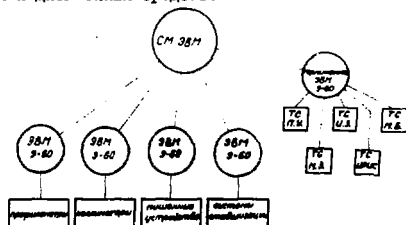


Рис. Структурная блок-схема АСУТ синхротрона ДИЯФ АН СССР. СМ ЭВМ - центральная ЭВМ; ЭВМ Э-60 - (Электроника-60) - периферийные ЭВМ подсистем управления; терминальная ЭВМ Э-60 - ЭВМ, обеспечивающая связь оператора с системой; ТС П.У. - терминальная станция пульта управления; ТС И.З. - терминальная станция измерительного зала; ТС М.Б. - терминальная станция медико-биологического корпуса; ТС М.З. - терминальная станция макетного зала; ТС ИРИС - терминальная станция корпуса ИРИС.

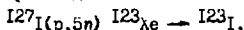
ЛИТЕРАТУРА

1. Абросимов Н.К. и др. Вестник АН СССР, 1972, № II, стр.42-51.
2. Beger H., Proc. Seventh International Conf. on Cyclotrons, 1975, p.549-552.
3. Астахин В.В. и др. Материалы VII Всесоюзной школы по автоматизации научных исследований, ДИЯФ АН СССР, 1974, стр.450-455.
4. General Information Manual on 3790, IBM Corp.
5. Харви Аикман и др. Электроника № 21, 1984, стр.74-83.

А.И.Безрук, В.И.Быков, А.Ф.Линев, Е.Е.Олейник

Институт ядерных исследований АН УССР, Киев

В настоящее время иод-123 признан одним из лучших радиоизотопов для диагностических целей в медицине [1]. Одной из самых перспективных в смысле чистоты конечного продукта и производительности является реакция



проходящая при энергии 50+80 МэВ. В режиме "on-line" на расплаве NaI может быть получена производительность около 20 мКи/мкА.час [2]. Изохронный циклотрон У-240 является перспективной установкой для наработки этого изотопа по указанной схеме. Препятствием является ограничение интенсивности выведенного пучка протонов, накладываемое системой вывода. Чтобы устранить это ограничение и выводить без потерь токи 20+100 мкА, нужно переходить на ускорение ионов Н⁺ и выводить пучок методом перезарядки на тонкой фольге.

В этой связи необходимо увеличить выход ионов Н⁺ из источника и уменьшить потери ионов в процессе ускорения. Последние в настоящее время составляют до 90% пучка и обусловлены только перезарядкой ионов Н⁺ на молекулах остаточного газа [3]. Борьба с потерями ионов в процессе ускорения является первоочередной, так как десятипроцентная пропускная способность системы источник-стриппер при требуемых величинах тока выведенного пучка ставит явно нереальные требования к внутреннему источнику ионов.

Предельный вакуум, получаемый на циклотроне У-240, обычно порядка $(1+2) \cdot 10^{-6}$ Тор. При этом натекание в объем через щели составляет $\sim 1,7 \cdot 10^{-3}$ Тор.л/с, а натекание от газоотделения $\sim 5 \cdot 10^{-4}$ Тор.л/с. При подаче газа в источник в режиме ускорения Н⁺ давление увеличивается на порядок и более. Потери заряженных частиц при ускорении определяются известным уравнением

$$-dI(S) = n(S) \sigma(S) I(S) dS, \quad (1)$$

где $n(S)$ — число молекул остаточного газа в единице объема, $\sigma(S)$ — сечение перезарядки ионов Н⁺ ($\sigma_{I_0} + \sigma_{I_1}$), S — длина пути.

$$dS = \frac{2\pi}{E} E_0 \frac{r^2 - 1}{\delta} dr, \quad (2)$$

где E_0 — энергии покоя иона, МэВ, ΔE — прирост энергии за оборот, МэВ.

При выводе этого выражения предполагалось, что прирост энергии идет непрерывно, а траектория ускоряемого иона представлялась спиралью.

Сечение перезарядки отрицательных ионов водорода с энергиями до 100 МэВ пропорционально $1/E$ [4] и молекулярной массе молекул остаточного газа [5]. Представляя многокомпонентный остаточный газ в виде эквивалентного ему по потерям ионов Н⁺ однокомпонентного газа с молекулярной массой M_0 , следуя [5], можно записать

$$M_0 = \sum_{i=1}^m \alpha_i M_i, \quad (3)$$

где α_i — относительное парциальное давление i -ой компоненты газа. Для сечения перезарядки можно получить, таким образом, выражение

$$\sigma_{-1} = 20,1 \cdot 10^{-22} \frac{\delta}{\delta - 1} \frac{M_0}{M_0}, [m^2, \text{МэВ}]. \quad (4)$$

С учетом выражений (2) и (4) уравнение (1) можно написать

$$-dI(r) = 66,4 \frac{2\pi}{E} (\delta + 1) p_I(r) M_0(r) I(r) dr. \quad (5)$$

Условие $p_0 = p_1$ означает отсутствие натекания, т.е. ускорение ионов происходит как бы от внешнего источника.

Измерения быстроты действия насосов S_H показали, что в диапазоне давлений $(1+6) \cdot 10^{-5}$ Торр $S_H \approx 9 \text{ м}^3/\text{с}$ по водороду. Однако уже при давлении $5 \cdot 10^{-6}$ Торр эффективность насосов резко падает до $3 \text{ м}^3/\text{с}$. Измерения пропускной способности горловины резонатора, через которую происходит откачка камеры ускорителя, дают величину порядка $16 \text{ м}^3/\text{с}$.

Таким образом, для успешного решения задачи ускорения и вывода высокоэнергетических пучков ионов на циклотроне У-240 в первую очередь необходимо увеличить быстроту действия насосов и позаботиться об эффективной откачке тяжелых углеводородных молекул, так как используемые вакуумные агрегаты ВА-8-4 при требуемых рабочих давлениях $\sim 8 \cdot 10^{-6}$ Торр малоэффективны. В случае уменьшения количества тяжелых молекул в составе остаточного газа вдвое уже при предельном (без натекания) вакууме порядка $8 \cdot 10^{-7}$ Торр коэффициент прохождения пучка до конечного радиуса составит $\sim 80\%$.

Рис. 1. Радиальные зависимости давления в камере при различных натеканиях из источника.

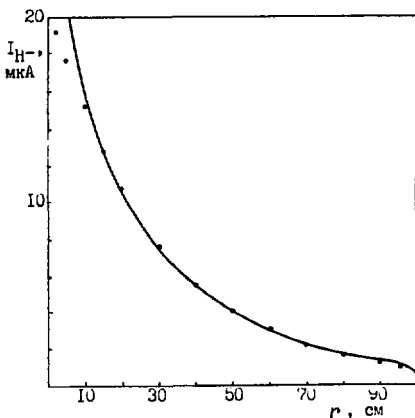
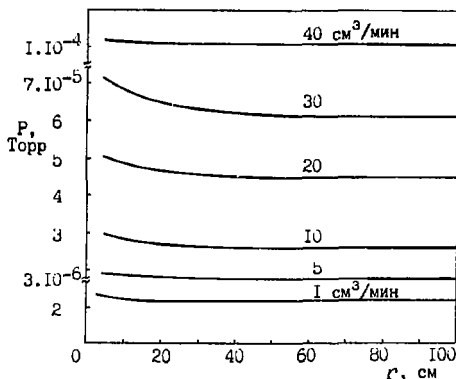


Рис. 2. Радиальная зависимость тока ионов H^+ .

На рис.1 представлены экспериментальные радиальные зависимости давления в камере при различных натеканиях из источника. Видно, что при анализе потерь ионов H^- на остаточном газе зависимость давления от радиуса можно пренебречь.

На рис.2 сплошной линией проведена экспериментально полученная радиальная зависимость тока ионов H^- . Для каждой точки этой зависимости, пользуясь (5), можно определить dI/dr и, следовательно, M_3 . Начиная с радиуса 15 см, значение $M_3=11,5$. Постоянство M_3 свидетельствует о том, что в процессе ускорения потери обуславливались только перезарядкой на остаточном газе. Применив выражение (3) к эквивалентному однокомпонентному газу, получим:

$$p_I M_3 = (p_I - p_0) M_H + p_0 M_X, \quad (6)$$

где p_0 и p_I - давление в камере при закрытом источнике и с напуском водорода соответственно; M_X и M_H - молекулярные массы исходного газа (в отсутствие натекания из источника) и водорода, соответственно.

Отсюда легко найти для $M_3 = 11,5$, зная p_0 и p_I , что в нашем случае $M_X=110$. Это говорит о присутствии в составе остаточного газа циклотрона У-240 большого количества молекул значительно тяжелее воздуха. Приблизительная оценка дает следующий состав остаточного газа: воздух ($M = 28,8$) - 54%, углеводороды ($M = 205$) - 46%.

Решение уравнения (5) с учетом (6) имеет вид:

$$I(r) = I_0 \exp \left\{ -4I_0 4 \frac{r}{\Delta E} (\gamma + 1) [p_0 M_X + 2(p_I - p_0)] \right\}. \quad (7)$$

На рис.2 точками нанесены значения $I(r)$, рассчитанные по этому выражению, из которых следует, что ток ионов H^- из источника $I_0 = 20,5$ мкА. Это значение достаточно хорошо подтверждается измерениями тока (~21 мкА) на пониженном уровне поля, когда пучок ионов H^- перехватывается пробником на первом обороте.

Таким образом, последнее выражение позволяет оценить влияние на прохождение пучка ионов H^- в зависимости от таких факторов, как предельное давление p_0 в камере ускорения (без натекания газа из источника), давление с натеканием p_I ($\approx$ натекание), дуантное напряжение ΔE и количество тяжелых углеводородных молекул в остаточном газе M_X . Эти оценки приведены на рис.3, где показана доля (в процентах) пучка, достигающего конечного радиуса в зависимости от значений указанных выше параметров. При изменении какого-либо параметра остальные соответствовали условиям эксперимента (см.рис.2): $p_0=5,3 \cdot 10^{-6}$ Тор, $p_I=6 \cdot 10^{-5}$ Тор, $\Delta E=0,18$ МэВ, $M_X=110$, $I_0=20,5$ мкА, $B = 1,034$ Т. Значение относительной единицы на рисунке: по $p_0 - 5,3 \cdot 10^{-6}$, по $\approx - 28$ см³/мин.атм, по $M_X - 110$. Видно, что наименее эффективно воздействует на прохождение пучка изменение натекания (и связанного с ним p_I), а наиболее эффективно изменение качественного состава остаточного газа и предельного разрежения. В реальных условиях изменение прохождения пучка H^- в зависимости от натекания газа из источника имеет экстремум в районе 10 см³/мин, так как, с одной стороны, увеличение $\approx$ приводит к увеличению выхода ионов из источника, а с другой - портит вакуум и увеличиваются потери из-за перезарядки.

На рис.4 приведены рассчитанные по (7) радиальные зависимости тока ионов H^- для следующих условий (соответствуют номеру кривой на рис.4):

- 1) $p_0 = 5,3 \cdot 10^{-6}$; $p_I = 6 \cdot 10^{-5}$; $\Delta E = 0,18$; $M_X = 110$.
- 2) $p_0 = p_I = 5,3 \cdot 10^{-6}$; $\Delta E = 0,18$; $M_X = 110$.
- 3) $p_0 = 2 \cdot 10^{-6}$; $p_I = 2 \cdot 10^{-5}$; $\Delta E = 0,18$; $M_X = 110$.
- 4) $p_0 = 2 \cdot 10^{-6}$; $p_I = 2 \cdot 10^{-5}$; $\Delta E = 0,18$; $M_X = 55$.
- 5) $p_0 = 8 \cdot 10^{-7}$; $p_I = 8 \cdot 10^{-6}$; $\Delta E = 0,2$; $M_X = 55$.

Рис. 3. Пропускная способность ускорительной камеры в зависимости от различных параметров.

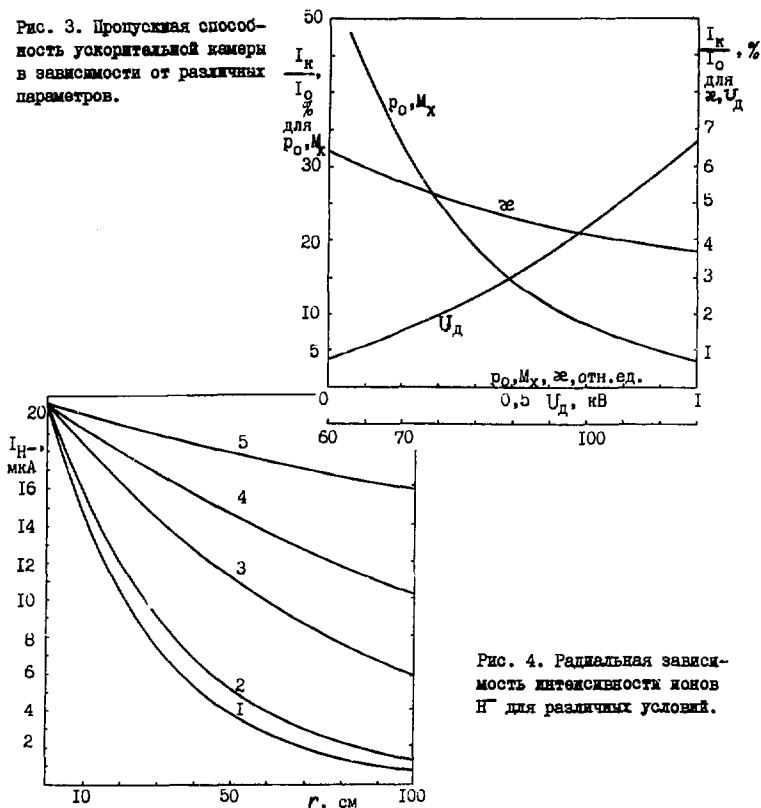


Рис. 4. Радиальная зависимость интенсивности ионов H^- для различных условий.

Л и т е р а т у р а

1. Агеев В.А., Белязенико В.С., Быков В.И. и др. Разработка и организация производства радиоактивных изотопов для медико-биологических целей на циклотроне У-240. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, т. II, 134-137.
2. Hegedus F., Ochinger H., Rezkonico L., Willax H. Parasitic use of the 72 MeV injection beam for the production of ^{123}I . Intern. seminar on isochronous cyclotron technique, Krakow, 1978.
3. Безрук А.И., Быков В.И., Линева А.Ф., Олейник Е.Е. Использование эффекта перезарядки для вывода пучков ионов H^- и $^{12}C^{3+}$ на изохронном циклотроне У-240. Препринт ИЯИ АН УССР, №6-47, Киев, 1986.
4. Под ред. Мурина Б.П. Линейные ускорители ионов, тсм I, Москва, Атомиздат, 1978, 148.
5. Каминский А.К., Николаев В.С. и др. Расчет мишеней для перезарядной инъекции в сильноточных протонных ускорителях. Труды IV Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, том I, Москва, "Наука", 1975, 262.

ФАЗОТРОН ОИИ. РЕЗУЛЬТАТЫ НАЛАДКИ

А.Т.Васильенко, С.Б.Ворожцов, А.А.Глязов, В.П.Джамалов, В.П.Дмитриевский,
Б.Н.Заплатин, Н.Л.Заплатин, В.В.Калиниченко, В.В.Колыга, В.А.Кочкин,
Б.Н.Мартенко, Н.А.Морозов, А.Ф.Новгородов, Л.М.Онищенко, Ю.Н.Осадченко,
Э.А.Полферов, М.М.Семенов, А.Ф.Чеснов, М.Ф.Шабанов, Н.Г.Шакур, П.Т.Шивилинников
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В 1984 году состоялся физический пуск фазотрона ОИИ^{1/}, в процессе которого пучок протонов был ускорен до конечной энергии 680 МэВ. На стадии физического пуска интенсивность ускоренного пучка составляла 0,18 мкА и он не выводился из камеры ускорителя. Поэтому следующим этапом наладки ускорителя должно было стать достижение интенсивности пучка на несколько мкА и вывод из камеры ускорителя. Увеличение интенсивности пучка на этом этапе было осуществлено в основном за счет увеличения амплитуды ускоряющего напряжения (и, соответственно, частоты его модуляции).

Достигнутая на стадии физического пуска амплитуда ускоряющего напряжения (30 кВ) ограничивалась электрической прочностью зазоров в вариаторе частоты (4+7 мм) и зазора дуантом и шпакировкой (полосных наконечников) в центре ускорителя (30 мм).

Существенное влияние на прочность зазоров в вариаторе оказывает качество вакуума. Для откачки вакуумного объема ускорительной камеры фазотрона используются 2 паромасляных насоса с производительностью 40 тыс. л/с, а для откачки корпуса вариатора — 3 паромасляных насоса с производительностью 20 тыс. л/с каждый. По проекту в этих насосах используются охлаждаемые расходом ловушки. Опыт работы показал, что это не обеспечивает надежной защиты от проникновения вакуумного масла в откачиваемый объем, масляная пленка покрывает потенциальные поверхности вариатора и является причиной снижения электрической прочности.

Для устранения (уменьшения) этого эффекта для всех пяти вакуумных агрегатов были разработаны азотоохлаждаемые ловушки заливного типа и азотопровод для подачи в них жидкого азота^{2/}. Испытания агрегатов с этими ловушками показали существенное уменьшение количества масла, попавшего в вакуумный объем, и, соответственно, увеличение электрической прочности вариатора.

Некоторое увеличение электрической прочности зазора в центре ускорительной камеры было достигнуто за счет отказа от использования компенсирующих обмоток^{3/}, которые использовались для уменьшения радиальной компоненты магнитного поля. При этом их действие было заменено ферромагнитными элементами, подбор которых производился "по пучку", т.е. выключение обмоток "заменилось" ферромагнитными элементами при условии, что вертикальное положение пучка и его интенсивность при такой замене не изменялись. Подбор был осуществлен за 2 итерации, причем необходимые размеры и положение компенсирующих элементов определялись расчетным путем по известной величине магнитного поля, создаваемого обмотками. Удаление компенсирующих обмоток увеличило вертикальный зазор дуанта-шпакировка с 30 до 34 мм. Улучшение качества вакуума и увеличение зазора в

центре позволило (после недельной тренировки) поднять амплитуду ускоряющего напряжения до 37-40 кВ (рис.1) при "непрерывном" режиме работы высокочастотной системы (на этапе физического пуска ускоряющее напряжение выключалось только на каждом десятом цикле модуляции частоты).

При этом напряжении была проведена оптимизация величины зазора между ионным источником (ИИ) и пулером по интенсивности пучка. Максимальная интенсивность пучка была получена при зазоре ИИ-пулер 4,7 мм.

На рис.2 представлена зависимость тока пучка от радиуса при ускоряющем напряжении 37 кВ и частоте модуляции 400 Гц. Зависимость тока пучка от частоты модуляции представлена на рис.3. Теоретическая зависимость интенсивности от частоты модуляции взята из работы^{4/}. Экспериментальные зависимости рис.2 и 3 получены при работе ионного источника в непрерывном режиме с током дуги 1 А и расходом газа 2 см³/мин за исключением одной точки на рис.3, которая измерена в импульсном режиме ИИ при токе дуги 7 А и расходе газа 4 см³/мин. Видно из приведенных рисунков, что достигнутая интенсивность составляет 6-7 мкА. Возможности дальнейшего увеличения интенсивности связаны, во-первых, с повышением ускоряющего напряжения, во-вторых, с использованием в центре ускорителя фокусирующего электрода.

Для вывода пучка из камеры в фазотроне используется регенеративная система расщепки с последующим забросом частиц в железо-токовый канал. Шиммирование возмущений, вносимых в магнитное поле системой вывода пучка, было осуществлено как с использованием шимм, располагаемых на элементах конструкции канала, так и специальных плит, несущих шиммирующие элементы и расположенных в зазоре ускорительной камеры. Такое решение позволяет осуществить независимое формирование магнитного поля ускорителя в двух вариантах - с системой вывода и без нее.

Предварительные исследования системы заброса пучка в канал^{5/} показали, что обеспечивается расчетная величина заброса 22 мм (рис.4). В результате формирования магнитного поля в зоне вывода пучка возмущения поля, обусловленные каналом, были сведены до допустимых величин^{6/}.

Результаты экспериментов по выводу пучка состоят в следующем:

- пучок выводится в расчетном направлении;
- размеры выведенного пучка на выходном окне камеры 2x1 см² (рис.5);
- эффективность вывода составляет 50-70%.

Для питания основной и корректирующей обмоток железо-токовой секции канала (токи соответственно 12 кА и 3 кА) разработаны источники питания с нестабильностью тока и величиной пульсаций, не превышающей 10⁻³ /7/. Длительность макроимпульсов выведенного пучка составляет около 30 мкс при периоде их следования 2-6 мс. Пучок с такой временной структурой не может быть эффективно использован во многих физических экспериментах.

Для улучшения временной структуры пучка в фазотроне применена система его растяжки с помощью С-электрода^{8/}. Предварительные ее исследования показали, что при напряжении на С-электроде 15 кВ длительность выведенного пучка достигает 85% периода модуляции, однако эффективность перехвата пучка из дуанта на С-электрод не превышает 10-15%. Кроме того, распределение интенсивности растянутого пучка во времени оказалось неравномерным и нестабильным. Причиной этого явления оказалось отличие в частотных программах разных лопаток вариатора. Для его устранения были введены индивидуальные (для каждой лопатки) временные задержки начала работы С-электрода. Введение индивидуальных временных задержек позволило получать растянутый пучок длительностью 85% периода модуляции с равномерным распределением интенсивности пучка во времени и с эффективностью



Рис.1. Зависимость амплитуды ускоряющего напряжения от частоты.

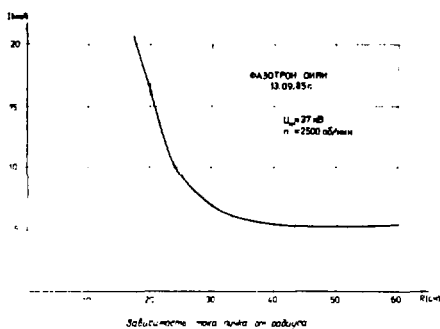


Рис.2. Зависимость тока пучка от радиуса.

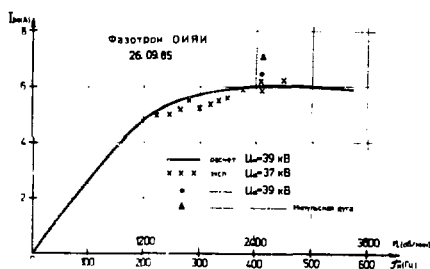


Рис.3. Зависимость тока пучка от частоты модуляции.

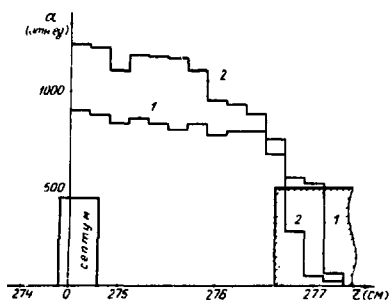


Рис.4. Заброс пучка на входе в выводной канал.

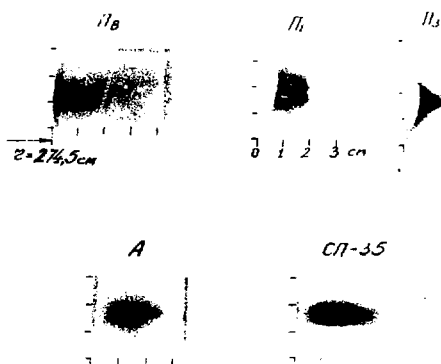


Рис.5. Автографы пучка: Π_B - на входе в канал; Π_1 и Π_3 - внутри канала; А - на выходной диафрагме ускорительной камеры; СП-35 - на входе в тракт проводки пучка.

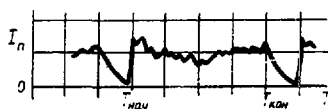


Рис.6. Осциллограмма выведенного растянутого пучка.

перехвата 50% (рис.6). Дальнейшее увеличение эффективности перехвата возможно либо за счет повышения напряжения на С-электроде, либо за счет формирования производной основной частотной программы на частоте перехвата пучка С-электродом. Планируется исследовать обе эти возможности.

Суммарное время работы ускорителя в 1985г. составило 1365 часов, а за половину 1986г. — 1150 часов, и это позволяет сделать некоторые выводы о надежности работы его отдельных узлов. В частности, можно отметить, что ресурс работы манжет в вакуумных и водяных уплотнениях валов вариатора превышает 1000 часов, что является результатом усовершенствований этого узла, описываемых в [8]. В то же время наблюдался относительно быстрый износ масляных уплотнений (манжеты диаметров $\varnothing 70$ и $\varnothing 120$) из-за недостаточного охлаждения кромок манжет.

Другой недостаток, который обнаружился за это время — самопроизвольное нарушение герметичности токовой секции выводного канала. Для его устранения была изменена технология изготовления септума секции — пайка серебром заменена на сварку. Новый вариант токовой секции сейчас испытывается в рабочих условиях. Таким образом, в результате наладки интенсивность внутреннего пучка фазотрона доведена до 7 мкА, ускоренный пучок выведен из камеры ускорителя с эффективностью более 50%. Введена в действие растяжка пучка, обеспечивающая увеличение длительности выведенного пучка до 85% периода модуляции. На ускорителе начаты физические эксперименты.

Л и т е р а т у р а

1. В.П.Желепов, В.И.Дмитриевский, Л.М.Онищенко.ОИИИ Р9-85-358, Дубна, 1985.
2. А.Т.Василенко и др. ОИИИ, Р9-85-639, Дубна, 1985.
3. Л.Т.Аленицкий и др. ОИИИ, Р9-84-153, Дубна, 1984.
4. С.П.Ворожцов и др. В кн.Труды 9-го Всесоюзного совещания по ускорителям т.1 с.30, М., Дубна, 1985.
5. С.П.Ворожцов и др. ОИИИ, Р9-84-594, Дубна, 1984.
6. Н.И.Самитин и др. ОИИИ, Р9-85-258, Дубна, 1985.
7. В.В.Ахсанов и др. В кн.Ускорители ионов низких и средних энергий.Труды совещания, Киев, Научкова думка 1983 г. с.122.
8. А.Т.Василенко и др. ОИИИ Р9-85-681, Дубна, 1985.
9. А.А.Глазов и др. ОИИИ Р9-83-110, Дубна, 1983.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭФФЕКТА РАСШИРЕНИЯ ОРБИТ В СИСТЕМЕ ВЫВОДА ПУЧКА ЦИКЛОТРОНА ДЦ-1

О.Н.Борисов, В.П.Дмитриевский, Г.А.Карамышева, В.В.Кольга, О.В.Ломакина

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В проекте сверхпроводящего секторного циклотрона ДЦ-1^{1/} для высокоэффективного вывода интенсивного пучка дейтронов с энергией 100 МэВ предполагается применить эффект расширения равновесных орбит. Этот эффект, предложенный в работе^{2/}, был затем развит в ряде теоретических^{3,4/} и экспериментальных^{5/} работ для возможности создания системы высокоэффективного вывода пучка из секторных циклотронов типа "мезонных фабрик". Поскольку эффект расширения обусловлен существенно нелинейными процессами, достоверные результаты могут быть получены численным решением определенных дифференциальных соотношений.

В представленном докладе изложены результаты конкретных численных исследований для проектных параметров секторного циклотрона ДЦ-1, в котором предполагается ускорить дейтроны в диапазоне 15 + 100 МэВ^{1/}. С этой целью для ЭВМ ЕС-1010 написан пакет программ, обеспечивающий прием и обработку исходной информации, заданной табличным способом, вычисление необходимых параметров и функций и выдачу полученной информации на печать и графопостроитель^{6/}. С помощью описанного пакета программ было проведено численное исследование применения эффекта расширения орбит в области вывода циклотрона ДЦ-1, в котором $N = 4$; $r_{\infty} = 385,56$ см; $B_0 = 1,6226$ Т; $q = 6$ ^{1/}. "Энергетический" радиальный шаг в области вывода ДЦ-1 равен 0,45 см. Максимальное значение α в области вывода составляет 1,1. Исходя из заданного радиального эмиттанса пучка ($\alpha_0 = 0,4$ см) и начального энергетического разброса в пучке $\Delta W = 0,15$ МэВ, необходимо получить разделение между орбитами на выводе около 3-4 см. Для этого необходимо увеличить исходный коэффициент α примерно в 5 раз и сохранить его постоянным в диапазоне радиусов, соответствующем примерно амплитуде вынужденных колебаний орбит. При этом $\alpha_{max} = 5$. На рис.1 показана соответствующая зависимость $B_y(z)$, а также производные $B'_y(z)$ и $B''_y(z)$. Допуск на значения второй производной $B''_y(z)$ в середине зоны расширения составляет около 10%. Затем была произведена коррекция фазового сдвига с целью уменьшения его до $\sim 6^\circ$. При этом оказалось, что для получения на расширенной орбите несканенного эмиттанса при кратности $q = 6$ и вышеуказанном фазовом сдвиге необходимо ввести режим ускорения "flat top" с помощью дополнительного резонатора, работающего на кратной гармонике ускоряющей частоты. Из рис.2 видно, что при данном фазовом сдвиге наиболее оптимальным является введение второй дополнительной гармоники с амплитудой 0,27 МэВ/оборот. Полученная после коррекции кривая среднего поля $\bar{B}(z)$ показана на рис.3. Достижение при этом зафиксировано фазового сдвига (сплошные линии) изображены на рис.3.

На рис.4 показана радиальная траектория частицы, соответствующей центру радиального эмиттанса. Начало интегрирования соответствует энергии $W_0 = 45$ МэВ. Видно, что радиальное разделение между соседними оборотами на азимутах I достигает 3 см, что и требовалось получить. В нижней части рис.4 изображены радиальные эмиттансы, соответствующие соседним оборотам на азимутах I для различных начальных фазовых сдвигов $\psi_0 = -0,6^\circ$; 0° ; $3,6^\circ$.

Из этих расчетов следует, что допустимый разброс энергий перед зоной расширения составляет $\sim 0,2$ МэВ. На рис.3 показаны также частоты свободных колебаний (пунктир) в зависимости от $\bar{z}$. Видно, что в зоне действия эффекта расширения резонанс $Q_4=1$ проходит в течение одного оборота и везде $Q_4 < 4/3$.

Проведенное численное исследование показало, что проблема вывода пучка из циклотрона ДИ-I может быть успешно решена при использовании эффекта расширения равновесных орбит.

Л и т е р а т у р а

1. А.А.Глазов и др. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям низких и средних энергий, "Наукова думка", Киев, 1982, с.182; препринт ОИЯИ, Р9-81-734, Дубна, 1981.
2. В.П.Дмитриевский и др. ОИЯИ, Р9-6733, Дубна, 1972.
3. В.П.Дмитриевский и др. ОИЯИ, Д9-81-280, Дубна, 1981.
4. О.Н.Борисов и др. ОИЯИ, Р9-86-600, Дубна, 1986.
5. А.А.Глазов и др. ОИЯИ, 9-82-188, Дубна, 1982.
6. В.П.Дмитриевский и др. Труды Международного совещания по циклотронам и их применению (г.Бехине, ЧССР), ОИЯИ, Р9-85-707, Дубна, 1985, с.242.

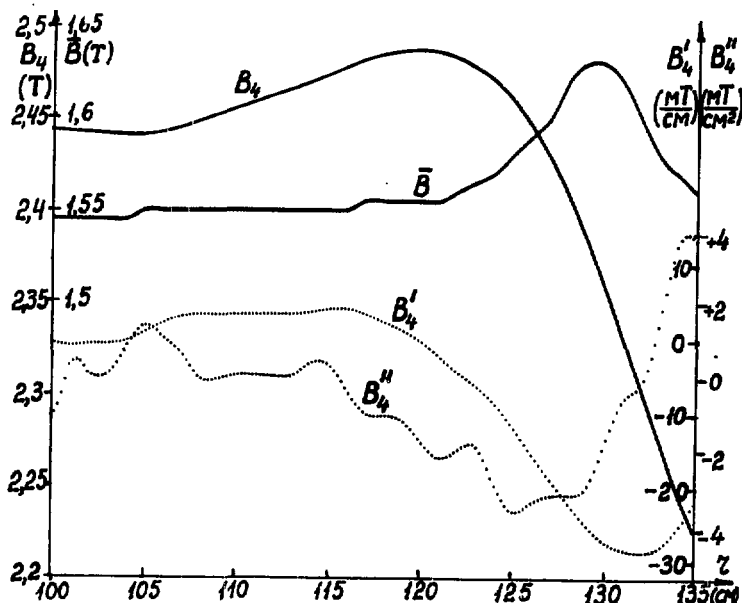


Рис. 1.

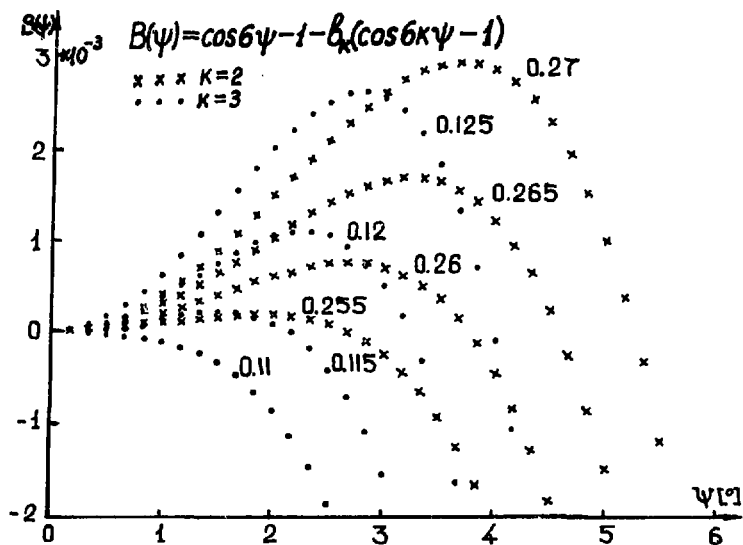


Рис. 2.

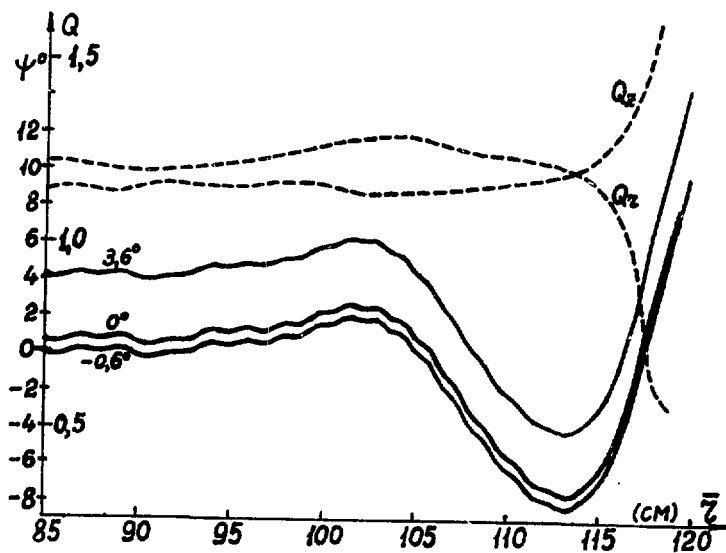


Рис. 3.

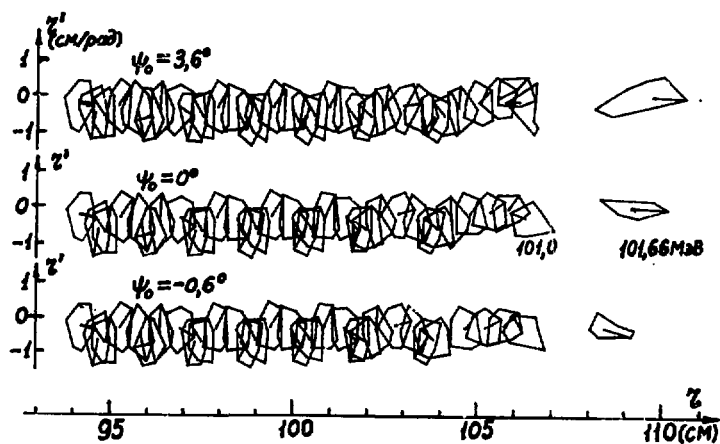
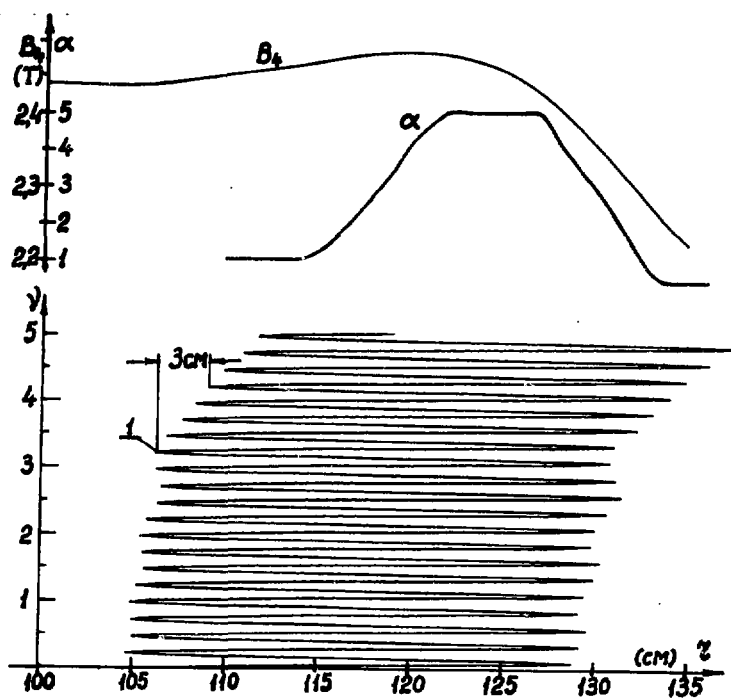


Рис. 4.

ВЫВОД ПРОТОННОГО ПУЧКА ИЗ ФАЗОТРОНА ОИЯИ

В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин, А.Ф.Новгородов,
Л.М.Онщенко, Э.А.Полферов, А.Ф.Часнов, М.Ф.Шашаев

Объединенный институт ядерных исследований,
Дубна

Система вывода пучка из фазотрона ОИЯИ на энергию протонов 680 МэВ ^{/1/} представляет собой линейную регенеративную систему ^{/2/}. Она состоит из элементов раскачки радиальных колебаний (возбудитель и регенератор с градиентами магнитного поля 0,031 Тл/см и 0,027 Тл/см, соответственно) и железно-токового отклоняющего канала с толщиной септума на входе 0,4 см. При проектировании выводной системы было проведено численное моделирование системы раскачки ^{/3/} и определены эмиттансы пучка на входе в отклоняющий канал для ожидаемого спектра амплитуд радиальных и аксиальных колебаний $A_r=0+3$ см, $A_z=0+1,5$ см. Экспериментальные исследования системы раскачки ^{/4/} в сформированном магнитном поле фазотрона без выводного канала показали, что обеспечивается требуемая величина заброса ($\Delta R_{\text{max}}=2,2$ см), при приблизительно равномерном распределении плотности заряда. Кроме того, были определены аксиальный размер пучка ($\Delta z_{\text{max}}=1$ см) и зависимость величины заброса от радиального положения возбудителя и регенератора.

Железно-токовый канал ^{/5/}, спроектированный под заданный эмиттанс пучка, состоит из четырех криволинейных секций с дистанционными регулировками радиального положения без нарушения вакуума в камере ускорителя. Известно ^{/6,7/}, что эффективность вывода при регенеративном методе в значительной степени определяется толщиной септума первой секции отклоняющего канала. С уменьшением септума уменьшается требуемая величина заброса, что приводит к снижению потерь частиц по аксиальному движению. В фазотроне используется железно-токовая секция, которая имеет толщину септума как и у токовых каналов ^{/8/}, но обеспечивает в (2+2,5) раза большую величину снижения магнитного поля при равной потребляемой мощности.

Параметры отклоняющего канала были выбраны на основании расчета выводных траекторий по полным уравнениям движения и отгибания пучка с помощью матричного метода. За осевую частицу канала была принята точка на фазовой плоскости, соответствующая максимальной плотности частиц в радиальном фазовом пространстве. Введение осевой траектории позволяет в линейном приближении отдельно рассматривать отклоняющие и фокусирующие свойства канала. Величины ослабления магнитного поля и азимутальная протяженность секций выбраны такими, чтобы осевая частица, после прохождения в рассеянном поле, попала на вход поворотного магнита СП-35 (рис.1). В качестве рабочих вариантов были выбраны величины ослабления магнитного поля, соответствующие траекториям 1,2, которые получены в сформированном магнитном поле фазотрона с отклоняющим каналом ^{/9/}. Уменьшение величины снижения магнитного поля для железно-токовой секции на 10% (траектория 2) достигается путем снижения тока в основной и корректирующей обмотках на 10% и 20% от номинальных значений ($I_0=11000$ А, $I_K=3100$ А) и увеличения радиальной апертуры с 1,8 см до 2,1 см. При незначительном отклонении в величине отклонения на входе СП-35, этот вариант позволяет увеличить пропускную способность канала и улучшить тепловой режим входной секции.

Поперечные размеры пучка вдоль выводных траекторий 1,2 (рис.1) и аксептансом отклоняющего канала показаны на рис.2. В качестве исходных данных для проведения этих расчетов использовались эмиттансы пучка ($\epsilon_x = \epsilon_y = 20 \text{ нм мрад}$), полученные в работе ^{13/}, и геометрические размеры апертур секций канала, приведенные в таблице 1.

Т а б л и ц а 1.

№ секции канала	Траектория 1		Траектория 2	
	$2a_x$ (см)	$2a_y$ (см)	$2a_x$ (см)	$2a_y$ (см)
I	1,8	2,4	2,1	2,4
II	2,2	2,4	2,2	2,4
III	2,6	2,4	2,6	2,4
IV	5,0	3,0	3,0	3,0

Величины отбавших получены для моноэнергетического пучка протонов с энергией 676 МэВ без учета кулоновского рассеяния на выпускной диафрагме и воздушном промежутке. Разброс по энергии $\pm 3 \text{ МэВ}$ приводит к уширению пучка на входе СП-35 на 50%. Внутри канала этим эффектом можно пренебречь. Как видно из рисунка (кривая I), наличие радиально-фокусирующего градиента в I-й секции позволяет сохранить поперечные размеры пучка вдоль длины отклоняющего канала и получить пучок на входе СП-35 с поперечными размерами $(3 \times 0,8) \text{ см}^2$. Кривые 3 характеризуют изменение поперечных размеров пучка при отсутствии градиентов магнитного поля в секциях отклоняющего канала.

Экспериментальные исследования системы вывода проводились при пониженной интенсивности внутреннего пучка для уменьшения активации системы. Пучок выведенных протонов был получен при первом включении фазотрона с системой вывода, элементы которой были выставлены согласно расчетным данным. Траектория выведенного пучка с отклонением $\sim 1 \text{ см}$ совпала с расчетной (кривая I, рис.1) на входе в магнит СП-35. При настройке и исследовании системы вывода использовались следующие методы диагностики пучка:

- 1) С помощью автографов на стекле определялись отклонение от средней плоскости, аксиальный размер, величина заброса на входе железно-токовой секции и поперечные размеры выведенного пучка.
- 2) Измерение интенсивности внутреннего пучка до области раскачки радиальных колебаний проводилось на радиусах 107,5 см, 145 см, 183 см, 222,5, 262 см с помощью индукционных датчиков дифференцирующего типа ^{10/}. Для выбранных параметров датчиков, методики измерения и обработки выходного сигнала точность измерения среднего тока составила $\sim 10\%$.
- 3) Интенсивность протонного пучка вдоль длины отклоняющего канала определялась активационным методом, а на выходе из камеры ускорителя активационным и калориметрическим методами. Активационный метод основывался на определении абсолютной активности радионуклида ^{24}Na , образующегося в реакции $^{27}\text{Al}(\text{p}, \text{p}n) ^{24}\text{Na}$. При известной величине сечения образования ^{24}Na , равной 10 ± 1 миллибарн, точность определения интенсивности протонного пучка составляла $\sim 15\%$. Точность измерения интенсивности выведенного пучка калориметрическим методом ^{11/} находится в пределах $\pm 10\%$.

4) Определение профиля протонного пучка проводилось активацией мишеней из алюминиевых фольг ($\sim 100 \text{ мкм}$) и последующими измерениями с помощью сцинтилляционного спектрометра аннигиляционного излучения, сопровождающего распад

радионуклида ^{18}F , образующегося в реакции $^{27}\text{Al} (p, 5p5n) ^{18}\text{F}$. Точность измерения данной методики составляет $\sim 10\%$.

На рис.3 показаны автографы пучка вдоль выводной траектории, полученные в точках Π_2 , Π_1 , Π_3 , А и на входе в СП-35 (рис.1). Пучок хорошо сфокусирован вдоль длины канала и его поперечные размеры с точностью $\sim 15\%$ согласуются с результатами расчета. Так как радиальные апертуры секций канала (табл. 1) больше соответствующих поперечных размеров пучка, то имеется возможность согласования траектории выведенного пучка с оптической осью протонного тракта без потери интенсивности внутри отклоняющего канала. Экспериментально было определено, что при развороте канала относительно входа железо-токовой секции на $\pm 0,1$ см, выведенный пучок смещается на входе СП-35 на $\pm 0,7$ см.

В таблице 2 приведены данные измерений абсолютных значений тока в местах снятия автографов.

Т а б л и ц а 2.

№ измерений	I (мкА)			
	Π_2	Π_1	Π_3	А
1.	0,088	0,072	0,055	0,051
2.	0,103	0,063	0,052	
3.	0,110	0,089	0,081	0,074
4.	0,122	0,081	0,072	

Из этих данных видно, что коэффициент вывода пучка составляет $(50\div 70)\%$, а потери внутри отклоняющего канала не превышают 15% . Эти результаты хорошо согласуются с теоретическими оценками, приведенными в работах ^{/3,5/}.

Коэффициент вывода, определенный как отношение тока выведенного пучка (точка А) к току на $z = 43$ см, дал несколько заниженные результаты $(31\div 46)\%$, что объясняется наличием локальных потерь на элементах конструкции дуанта ($z = 190\div 200$ см) и Си-электрода ($z \approx 260$ см). Зависимости величины заброса (ΔR_{max}) и аксиального размера пучка (Δz_{max}), при расчетных положениях возбуждителя и регенератора, показаны на рис.4. Видно, что в магнитном поле фазотрона с отклоняющим каналом наблюдается увеличение заброса (кривая 1) и уменьшение величины Δz_{max} (кривая 3), по сравнению с аналогичными величинами (кривые 2,4), полученными в поле ускорителя без выводного канала. Уменьшение аксиального размера пучка связано с понижением мгновенной частоты аксиальных колебаний на последних оборотах раскачки за счет изменения среднего радиального градиента магнитного поля, обусловленного возмущениями поля от канала ^{/8/}, которые воздействуют на пучок как дополнительный регенератор ^{/3/}. Рост ΔR_{max} вызван увеличением силы возбуждителя ($\sim 20\%$) и легко компенсируется изменением радиального положения элементов системы заброса ^{/4/}.

Распределение плотности заряда на входе отклоняющего канала и профили выведенного пучка (точка А, рис.1) представлены на рис.5,6. Для расчетных радиальных положений возбуждителя и регенератора величина заброса составляет $\sim 2,6$ см с приблизительно равномерным распределением плотности заряда и поперечными размерами выведенного пучка на полувысоте 1,9 см и 1,5 см соответственно (кривая 1, вариант а). Эффект воздействия на параметры пучка поля регенератора характеризуется кривыми 2 (рис.5) и вариантом б (рис.6). Видно, что поле регенератора слабо влияет на величину заброса. Однако при одинаковом коэффициенте вывода происходит увеличение поперечных размеров ($\sim 30\%$) выведенного

пучка из-за прецессии фазы радиальных колебаний в процессе заброса и увеличения амплитуды аксиальных колебаний. Такой пучок вывода может быть использован в экспериментах, где необходимо снижение плотности выведенного пучка на мишень.

Заключение

Реализована система вывода пучка из фазотрона ОИЯИ на энергию 680 МэВ. Эффективность вывода составила более 50% при размерах поперечного сечения пучка на выходе в систему транспортировки $(3 \times 0,6)$ см². Полученные результаты хорошо согласуются с ожидаемыми.

Авторы благодарят В.П.Джедлова за постоянное внимание к данной работе, Б.Б.Ахмедова, В.Н.Винокурова, С.Н.Ворождора, Е.Н.Заплатина, В.В.Маминиченко, Н.В.Корсаку, А.В.Калдыкова, С.В.Савченко, Н.Г.Шахуча, А.Л.Поткина за помощь в получении экспериментальных результатов.

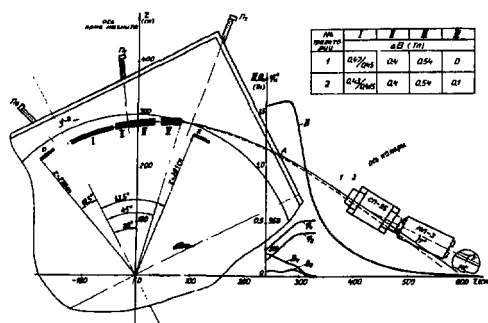


Рис.1.

Схема размагничивания системы вывода пучка в камере ускорителя, головных элементов протонного трагта и характеристики магнитного поля ($\vec{B}$ — среднее поле; B_4, B_8 и φ_4, φ_8 — четвертая и восьмая гармоники поля и их фазы) в области расположения этих элементов. Р — возбуждатель, R — регенератор, I—IV —

линии железно-токового канала, Π_1, Π_2, Π_3 — пробники, СЛ-35 — поворотный магнит, МЗ-3 — дублет квадрупольных линз, МС — мишенная станция, I, 2 — выходные траектории осевой частицы для величин снижения магнитного поля (ΔB) в осевых отклоняющих каналах, приведенных в таблице.

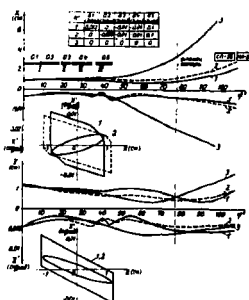


Рис.2. Схематическое изображение системы железно-токового канала для выводных траекторий I, 2 (рис.1). $G_1 + G_2$ — градиенты магнитного поля в осевых отклоняющих каналах.

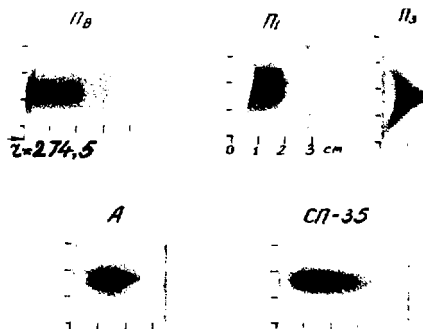


Рис.3. Автографы пучка вдоль выводной траектории I (рис.1).

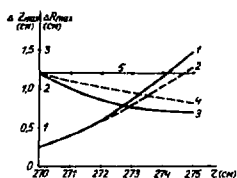


Рис.4. Зависимости величины максимального заброса $\Delta R_{\max}$ (1,2) и аксиального размера пучка $\Delta Z_{\max}$ (3,4,5) от радиуса. 1,3 - в магнитном поле фазотрона с отклоняющим каналом; 2,4 - в магнитном поле фазотрона без отклоняющего канала; 5 - аксиальный размер пучка в поле фазотрона с отклоняющим каналом без системы заброса.

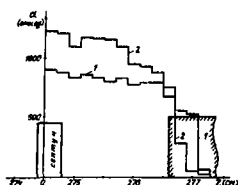


Рис.5. Распределение плотности заряда пучка на входе в канал. 1 - возбудитель и регенератор в расчетном положении ($z_R = 278$ см, $z_R = 281$ см); 2 - с выведенным регенератором ($z_R = 278$ см, $z_R = 290$ см).

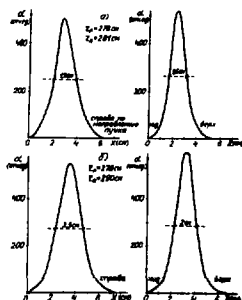


Рис.6. Профили выведенного пучка на выпускном окне камеры фазотрона: а) возбудитель и регенератор в расчетном положении ($z_R = 278$ см, $z_R = 281$ см); б) с выведенным регенератором ($z_R = 278$ см, $z_R = 290$ см).

Литература

1. Аленский В.Г. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, Дубна, 1985, т.1, с.289-298.
2. Воронцов С.Б. и др. Труды III Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. "Наука", М., 1973, т.2, с.99-103.
3. Воронцов С.Б. и др. ОИЯИ, Р9-7954, Дубна, 1974.
4. Воронцов С.Б. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, Дубна, 1985, т.1, с.316-319.
5. Василенко А.Т. и др. ОИЯИ, Р9-12586, Дубна, 1979.
6. John W. Fifth Int.Conf.Cyclotron. Oxford, 1969, p.159.
7. Аленский В.Г. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1985, т.1, с.324-329.
8. Linbäck S. Fifth Int.Conf.Cyclotron. Oxford, 1969, p.235; Cohen R., Martin E., Ziegler K. p.226.
9. Заплатин Н.Л. и др. ОИЯИ, Р9-85-258, Дубна, 1985.
10. Шабашов М.Ф. ОИЯИ, ГЗ-86-296, Дубна, 1986.
11. Дзюбков В.П., Комаров В.И., Савченко О.В. ОИЯИ, ГЗ-3491, Дубна, 1987.

РАСТЯЖКА УСКОРЕННОГО ПУЧКА ФАЗОТРОНА ОИЯИ С ПОМОЩЬЮ С-ЭЛЕКТРОДА

А.А.Глазов, Е.Н.Заплати, В.А.Кочкин, Б.Н.Марченко, Л.М.Онищенко,
П.Т.Шмеляников

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Растяжка пучка в фазотроне ОИЯИ [1] заключается в предварительном ускорении частиц до промежуточной орбиты и последующем доведении их до конечной орбиты с необходимой скоростью с целью получения непрерывного во времени пучка. По достижении частиц промежуточной орбиты происходит выключение ускоряющего напряжения основного дуанта. Доускорение частиц производится с помощью дополнительной ускоряющей системы — С-электрода. Проведенный расчет [2] позволил выработать требования на систему растяжки — ускоряющее напряжение на С-электроде должно быть 15 кВ, диапазон частот 60 кГц.

Система растяжки фазотрона ОИЯИ состоит из С-электрода, резонансной линии [3], мощного высокочастотного усилителя [4] и задающего генератора (ЗГ). Электрически С-электрод представляет собой емкость, подключенную на конце резонансной четвертьволновой короткозамкнутой 50-омной линии (рис.1). Конструкция С-электрода и линии приведена на рис.2.

Для настройки С-электрода и резонансной линии предусмотрены четыре элемента подстройки: перемещение закоротки резонансной линии, что позволяет перестраивать частоту системы на 560 кГц; варьирование точки подключения шунтирующего сопротивления и ВЧ разъема в диапазоне ± 100 мм; возможность быстрой замены шунтирующего сопротивления на аналогичное другого номинала.

Напряжение на системе контролируется двумя калиброванными индуктивными датчиками, установленными рядом с разъемом для ввода мощности.

Для возбуждения системы растяжки разработан высокочастотный генератор, рассчитанный на 10 кВт выходной мощности, окончательный мощный каскад которого выполнен на основе тетрода ГУ-47 по схеме с облой сеткой. При работе генератора на согласованную нагрузку было получено рабочее напряжение 15 кВ.

Подключение к генератору системы растяжки преобразует анодную схему окончательного каскада и резонансного контура С-электрод-линия в систему связанных контуров. Это означает, что если выбрать при данной связи рабочую точку в центре провала характеристики при минимальном сопротивлении (рис.3), то impedance в аноде лампы в рабочем диапазоне частот будет изменяться незначительно, что должно способствовать устойчивой работе генератора.

Из-за необходимости размещения ВЧ аппаратуры за защитой на значительном расстоянии от С-электрода, вызванной радиационными нагрузками, приходится использовать длинный кабель. При определении длины кабеля учитывались элементы окончательного каскада генератора. Для подачи мощности от генератора к С-электроду поочередно используются два кабеля — более тонкий и удобный для наладки РК-50-9 и рабочий РК-50-24С. Настройка кабелей проводилась при полосе системы растяжки 60 кГц и анодном сопротивлении выходного каскада генератора 1,5 кОм. Результаты представлены на рис.3. Видна достигнутая хорошая симметричность кривых относительно рабочей частоты 14,48 МГц. Оптимальная рабочая длина кабелей 17,7 м.

Для определения возможной перестройки частоты системы растяжки в процессе ее работы без непосредственного контроля высокочастотных параметров был проведен эксперимент по расстройке системы на ± 50 кГц. Результаты приведены на рис.4. Видно, что сопротивление на генераторном конце кабеля возбуждения (R_2) меняется на $\pm 10\%$ при изменении частоты системы растяжки в диапазоне 100 кГц. Эта величина является допустимой с точки зрения изменения коэффициента отражения, который составляет $(4+5) \cdot 10^{-2}$ на краях полосы. Сопротивление в аноде (R_1) в таком частотном диапазоне меняется на $\pm 0,1$ кОм, что соответствует изменению мощности генератора всего на ± 1 кВт. Поэтому перестройка системы растяжки подобным образом в диапазоне 100 кГц является допустимой, а это значительно облегчает подстройку системы в процессе ее эксплуатации.

В качестве иллюстраций работы системы служат осциллограммы ускоряющего напряжения на С-электроре U_c и сеточного тока выходного каскада генератора I_{g2} (рис.5) при наладке системы растяжки в непрерывном режиме при девиации частоты 100 кГц. Рабочий режим работы генератора ($2\Delta f_c = 60$ кГц) приведен в таблице.

Т а б л и ц а

$U_{\text{возб.}}$	$U_c \text{ max}$	$\bar{I}_{g2}$	$\bar{I}_k$
мВ	кВ	мА	А
307	13+15	140	1,25

Система растяжки работает без подачи на С-электрод постоянного напряжения смещения для ликвидации возможного резонансного высокочастотного разряда. Поэтому при низком уровне напряжения в системе возникает разряд, однако он проходит, и при $U_c = (4+5)$ кВ устанавливается устойчивая работа системы без разряда.

Задающий генератор обеспечивает программируемые законы изменения частоты и амплитуды напряжения на С-электроре в процессе доускорения протонов. На рис.6 представлена его блок-схема. Независимо от частоты модуляции ускоряющего (дуантного) напряжения доускорение происходит в течение 0,85 периода одного цикла. Это обеспечивается схемой автоматического выбора длительности растяжки.

Программируемый модулятор частоты вырабатывает импульсное напряжение, определяющее закон изменения частоты системы растяжки в зависимости от времени. Период сигнала разбит на 20 временных интервалов. В пределах одного интервала амплитуда сигнала может изменяться от нуля до максимально допустимого предела, определяемого полосой пропускания контура С-электрод-линия (рис.7а). Таким сигналом можно обеспечить плавное изменение частоты, что весьма важно для режима растяжки. В отличие от частотного амплитудный модулятор упрощен, так как для амплитуды ВЧ сигнала допустима ступенчатость модуляции (рис.7б).

Максимальная девиация частоты задающего генератора составляет около 60 кГц, а средняя частота регулируется от 14,0 до 14,7 МГц. После часового прогрева стабильность мгновенного значения частоты (значения частоты, "приведенного" к выбранной точке измерения на частотной программе) составляет около ± 2 кГц за час. Это недостаточно для устойчивой работы системы растяжки в течение много-менной работы ускорителя. Поэтому предполагается улучшение стабильности в 3+5 раз.

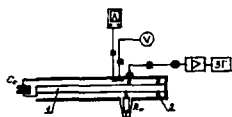


Рис.1 Электрическая принципиальная схема системы растяжки. (1 - резонансная линия, 2 - подвижная закоротка, C_c - эквивалентная емкость С-электрода, $R_{ш}$ - шунтирующее сопротивление).

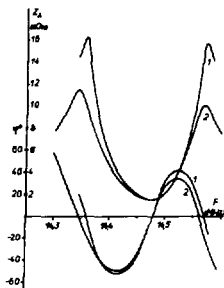


Рис.2 Конструкция С-электрода и резонансной линии: 1 - ввод воды; 2,3 - водоохлаждаемый резистор и высокочастотный разъем; 4 - конденсатор; 5 - ввод воды охлаждения С-электрода; 6 - проходной изолятор; 7 - С-электрод; 8 - ускорительная камера; 9 - система крепления С-электрода в ускорительной камере; 10 - 50-омная резонансная линия.

Рис.3 Частотные зависимости импеданса Z_A и фазы φ в аноде бесконечного каскада усилителя (1 - для кабеля РК-50-24С, 2 - РК-50-9).

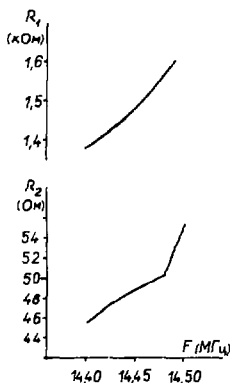


Рис.4 Частотные зависимости сопротивлений в аноде R_1 и на генераторном конце кабеля возбуждения R_2 в полосе пропускания системы растяжки.

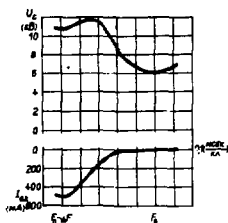


Рис.5 Осциллограммы напряжения на С-электроде U_c и сеточного тока выходного каскада генератора I_{g2} (F_0 - центральная частота полосы пропускания, равная $2\Delta F$).

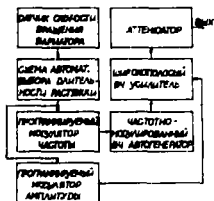


Рис.6 Блок-схема задающего генератора частоты.

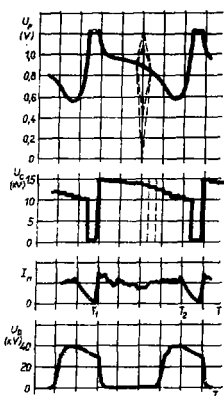


Рис. 7. Временные осциллограммы выходного напряжения модуляторов частоты (а) и амплитуды (б), выведенного растянутого пучка (в) и амплитуды ускоряющего напряжения основного дуанта (г).

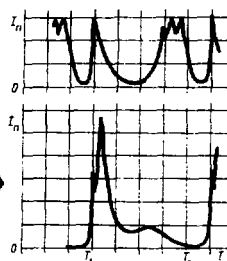


Рис. 8. Временные осциллограммы выведенного растянутого пучка при сдвиге частоты "перезахвата" вверх на 6 кГц (а) и вниз на 10 кГц (б).

Первоначальные исследования по растяжке пучка показали, что из-за расхождений в частотных программах разных лопаток вариатора распределение интенсивности растянутого пучка во времени оказалось неравномерным и нестабильным. Поэтому были введены для каждой лопатки индивидуальные временные задержки начала работы, что привело к уменьшению временного разброса более, чем в 10 раз, и повысило коэффициент перезахвата более, чем в 3 раза.

При проведении экспериментов по растяжке пучка напряжение на С-электроде U_c поддерживалось (10±15) кВ. Оптимизация режима растяжки по форме пучка заключалась в выборе временных законов изменения частоты и амплитуды (рис. 7а,б) для обеспечения полного заполнения пучком времени работы программы С-электродов при максимальном коэффициенте перезахвата пучка. Для индикации пучка на выводном окне ускорителя установлена ионизационная камера. На рис. 7в представлена осциллограмма выведенного растянутого пучка. Для сравнения на рис. 7г приведена осциллограмма временной зависимости амплитуды ускоряющего напряжения основного дуанта. Период ускорения составляет 4,29 мс, девиация частоты задающего генератора 32 кГц, частота перезахвата $f(t_1) = 14,594$ МГц. На рис. 8 приведены временные осциллограммы выведенного растянутого пучка при сдвиге частоты перезахвата вверх на 6 кГц (а) и вниз на 10 кГц (б). Видно, что настройка по частоте является довольно критичной.

Расширение полос частот до 40 кГц позволило увеличить коэффициент перезахвата на 10% и довести его до 50%. Последующее увеличение девиации к увеличению коэффициента перезахвата не приводит.

Для дальнейшего повышения коэффициента перезахвата предполагается повысить напряжение на С-электроде и осуществить согласование частотных и амплитудных программ основного ускоряющего дуанта и С-электродов.

Л и т е р а т у р а

1. Д.Г.Аленицкий и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, Дубна, 1985, с. 289.
2. С.Б.Зорожцов, В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин. ОИЯИ, Р9-12-882, Дубна, 1979.
3. А.А.Глазов, Е.Н.Заплатин, Б.Е.Корнеев, В.А.Кочкин, Б.Н.Марченко, Л.М.Онищенко. ОИЯИ, 9-82-110, Дубна, 1982.
4. А.А.Глазов, Е.Н.Заплатин, В.А.Кочкин. ОИЯИ, 9-83-144, Дубна, 1983.

МНОГООБОРОТНАЯ ИНЖЕКЦИЯ СИЛЬНОТОЧНОГО ПУЧКА В НАКОПИТЕЛЬ ПРОТОНОВ

Н.М.Курбангалиев, В.А.Моясеев, П.Н.Остроумов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

В последнее время широкое распространение получили методы многооборотной перезарядной инжекции ионов H^- в накопителя протонов и синхротроны. Использование многооборотной перезарядной инжекции дает возможность формировать пучки с фазовой плотностью, намного превышающей фазовую плотность инжектируемого пучка, а также существенно снизить потери пучка в процессе инжекции, поскольку в данном случае снимаются ограничения, накладываемые теоремой Ляпунова. При перезарядке сильноточных высокоэнергетических пучков основной трудностью является малое время жизни перезарядной мишени, что приводит к значительному усложнению конструкции устройства, обеспечивающего непрерывную подачу сменных мишеней. Существенного увеличения времени жизни перезарядной мишени, а также уменьшения потерь пучка из-за взаимодействия с мишенью можно добиться путем уменьшения кратности прохождения через нее частиц, находящихся на орбите. Для этого предлагается использовать метод многооборотной спиральной инжекции. В настоящей работе, применительно к накопителю Московской мезонной фабрики, исследован процесс многооборотной спиральной инжекции и приведены результаты численного моделирования заполнения четырехмерного фазового объема.

Многооборотная спиральная инжекция

Инжектируемые в накопитель пучки имеют, как правило, значительно меньшие фазовые объемы по сравнению с накапливаемыми, что дает возможность использовать многооборотную спиральную инжекцию. Впервые этот метод был предложен для инжекции протонов в синхротрон [1] и заключался в размещении инжектируемых фазовых эллипсов вдоль спирали в одной из поперечных фазовых плоскостей. В дальнейшем несколько изменений вариант многооборотной спиральной инжекции с перезарядкой пучка рассматривался для инжекции в накопители [2,3], где инжектируемые фазовые эллипсы располагались вдоль многорукавной спирали. По сравнению с обычными методами метод спиральной инжекции позволяет существенно снизить кратность прохождения частиц через перезарядную мишень и получить высокую плотность упаковок и равномерность заполнения частицами поперечного фазового объема накопителя. Размещение инжектируемых фазовых эллипсов вдоль спирали достигается путем синхронного сдвига равновесной орбиты и частоты бетатронных колебаний. Смещение равновесной орбиты осуществляется импульсными магнитами, в которых поле уменьшается пропорционально квадратному корню от номера оборота, а сдвиг частоты бетатронных колебаний достигается программным изменением поля в импульсных квадруполях обратно пропорционально отклонению равновесной орбиты.

Отсутствие в проекте накопителя Московской мезонной фабрики специальных импульсных квадруполов для изменения в широких пределах частоты бетатронных колебаний, а также сложность реализации синхронизма между сдвигом равновесной орбиты и сдвигом частоты привели к необходимости рассмотреть вопрос о возможности осуществления многооборотной спиральной инжекции только за счет смещения равновесной орбиты.

Заполнение двумерного фазового объема

Рассмотрим одну из поперечных фазовых плоскостей, например XH' , центр координат которой связан с положением равновесной орбиты. Переход к новым координатам $u = X/\sqrt{\beta}$; $v = \alpha X/\sqrt{\beta} + X'\sqrt{\beta}$, где α и β — динамические характеристики кольца на азимуте инжекции, позволяет привести поперечное фазовое движение, описываемое матрицей Твисса, к движению по окружности на угол $2\pi\nu_x$, где ν_x — частота бетатронных колебаний в плоскости XH' . При таком преобразовании фазовый эллипс накопленного пучка переходит в равноудаленный ему круг. Смещение равновесной орбиты в выбранной системе координат uv будет представляться смещением центра инжекции вдоль оси u . Если положить, что пучок проходит через мишень только один раз в момент инжекции (при этом кратность прохождения $K_1=1$), то можно найти координату инжекции на i -том обороте

$$u_i = \max_{n=1, i-1} u_n \cos \Psi + \sqrt{\epsilon_x \beta_x} (\sqrt{\cos^2 \Psi + 1/\beta_x^2 \sin^2 \Psi} + 1), \quad (1)$$

где ϵ_x — эмиттанс инжектируемого пучка, β_x — отношение полюсов инжектируемого фазового эллипса, $\Psi = 2\pi(m - \nu_x)K$, $m = [\nu_x] + 1$. При заданном эмиттансе накопленного пучка ϵ_x путем последовательного применения формулы (1) можно найти максимальное число оборотов инжекции, которое будет зависеть от трех величин: ν_x , β_x и ϵ_x . На рис.1 приведена зависимость максимального числа оборотов инжекции от частоты бетатронных колебаний в диапазоне $0 \leq \nu_x - [\nu_x] \leq 0,5$ (кривая обладает зеркальной симметрией относительно $\nu_x - [\nu_x] = 0,5$). Из приведенной зависимости видно, что основные минимумы приходится на частоты, при которых рукава спирали вырождаются в расходящиеся из центра лучи, что соответствует одномерным резонансам. По полученной зависимости можно выбирать оптимальные частоты бетатронных колебаний с точки зрения максимального числа оборотов инжекции при $K_1=1$. На рис.2 приведена зависимость максимального числа оборотов инжекции от величины β_x при нескольких значениях ν_x , соответствующих максимумам на рис.1. Как видно из рисунка, оптимальное значение β_x находится в диапазоне $0,2 \leq \beta_x \leq 0,4$. Отметим, что при перезарядной инжекции выбор малого значения β_x может привести к неоправданно большой плотности инжектируемых ионов на перезарядной мишени и, соответственно, к уменьшению ее времени жизни.

Найденные по формуле (1) значения координат инжекции не являются гладкой функцией от номера оборота. Чтобы получить зависимость, которую легко можно было бы реализовать импульсными бамп-магнитами, полученные значения координат инжекции сглаживались методом наименьших квадратов функцией $f(i) = C_1 \sqrt{i} + C_2$, где i — номер оборота инжекции, C_1 и C_2 — искомые коэффициенты. При заполнении по сглаженным значениям координат инжекции (рис.3) возможно частичное наложение инжектируемого и циркулирующего пучка, что вполне допустимо в интересующем нас случае перезарядной инжекции. Из приведенных результатов видно, что коэффициент заполнения при $\epsilon_x/\epsilon_0 = 100$ и $\beta_x = 0,4$ составляет величину порядка 0,5. В случае перезарядной инжекции коэффициент заполнения может многократно превышать 1. Конечное заполнение циркулирующего эмиттansa после 200 оборотов инжекции при $\epsilon_x/\epsilon_0 = 100$, $\nu_x - [\nu_x] = 0,418$ и $\beta_x = 0,5$ показано на рис.4. Среднее число прохождений частиц через мишень при равномерном распределении фазовой плотности составило 2,7, при нормальном распределении $\epsilon_{rms} = \epsilon_0$ ($\epsilon_{in} = 3\epsilon_0$) — 5,2. Дальнейшего уменьшения числа прохождений можно добиться путем оптимального заполнения четырехмерного фазового объема.

Заполнение четырехмерного фазового объема

При заполнении четырехмерного фазового объема представляют интерес два возможных варианта: когда

1. Его XH' и UH' (эмиттансы ϵ_x и ϵ_y) имеют приблизительно равную величину;
2. Одна из проекций существенно больше другой.

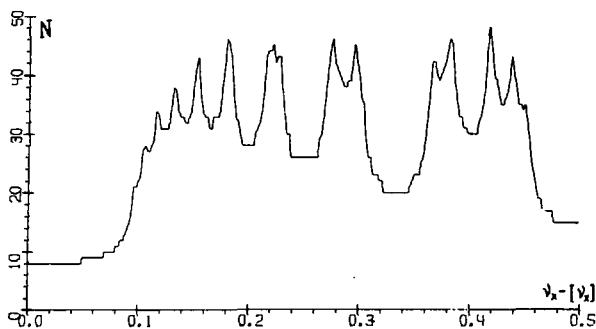


Рис.1. Зависимость максимального числа оборотов инъекции от частоты бетатронных колебаний при $K_t = I$

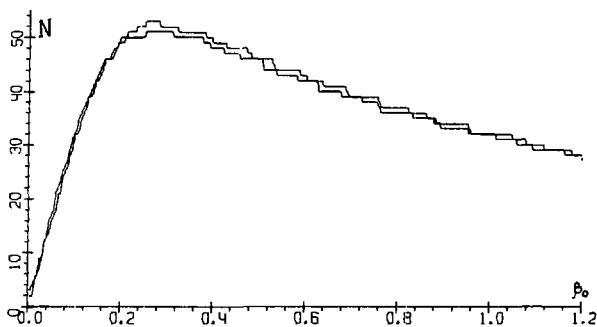


Рис.2. Зависимость максимального числа оборотов инъекции от β_0 при $K_t = I$

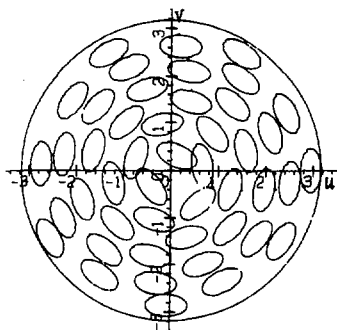


Рис.3. Заполнение двумерного фазового объема по сглаженным значениям координат инъекции при $K_t \sim I$

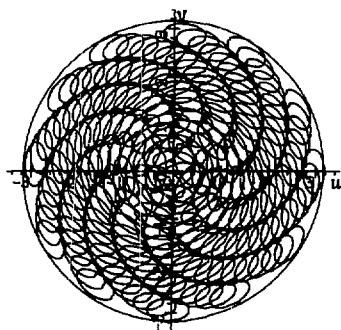


Рис.4. Заполнение двумерного фазового объема после 200 оборотов инъекции

При равенстве эмиттансов в двух поперечных фазовых плоскостях спиральная инжекция осуществляется в каждой из плоскостей. Моделирование процесса инжекции "крупными" частицами при $\gamma_1 = 2,418$, $\gamma_2 = 2,383$, $\epsilon_x/\epsilon_y = \epsilon_z/\epsilon_0 = 30$, $\rho_s = 0,4$ показало, что при равномерном распределении плотности частиц в четырехмерном инжектируемом эллипсоиде коэффициент прохождения составил $K_p = 1,52$, а при нормальном распределении с $\epsilon_{\text{rms}} = \epsilon_0 (\epsilon_{\text{im}} \approx 3\epsilon_0)$ — 3,3.

Для второго варианта спиральная инжекция осуществляется в плоскости с большим эмиттансом. Частота бетатронных колебаний в другой плоскости подбирается таким образом, чтобы максимально вывести изображение пучка с изображения мишени в то время, когда изображение пучка в первой фазовой плоскости находится на мишени. При этом возможны два пути выбора частот бетатронных колебаний. В первом случае выбирается оптимальная частота ν_{opt} для спиральной инжекции согласно рис.1, после чего выбирается частота в другой плоскости согласно вышеописанному. Во втором — частота спиральной инжекции выбирается таким образом, чтобы $\nu_{\text{opt}} - [\nu_{\text{opt}}] = n\nu - [n\nu]$, где n — целое число, при этом фазовый эллипс займет положение на спирали через n оборотов. При моделировании процесса инжекции с частотами $\nu_x - [\nu_x] = 0,8545$ и $\nu_y - [\nu_y] = 0,325$ при $\epsilon_x/\epsilon_0 = 100$ и $\epsilon_z/\epsilon_0 = 10$ средний коэффициент прохождения составил величину $K_p = 1,25$. В одном из проектируемых режимов накопителя Московской мезонной фабрики $\nu_x = 1,739$, $\nu_y = 1,915$, $\epsilon_x = 1 \text{ Ж. см.мрад}$, $\epsilon_y = 10 \text{ Ж. см.мрад}$. Из рис.1 видно, что частота ν_y далека от оптимальной, поэтому координаты инжекции рассчитывались для $\nu_y = 1,7277$ ($n = 15$). При инжекции пучка за время 227 оборотов с $\epsilon_{\text{im}} = 0,1 \text{ Ж. см.мрад}$ и равномерном распределении частиц в четырехмерном фазовом объеме коэффициент прохождения составил $K_p = 2,1$, а при нормальном распределении в $\epsilon_{\text{im}} = 0,3 \text{ Ж. см.мрад}$ $K_p = 3,7$.

Спиральная инжекция с учетом пространственного заряда

Собственное поле накопленного пучка приводит к уменьшению частот бетатронных колебаний. Однако в проектируемых режимах работы накопителя полный сдвиг, рассчитанный в гладком приближении, не превышает $\Delta\nu \approx 0,09$. Малые изменения частот и выбор средних бетатронных частот за период инжекции в накопитель равными оптимальным по приведенной выше методике, позволят сохранить все рассмотренные преимущества спиральной инжекции.

Заключение

Полученные результаты показывают, что при многооборотной спиральной инжекции число прохождений частиц через перезарядную мишень можно уменьшить более чем на порядок по сравнению с методом, описанным в [4], что должно существенно увеличить время жизни перезарядной мишени. Кроме этого, вывод накопленного пучка с мишени после окончания инжекции происходит автоматически. Необходимо отметить, что хотя частоты бетатронных колебаний в проектных режимах работы накопителя не являются оптимальными для осуществления спиральной инжекции, применяя описанную методику, удастся подобрать такой закон сдвига равновесной орбиты, при котором коэффициент прохождения получается достаточно малым.

Л и т е р а т у р а

1. Meade P.F. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-20, 1973, p.401.
2. Meade P.F. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-28, 1981, p.2767.
3. IKOR, edited by G.Schiffer. Jul-Spez-114, 1981.
4. Севергин Ю.П., Юшко Г.П. Препринт НИИЭФА Л-Е-0677. М., 1985.

МИШЕНЬ ДЛЯ МЕДЛЕННОГО ВЫВОДА ЧАСТИЦ ИЗ НАКОПИТЕЛЯ ПРОТОНОВ ММФ

М.В.Казарновский, В.М.Лобашев, П.Н.Остроумов, О.В.Пономарев

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Ю.П.Севергин

Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры

им. Д.В.Ефремова, Ленинград

Одним из режимов работы проектируемого накопителя протонов Московской мезонной фабрики (ММФ) будет равномерное по азимуту заполнение вакуумной камеры накопителя импульсом тока с последующим медленным выводом пучка в интервале между двумя последовательными импульсами ускорителя. Медленный вывод из накопителя осуществляется посредством возбуждения поперечных бетатронных колебаний при плавном наведении пучка на тонкую внутреннюю мишень [1]. При однократном прохождении мишени импульс частицы уменьшается на некоторую величину ΔP . Соответственно на величину $\Delta X = \frac{\Psi \Delta P}{P}$ изменяется радиальное положение замкнутой орбиты, около которой совершаются бетатронные колебания / P — импульс частицы, Ψ — дисперсионная функция в месте расположения мишени/. В точке максимального столкновения частиц от новой равновесной орбиты они могут быть отделены от циркулирующего пучка и выведены наружу.

Этот метод применялся ранее для вывода протонов из слабофокусирующих синхротронов на небольшие энергии [2,3]. Значительные потери при этом объяснялись большим радиальным размером циркулирующего пучка на азимуте септум-магнита, а также тем, что дисперсионная функция была почти постоянной по азимуту. В работе [1] указаны условия достижения высокой эффективности вывода частиц из кольцевых периодических структур:

1. В кольцевой структуре необходимо иметь прямолинейные участки с $\Psi = 0$, $\Psi' = 0$ для вывода пучка.
2. Для размещения мишени необходимо иметь участки, где значение Ψ достаточно велико, а $\Psi' = 0$.
3. Значение β_x -функции Твисса на азимуте мишени должно быть минимальным.
4. Набег фазы радиальных колебаний от мишени до выводного септум-магнита должен быть примерно $\pi + 2\pi K/K$ — целое/.

Другим важным условием высокой эффективности вывода является оптимальный выбор формы, размеров, материала мишени. Оптимизируя эти параметры, можно добиться достаточно малых значений эмиттансов выводимого пучка и уменьшения потерь. В связи с этим было предложено использовать для вывода в радиальной плоскости мишень в виде "зуба" /рис. 1/. По сравнению с традиционной мишенью в виде пластины с ровным краем, использование мишени-зуба приводит к уменьшению вертикального эмиттанса пучка. Кроме того, сокращается периметр соприкосновения с пучком, что уменьшает число частиц, прошедших неполную толщину мишени. Такие частицы дают вклад в потери на выводном магните. Другими источниками потерь являются взаимодействие частиц пучка с ядрами вещества мишени и флуктуационный разброс ионизационных потерь энергии протонов.

Результаты качественного анализа горизонтального вывода с мишенью в виде зуба представлены на рис. 2-5. На рис. 2 даны изображения пучка и мишени в координатах XX', YY' на азимуте мишени. На рис. 3 изображены циркулирующий

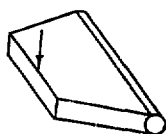


Рис. 1

Рис. 2

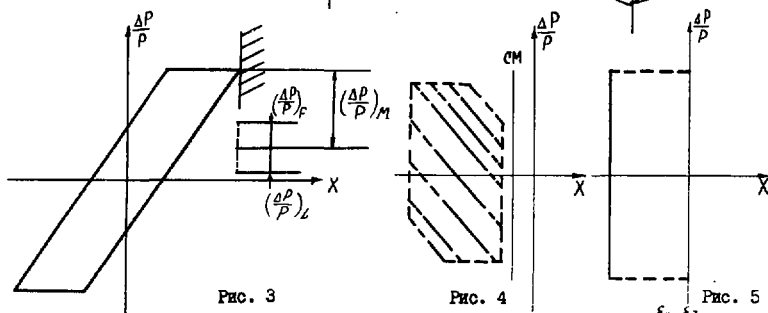
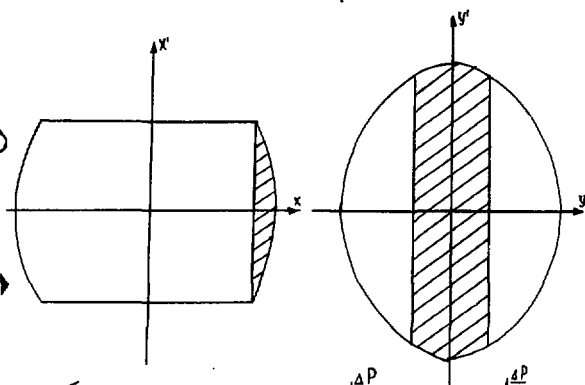


Рис. 3

Рис. 4

Рис. 5

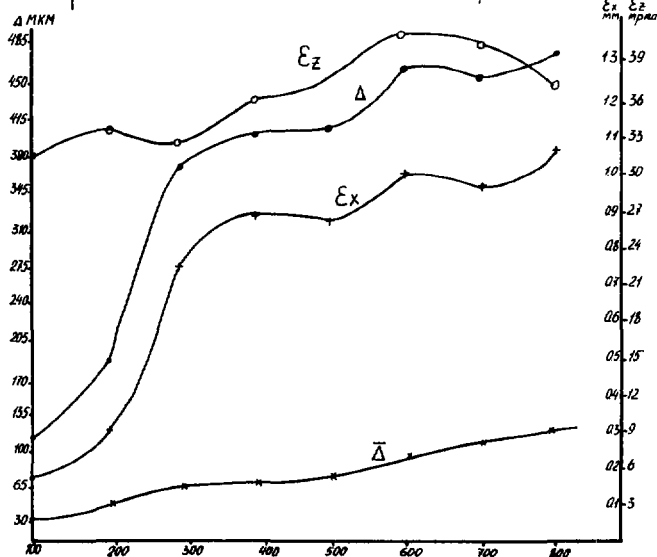


Рис. 6

пучок, выводимый пучок и мишень в координатах X, φ на азимуте мишени. Изображение мишени заштриховано. Величина $(\Delta p)_M$ соответствует потере импульса выводимых частиц после прохождения мишени, $(\Delta p)_F$ - потере импульса у некоторой части выводимых частиц при прохождении ими неполной толщины мишени, $(\Delta p)_L$ соответствует флуктуационному разбросу ионизационных потерь импульса выводимых частиц. Контуром на рис. 4 показана область, внутрь которой попадают изображающие точки выводимого пучка в различные моменты времени на азимуте септум-магнита. Если канал от мишени до выхода пучка на прямолинейный участок сделать ахроматичным, то действие дипольных магнитов, запитанных от одного с бамп-магнитами источника, приведет к фазовой картине, изображенной на рис. 5. В результате полностью исчезает ореол пучка, возникающий за счет разброса потерь импульса.

Для моделирования вывода пучка с учетом его взаимодействия с мишенью была использована программа EJECT. На рис. 6 показаны значения горизонтальных и вертикальных эмиттансов выводимого пучка на азимуте мишени в разные моменты времени для следующего режима вывода: эмиттансы циркулирующего пучка $\epsilon_x = 1,5 \text{ } \mu\text{м рад}$, $\epsilon_y = 6 \text{ } \mu\text{м рад}$, полуширина мишени $t_M = 5 \text{ мм}$, центр пучка надвигается на мишень за оборот на $0,002 \text{ мм}$. На рис. 6 дан также график изменения величины заброса выводимых частиц на мишень и зависимость среднего значения заброса от номера оборота.

В программе учитывался процесс многократного рассеяния выводимого пучка на мишени. Потери на септум-магните, обусловленные частицами, проходящими неполную толщину мишени в результате многократного рассеяния и частицами, входящими в мишень через боковую поверхность из-за углового разброса протонов в пучке, составили $0,15 \%$. Потери пучка на участке от мишени до выводного септум-магнита, обусловленные флуктуационным разбросом ионизационных потерь энергии, составили $0,11 \%$. Потери пучка при взаимодействии с ядрами вещества мишени / например, для углерода / равны $1,42 \%$.

Для разделения циркулирующего пучка от выводимого необходимо, чтобы выводимые частицы теряли на мишени $1,4 - 2 \text{ МэВ}$ энергии, что примерно соответствует делению в мишени 2 кВт тепла. Чтобы отвести его, материал мишени должен обладать высокой теплопроводностью, прочностью, радиационной стойкостью. Всем этим требованиям удовлетворяет графит [4]. Теплофизический анализ показывает, что использование совместного радиационного и водяного охлаждения позволяет уменьшить максимальную температуру до 1500 К , избежать интенсивного испарения материала и иметь приемлемый запас прочности по напряжениям. Значительное радиационное влияние пучка на мишень приводит к нарушению структуры графита, к некоторому ухудшению его теплофизических свойств [5]. Поэтому предполагается поочередно использовать несколько мишеней, а мишенный узел делать съёмным. Необходимым также является защита окружающего мишенный блок оборудования от воздействия вторичных частиц.

Л и т е р а т у р а

1. Yu. P. Severgin, I.A. Shukeilo IEEE Trans. Nucl. Science, V 32, p. 2709
2. B.T. Wright Rev. Sci. Instr., 1954, V 25, p. 429
3. W.A. Wenzel Proc. of the Inter. Conf. High Energy Acceler., Dubna, 1963, p. 698
4. Свойства конструкционных материалов на основе углерода. Под ред. Соседова В. М., Металлургия, 1984
5. Виргильев Ю.С., Дмитриев И.А. Атомная энергия, 56, стр.177, 1984

ПЕРЕЗАРЯДНАЯ МИШЕНЬ НАКОПИТЕЛЯ ПРОТОНОВ МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ

М.В.Казарновский, Н.М.Курбангалиев, В.М.Лобашев, В.А.Моисеев,
П.Н.Остроумов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Ю.П.Севергин

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

При инжекции в накопитель протонов Московской мезонной фабрики предполагается использовать перезарядку ионов H^- на углеродной фольге. Из-за относительной независимости фазовых объемов до и после взаимодействия с обменом заряда снимаются ограничения, накладываемые теоремой Лиувилля, и можно накопить в кольце большой ток в малом поперечном фазовом объеме. Однако использование перезарядной мишени ограничено небольшим сроком службы, увеличением фазового объема пучка из-за упругого рассеяния частиц на ядрах мишени и неконтролируемыми потерями пучка при многократном прохождении через мишень. В данной работе приведены результаты исследования влияния перезарядной мишени на параметры пучка в накопителе и даны оценки срока службы и температурного режима мишени.

Эффективность перезарядки

Считая, что переход ионов H^- в H^+ происходит двухступенчато: $H^- \rightarrow H^0$, $H^0 \rightarrow H^+$, а сечение прямого процесса $H^- \rightarrow H^+$ пренебрежимо мало, согласно [1] сечения потери электрона 600 МэВ ионами H^- в указанных реакциях: $\sigma_{e,0} = 10,11 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$, $\sigma_{H,0} = 3,48 \cdot 10^{-19} \text{ см}^2$. Совместное решение уравнений кинетики для H^- и H^0 приводит к следующим зависимостям доли нейтралов и ионов H^- после прохождения мишени:

$$D_{H^-} = \exp(-\sigma_{e,0} \cdot N_0 \cdot t),$$
$$D_{H^0} = \frac{\sigma_{e,0}}{\sigma_{e,0} - \sigma_{H,0}} \left[\exp(-\sigma_{H,0} \cdot N_0 \cdot t) - \exp(-\sigma_{e,0} \cdot N_0 \cdot t) \right],$$

где N_0 — число атомов вещества в единице объема мишени;
 t — толщина мишени.

В таблице приведен состав пучка после прохождения перезарядных мишеней различной толщины. Оставшиеся нейтралы предполагается выводить в специальную ловушку. Неперезарядившиеся ионы H^- выделяются на ближайшем после мишени участке накопительного кольца.

Многократное рассеяние

Многократное рассеяние в рассматриваемом нами случае тонких мишеней удовлетворительно описывается теорией Мольера [4, 5]. Согласно этой теории, средний квадрат угла отклонения частиц после m -кратного прохождения слоя вещества толщиной t

$$\langle \theta^2 \rangle = \frac{4\pi N_0 t m Z(Z+1) r_p^2}{r^2 f^4} B,$$

где Z — атомный номер рассеивателя;
 r_p — классический радиус протона;
 B — корень уравнения $B - 4r_p B = b_H$;

$$b_m = \varepsilon n \left\{ \frac{4\pi N_0 t m Z(Z+1) r_p^2}{r^4 p^4 (Z/\alpha)^2 [1 + 3,35 (Z/137)^2]} \right\} + 1 - 2C;$$

C — постоянная Эйлера; λ — длина волны де Бройля налетающей частицы;

$\alpha = 0,52 \cdot 10^{-8} Z^{-1/2}$ см — радиус экранирования Томаса — Ферми.

С целью уменьшения среднего числа проходов каждого протона через мишень в процессе инжекции в накопитель предполагается использовать спиральную инжекцию [9]. Результаты моделирования режимов работы накопителя Московской мезонной фабрики показали, что в среднем $m=5$. Параметр $M = e^{2\pi m}$ дает среднее число рассеяний, испытываемых протоном при прохождении мишени за время инжекции.

В таблице приведены значения среднеквадратичного угла отклонения частиц $\sqrt{\langle \theta^2 \rangle}$ и параметра M в зависимости от толщины мишени.

Максимально допустимый угол отклонения в камере накопителя [3] $\theta_{\max}^* = Y_R \cdot 10^{-2}$ рад, где Y — бетатронная частота, Y — наибольшая допустимая амплитуда бетатронных колебаний, R — средний радиус накопителя.

Поскольку $\langle \theta^2 \rangle \ll \theta^{*2}$, отклонение на углы $\theta > \theta^*$ в основном происходит из-за однократного рассеяния на большие углы [2]. Полагая, что вероятность нескольких рассеяний на большие углы, в результате которых произойдет малое отклонение, пренебрежимо мала, долю частиц $P = N_0 t m \theta^{*2}$, имеющих после прохождения мишени $\theta > \theta^*$, можно оценить, используя формулу Бете [2]:

$$\theta^*(\theta > \theta^*) = \frac{4\pi Z(Z+1) r_p^2 \cdot (\theta_{\max}^2 - \theta^{*2})}{r^4 p^4 \cdot \theta^{*2} \cdot \theta_{\max}^2},$$

где $\theta_{\max} = \lambda/r_p$ — максимальный угол однократного рассеяния, $r_p = 1,2 \cdot 10^{-13}$ см — радиус ядра атома мишени.

Значения доли протонов P , теряемых из-за отклонения на большие углы в перезарядной мишени, в зависимости от толщины мишени приведены в таблице. Эти потери локализованы на первой четверти накопительного кольца.

Многократное рассеяние протонов в веществе мишени приводит к возрастанию среднеквадратичного эмиттанса накопленного пучка. Оценить увеличение эмиттанса можно по формуле [6] $\Delta \varepsilon_{x,y} \approx \frac{1}{4} \pi \rho_{x,y} \langle \theta^2 \rangle$, где $\rho_{x,y}$ — значения ρ — функции по горизонтали и вертикали в точке инжекции. Относительное возрастание среднеквадратичных эмиттансов для двух режимов накопителя приведено в таблице.

Энергетические потери

Функция распределения частиц по потерям энергии Δ после m -кратного прохождения слоя вещества толщиной t в случае тонкой мишени имеет вид [2]:

$$\mathcal{P}(tm, \Delta) = \frac{1}{\gamma} \gamma_\lambda [\lambda(tm, \Delta)],$$

где $\gamma^* = tm \bar{\varepsilon}_0^2 / \varepsilon_{\max}$; $\varepsilon_{\max} = 2m_e c^2 \beta^2 / (1 - \beta^2)$ — максимальная потеря энергии протоном при столкновении с электроном; $\bar{\varepsilon}_0^2 = 4\pi Z e^4 N_0 / (1 - \beta^2)$ — средний квадрат ионизационных потерь на единицу длины; $\gamma_\lambda [\lambda(tm, \Delta)]$ — функция Ландау; $\gamma = tm \bar{\varepsilon}_0^2 / \varepsilon_{\max}^2 < 1$; $\lambda(tm, \Delta) = \frac{\Delta - \varepsilon_0 tm}{\gamma} - 1 + C - 2\pi \gamma$; $\varepsilon_0 = 4\pi Z r_e^2 m_e c^2 L_{\text{ион}}(E) N_0 / \beta^2$ — средние потери энергии протоном на единицу длины; r_e — классический радиус электрона; $L_{\text{ион}}(E)$ — ионизационный логарифм.

Потери энергии при прохождении протона через мишень приводят к уменьшению импульса частицы. Максимально допустимые относительные потери импульса частицами пучка определяются структурой накопителя: $\delta^* = (-\Delta p/p)_{\max} \approx -X/Y_{\max} \approx -0,008$, где X — максимально допустимая амплитуда бетатронных колебаний в горизонтальной плоскости; $Y_{\max}$ — максимальное значение дисперсионной функции в накопителе.

При потерях энергии $\Delta > \Delta^*(\delta^*)$ частица будет утрачена в процессе накопления. Данные потери будут локализованы в местах максимального значения дисперсионной функции накопителя.

Таблица

t мг/см ²	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
D_H^- %	0,63	0,39 $\cdot 10^{-2}$	0,25 $\cdot 10^{-4}$	-	0,96 $\cdot 10^{-9}$	-	-	-	-	-
D_H^0 %	25,6	4,63	0,81	0,14	0,24 $\cdot 10^{-1}$	0,43 $\cdot 10^{-2}$	0,74 $\cdot 10^{-3}$	0,13 $\cdot 10^{-3}$	0,22 $\cdot 10^{-4}$	0,39 $\cdot 10^{-5}$
D_H^+ %	73,8	95,4	99,2	99,9	99,98	-	-	-	-	-
$\sqrt{\langle \sigma^2 \rangle} \cdot 10^{-2}$ мрад	-	4,90	6,38	7,65	8,79	9,83	10,8	11,7	12,6	13,4
M	-	14,4	21,6	28,7	35,9	43,1	50,3	57,5	64,6	71,8
$P \cdot 10^{-3}$ %	-	0,57	0,85	1,13	1,42	1,70	1,98	2,27	2,55	2,83
Медленный вывод	$\frac{\Delta \mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_x} \cdot 10^{-2}$ %	-	17,2	29,1	41,9	55,3	69,2	83,5	98,2	113,1
	$\frac{\Delta \mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_x} \cdot 10^{-2}$ %	-	2,66	4,51	6,49	8,57	10,7	13,0	15,2	17,6
Быстрый вывод	$\frac{\Delta \mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_x} \cdot 10^{-2}$ %	-	3,3	5,5	8,0	10,5	13,1	15,8	18,6	21,5
	$\frac{\Delta \mathcal{E}_x}{\mathcal{E}_x} \cdot 10^{-2}$ %	-	2,3	3,9	5,6	7,4	9,3	11,2	13,1	15,1
$D_E \cdot 10^{-2}$ %	-	0,081	0,121	0,161	0,202	0,242	0,282	0,323	0,363	0,403
$\mathcal{R}$, Вт	-	0,6	0,9	1,2	1,5	1,8	2,1	2,4	2,7	3,0
T_{cp} , °К	-	570	631	678	717	751	780	806	831	853
T_{max} , °К	-	612	673	720	759	793	822	848	873	895
$D_N \cdot 10^{-2}$ %	-	0,51	0,77	1,02	1,28	1,54	1,79	2,05	2,31	2,56

Для $\Delta \approx \Delta^* \approx 7,7$ МэВ, параметр $\lambda(tm, \Delta) \gg 10^4$. При значениях $\lambda(tm, \Delta) \gg 1$ функцию Ландау можно приближенно представить в виде [2] $\mathcal{Y}_A[\lambda(tm, \Delta)] \approx 1/2\lambda^2$. Если инжектируемый пучок не моноэнергетичен, то доля частиц, имеющих к концу инжекции энергию $E \approx E_0 - \Delta^*$:

$$D_E(E \approx E_0 - \Delta^*) = \int_{\Delta E_{min}}^{\Delta E_{max}} f(E, y) dy \int_{\Delta^* - y}^{\Delta^* + y} \mathcal{P}(tm, x, y) dx,$$

где $\mathcal{P}(tm, x, y) \equiv \mathcal{P}(tm, x)$ при энергии $(E_0 + y)$; $f(E_0, y)$ - функция распределения инжектируемого пучка энергетические потери в мишени можно определить $[E_0 - \Delta E_{min}, E_0 + \Delta E_{max}]$.

В табл. приведены значения доли потерь D_E в зависимости от толщины мишени для случая инжектируемого пучка с равномерным импульсным разбросом $\Delta p/p$ в интервале $(-0,002; 0,002)$.

Температурный режим мишени

За время инжекции в течение 0,1 мс пучок нагревает мишень, а между периодами инжекции она остывает из-за теплового излучения. Для каждого импульса инжектируемого пучка энергетические потери в мишени можно определить $Q \approx n_0 (\bar{\mathcal{E}}_p tm + 2 \bar{\mathcal{E}}_{ee} t)$, где $\bar{\mathcal{E}}_p$ и $\bar{\mathcal{E}}_{ee}$ - энергетические потери на единицу длины протонов и электронов, полученных в результате обдирки ионов H^- ;

n_0 - число ионов H^- в инжектируемом пучке.

Значения выделяемой в мишени мощности $\mathcal{R} = Qf$, где f - частота работы накопителя, также приведены в табл. I.

Среднюю температуру мишени можно оценить, считая, что охлаждение идет за счет теплового излучения: $T_{cp} = (R/2\kappa\delta S)^{1/4}$, где S – площадь сечения пучка на мишени; κ – коэффициент черноты графита; δ – постоянная Больцмана. Во всех режимах работы накопителя $S \approx 0,5 \text{ см}^2$. Скачок температуры ΔT за время импульса инжекции $\Delta T = Q/Stc$, где c – удельная теплоемкость графита; t – толщина мишени в г/см². Максимальная средняя температура графитовой мишени $T_{max} = T_{cp} + \frac{\Delta T}{2}$. Значения T_{cp} и T_{max} приведены в табл.

Время жизни мишени, оцененное по методике работы [7], для проектируемых режимов работы накопителя составляет $t_{ж} \sim 50$ ч.

Ядерные взаимодействия

Сечение полного взаимодействия протонов с энергией 600 МэВ с ядрами углерода [8] $\sigma_{tot} = 0,324 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Рассчитанные вероятности ядерных взаимодействий D_n протонов в перезарядной мишени даны в табл.

Заключение

Из результатов проведенного анализа следует, что перезарядная мишень оказывает существенное влияние на динамику накопленного пучка. Применение спиральной инжекции в накопитель при большом числе оборотов циркулирующего пучка за время инжекции оправдано, так как позволяет существенно снизить (примерно на порядок) среднее число проходов каждого протона через мишень и тем самым уменьшить неконтролируемые потери частиц и улучшить радиационную обстановку на накопителе.

Изменения, возникающие в энергетическом спектре циркулирующего пучка при многократном прохождении через перезарядную мишень, приводят к дополнительным потерям, по порядку величины сравнимым с другими источниками потерь.

Для инжекции в накопитель протонов Московской мезонной фабрики предполагается использовать углеродную мишень толщиной 0,3 мг/см². При этом ожидаемая эффективность перезарядки на мишени $\sim 99\%$, неконтролируемые потери пучка $\sim 10^{-2}\%$, возрастание среднеквадратичного эмиттанса накопленного пучка из-за многократного прохождения через мишень в зависимости от режима $\sim (0,05 + 0,3)\%$.

Л и т е р а т у р а

1. Gillespie G.H. Phys. rev., A16, 3, 1977, p.943.
2. Калашников Н.П. и др. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М., Атомиздат, 1980.
3. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. М., Атомиздат, 1970.
4. Molier G. Zeits. fur Naturf., 3a, 1948, p.78.
5. Стародубцев С.В. Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, ФАН, 1970, с.44.
6. Cooper R.K., Lawrence. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-22, 3, 1975.
7. Колтелов Э.А. и др. Препринт ИЯИ АН СССР П-0421, М., 1985.
8. Барашенков В.С. и др. Взаимодействия высокоэнергетических частиц с атомными ядрами. М., Атомиздат, 1972.
9. Philip F.Heads. IEEE Trans.Nucl.Sci., NS-20, 3, 1973, p.401.

МЕТОД РАСЧЕТА РЕЗОНАТОРОВ УСКОРИТЕЛЕЙ И ЕГО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА

А.Н.Беспалов, Ю.А.Кузнецов

Отдел вычислительной математики АН СССР, Москва

А.А.Глазов, Е.Н.Заплатин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Введение

Высокочастотная ускоряющая структура является одной из важнейших систем любого современного ускорителя заряженных частиц. Более того, стоимость ВЧ систем составляет значительную часть от стоимости всего ускорителя. Поэтому для более эффективной разработки таких систем в настоящее время используются различные разновидности программ численного моделирования на ЭВМ.

Большинство ВЧ структур имеют цилиндрическую симметрию, минимальная ускоряющая мода также имеет цилиндрическую симметрию и, следовательно, может быть описана одной скалярной переменной в двумерной сетке. Поэтому большое развитие получили двумерные программы по расчету резонаторов. Тем не менее во многих ускорителях в качестве ускоряющих систем используются резонаторы с сугубо трехмерной геометрией. Для таких конфигураций только решение полной трехмерной задачи может дать существенные результаты.

В настоящее время еще только начинается использование трехмерных программ для проектирования ускорителей. Однако кажется, что единственным ограничением на нахождение достаточно точных приближенных решений уравнений Максвелла является недостаток времени центрального процессора, необходимость огромной памяти машины и другие подобные проблемы. Поэтому представляется интересным приводимое описание и использование для расчета резонатора дейтронного циклотрона ДЦ-1 [1] новой трехмерной программы, в которой решена проблема большой памяти ЭВМ.

1. Дифференциальная задача

Пусть в трехмерном пространстве область Ω задает внутренность объемного резонатора с идеально проводящей поверхностью $\partial\Omega$. Будем считать, что средой внутри резонатора является вакуум. Задача о собственных электромагнитных колебаниях этого резонатора ставится следующим образом: найти такие значения $k = \text{const} \neq 0$, при которых система дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} \text{rot } \vec{E} &= k \vec{H} \\ \text{rot } \vec{H} &= k \vec{E} \end{aligned} \quad (1.1)$$

имеет в области Ω нетривиальное решение $\{\vec{E}, \vec{H}\}$, удовлетворяющее граничному условию

$$[\vec{E} \times \vec{n}] = 0 \quad \text{на } \partial\Omega. \quad (1.2)$$

Здесь $\vec{E} = \vec{E}(x_1, x_2, x_3)$ и $\vec{H} = \vec{H}(x_1, x_2, x_3)$ - амплитуды колебаний напряженностей соответственно электрического и магнитного полей в точке (x_1, x_2, x_3) , $\vec{n}$ - единичный вектор внешней нормали к $\partial\Omega$, $k = \frac{2\pi f}{c}$, где f - частота колебаний, c - скорость света в вакууме.

Нетрудно показать [2], что все собственные числа k задачи (I.1)-(I.2) вещественны и, вследствие тождества $\text{div } \text{rot} \vec{E} \equiv 0$, собственные вектор-функции являются бездивергентными.

Исключая из системы (I.1) вектор-функцию $\vec{H}$ и используя соотношение $\Delta \vec{E} = \text{rot } \text{rot} \vec{E} - \text{grad } \text{div} \vec{E}$ и условие бездивергентности, мы приходим к проблеме собственных значений с оператором Лапласа:

$$\begin{aligned} -\Delta \vec{E} &= \lambda \vec{E} \quad \text{в } \Omega \\ [\vec{E} \times \vec{n}] &= 0 \quad \text{на } \partial\Omega \\ \text{div } \vec{E} &= 0 \quad \text{на } \partial\Omega \\ \lambda &= k^2 \end{aligned} \quad (I.3)$$

при дополнительном условии

$$\text{div } \vec{E} = 0 \quad \text{в } \Omega. \quad (I.4)$$

Если отдельно от условия (I.4) рассматривать задачу на собственные значения (I.3), то у нее будут существовать так называемые "паразитные" решения $\{\vec{\lambda}, \vec{E}\}$, такие, что вектор-функция $\vec{E}$ условию (I.4) не удовлетворяет. Можно показать [2], что множество таких собственных чисел $\vec{\lambda}$ совпадает с множеством собственных чисел спектральной задачи

$$\begin{aligned} -\Delta \varphi &= \vec{\lambda} \varphi \quad \text{в } \Omega \\ \varphi &= 0 \quad \text{на } \partial\Omega, \end{aligned} \quad (I.5)$$

причем $\vec{E} = \text{grad } \varphi$.

2. Конечно-разностная задача и метод ее решения

Для аппроксимации задачи (I.1)-(I.2) воспользуемся подходом к построению конечно-разностных аналогов основных дифференциальных операторов математической физики, который был предложен в [3] и модифицирован применительно к данной задаче в [6]. Этот подход заключается в построении в области Ω равномерных прямоугольных сеток $\Omega_{h,E}$, $\Omega_{h,N}$, $\Omega_{h,\text{div}E}$ и $\Omega_{h,\text{div}N}$ для компонент $\vec{E}$, $\vec{H}$ и значений $\text{div } \vec{E}$, $\text{div } \vec{H}$, смещенных друг относительно друга на полшага определенным образом. Смещение сеток позволяет ввести такие конечно-разностные аналоги дифференциальных операторов rot , div и grad , которые сохраняют на сеточном уровне все основные свойства дифференциальных операторов-преобразов. Поэтому на сеточный уровень автоматически переносятся все рассуждения и преобразования из раздела I. Аппроксимацию можно осуществлять не только в декартовой, но и в других ортогональных системах координат, например, в цилиндрической.

Таким образом, в результате аппроксимации мы получили сеточную проблему собственных значений, соответствующую задаче (I.3)-(I.4):

$$\begin{aligned} -\Delta_h^E E^k &= \lambda E^k \quad \text{в } \Omega_{h,E} \\ E^k &= 0 \quad \text{на } \partial\Omega_{h,E} \\ \text{div}_h^E E^k &= 0 \quad \text{на } \partial\Omega_{h,\text{div}E}, \quad \lambda = k^2 \end{aligned} \quad (2.1)$$

при условии

$$\text{div}_h^E E^k = 0 \quad \text{в } \Omega_{h,\text{div}E}. \quad (2.2)$$

Среди собственных пар $\{\lambda, E^A\}$ задачи (2.1) имеются паразитные, т.е. не удовлетворяющие условию (2.2). Их можно найти из конечно-разностного аналога (1.5).

Поставим задачу о нахождении минимального собственного числа λ_1 задачи (2.1) и значений соответствующей ему собственной функции E^A в интересующих нас участках Ω . Эта собственная пара соответствует основной моде резонатора Ω (если не является паразитной). Для решения этой задачи предлагается использовать подход, основанный на идеях метода фиктивных компонент [4,5].

Дополним сетку $\Omega_{h,E}$ фиктивными компонентами так, чтобы получилась сетка $G_{h,E}$ в некотором параллелепипеде G , содержащем Ω . На этой сетке можно сформулировать (см. [4,5]) вспомогательную спектральную задачу, параметрически зависящую от λ , у которой минимальное собственное число $\mu_1(\lambda)$ положительно при $\lambda < \lambda_1$, равно нулю при $\lambda = \lambda_1$, и отрицательно при $\lambda > \lambda_1$. На основании этого мы можем найти $\mu_1(\lambda)$ методом деления отрезка пополам. Собственные функции этой задачи равны нулю во всех узлах $G_{h,E}$, за исключением узлов $\Omega_{h,E}$, соседних с участком границы $\partial\Omega \cap G$. Это дает возможность построить для вычисления $\mu_1(\lambda)$ итерационный процесс, который оперирует с сеточными функциями, отличными от нуля только в указанном подмножестве узлов $\Omega_{h,E}$. Количество таких узлов — величина порядка $N^{2/3}$, где N — число узлов $\Omega_{h,E}$.

Таким образом, метод решения поставленной задачи состоит из двух итерационных процессов: внешнего — метода деления отрезка пополам и внутреннего — метода вычисления $\mu_1(\lambda, \{e^i\})$, где $\lambda, \{e^i\}$ — текущее приближение к искомому λ_1 .

Для реализации внутреннего итерационного процесса на каждом шаге необходимо решать систему сеточных уравнений с оператором $-\Delta_E^A - \lambda$ на сетке $G_{h,E}$ в параллелепипеде G . Правая часть в этих задачах отлична от нуля только в указанном выше подмножестве узлов $\Omega_{h,E}$. Решение при этом требуется найти только в этих же, а также некоторых соседних узлах $G_{h,E}$. Эта задача решается с помощью некоторого специального варианта метода разделения переменных с затратой порядка $N \log N$ арифметических действий и $\sim N^{2/3}$ дополнительных ячеек памяти. Таким образом, рассматриваемый метод в целом имеет весьма низкие требования к памяти ЭВМ.

В конце внешнего итерационного процесса мы можем вычислить значения искомой собственной функции в любом наперед заданном множестве узлов сетки, используя собственную функцию вспомогательной задачи, которая соответствует $\mu_1(\lambda_1) = 0$.

3. Результаты численных экспериментов

Рассмотренный выше метод был применен для вычисления основной моды ускоряющего резонатора, изображенного на рис.1. Для аппроксимации задачи использовалась цилиндрическая система координат. При этом некоторые плоские поверхности $\partial\Omega$ заменялись цилиндрическими поверхностями, чтобы удовлетворить условиям, поставленным на $\partial\Omega$ в разделе 2. Искажение области Ω при этом является незначительным.

Рассматриваемый резонатор Ω имеет две плоскости симметрии, поэтому расчет проводился в 1/4 его части. При этом на плоскостях симметрии ставились известные граничные условия (рис.2).

Большинство расчетов проводилось на сетке $n_r = 42$, $n_\theta = 30$, $n_z = 45$, что соответствует значению $N \approx 170000$. При этом требуемая память ЭВМ составила около 40000 действительных чисел, т.е. порядка 25% от N .

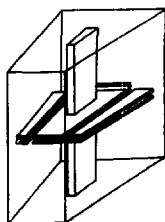


Рис.1. Схематический вид Δ -резонатора.

В экспериментах вычислялось значение λ , и распределение ускоряющего напряжения при различных значениях высоты резонатора B и величины зазора подстроечного конденсатора d_c . Каждый расчет требовал 2-3 часа на ЭВМ с производительностью порядка 1 млн.оп./с, при этом значение разностной задачи вычислялось с относительной точностью $\varepsilon = 10^{-4} + 10^{-3}$, что вполне достаточно для практики.

Некоторое представление о сходимости минимального собственного числа разностной задачи к значению λ , дифференциальной задачи дает таблица. В ней приведены результаты расчета λ , на последовательности измельчающихся сеток, для резонатора с несколько иными геометрическими размерами и, соответственно, другой начальной сеткой.

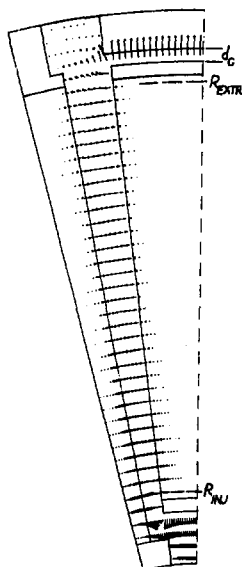


Рис.2. Расчетная геометрия ускоряющей структуры Δ -электрод и распределение электрического поля.

Т а б л и ц а

№	n_g	n_p	n_z	N	Оперативная память в % от N	$\lambda, \text{нм}$	Время
1	23	42	30	87000	28000 30%	2,059	50
2	23	42	60	174000	50000 25%	2,076	50
3	23	84	60	350000	75000 20%	2,078	2 ч.
4	46	84	60	700000	100000 15%	2,081	5 ч. 20

$\varepsilon = 10^{-4}$ общее время ~ 9 ч.

Результаты расчетов сравнивались с экспериментальными данными, полученными при исследовании модели Δ -резонатора в масштабе 1:2. На рис.3 представлены теоретическая (2) и экспериментальная (1) зависимости собственной частоты от высоты резонатора. Наибольшее расхождение результатов составляет 1%. Зависимости частоты от зазора подстроечного конденсатора d_c резонатора приведены на рис.4. Несовпадение теоретических и экспериментальных кривых объясняется невозможностью получения этих характеристик в теории и эксперименте для одной и той же высоты резонатора.

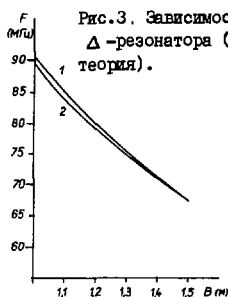


Рис.3. Зависимость частоты от высоты Δ -резонатора (1 - эксперимент, 2 - теория).

Рис.4. Зависимость частоты от зазора в конденсаторе для разных высот Δ -резонатора В (1 - теория, 2 - эксперимент).

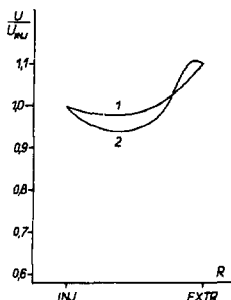
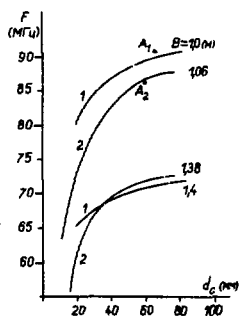


Рис.5. Распределение напряжения вдоль ускоряющего зазора (1 - теория, 2 - эксперимент).

Для подтверждения качества расчета на рис.4 нанесены точки A_1 и A_2 . Значение частоты в точке A_1 получено из экспериментальной зависимости (1) рис.3 для высоты резонатора $B = 1,0$ м. Значение частоты в точке A_2 получено из теоретической кривой (2) на рис.3 для $B = 1,06$ м. Таким образом, при сравнении значений частот в точке A_1 и кривой (1) и в точке A_2 и кривой (2) на рис.4 видно, что расхождение составляет не более 1%.

На рис.5 представлены радиальные распределения относительного напряжения в ускоряющем зазоре. Необходимо отметить, что ошибка как расчета, так и эксперимента при определении радиального распределения напряжения максимальна вблизи угловых точек центрального Δ -электродов. Поэтому для практического использования подобных характеристик необходимо отбрасывать значения этих точек.

Л и т е р а т у р а

1. А.А.Глазов, Е.Н.Заплатин. ОИЯИ, Р9-86-139, Дубна, 1986.
2. В.В.Никольский. Вариационные методы для внутренних задач электродинамики. - М.: Наука, 1967.
3. В.И.Лебедев. Разностные аналоги ортогональных разложений, основных дифференциальных операторов и некоторых краевых задач математической физики. - ЖВМ и МЭ, 1964, т.4, № 3-4.
4. Ю.А.Кузнецов. Вычислительные методы в подпространствах. - В сб.: Вычислительные процессы и системы. П.-М.: Наука, 1985, с.265-350.
5. Ю.А.Кузнецов. Методы фиктивных компонент и разбиения области для задач на собственные значения. - М.: ОВМ АН СССР, 1985, 22 с.
6. А.Н.Беспалов. Блочнo-релаксационный метод в подпространстве для вычисления минимальной собственной частоты объемного резонатора. - В сб.: Методы вычислительной и прикладной математики, М., ОВМ АН СССР, 1985, с.30-50.

ВЫВОД ИЗ ЦИКЛОТРОНА ПРОТОНОВ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ $\sim 950-1300$ МЭВ НА ОСНОВЕ ЦЕЛОГО РЕЗОНАНСА $Q_z = 2$

Л.А.Саркисян, Т.А.Чернышенко

Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

Высокоэффективный вывод из циклотрона релятивистских протонов на основе целого резонанса по свободным радиальным колебаниям связан с достижением радиального разделения между последовательными орбитами, превышающим радиальные размеры пучка. Резонансный вывод релятивистских частиц стал понятен в результате исследования механизма прохождения пучком протонов целого резонанса $Q_z = 2$ [1-9]. В 1975 г. впервые на основе численного интегрирования полных нелинейных по z и z' уравнений движения было теоретически установлено неизвестное ранее явление сохранения эмиттанса пучка заряженных частиц при циклотронном режиме ускорения, заключающееся в том, что в магнитном поле с пространственной вариацией сохраняется пространственно-временное распределение частиц пучка при целом резонансе и после его прохождения, обусловленное когерентным воздействием резонанса на частицы. Т.е. впервые было показано, что в циклотроне целый резонанс (в частности, $Q_z = 2$) воздействует лишь на вынужденные радиальные колебания (искажаются замкнутые орбиты), а эмиттанс пучка сохраняется [1]. Отметим, что чем больше абсолютное значение целого резонанса, тем сильнее теряется индивидуальность частиц пучка (моноэнергетичный пучок) при прохождении резонансной зоны.

На рис. 1 представлено изменение в процессе динамического прохождения целого резонанса $Q_z = 2$ амплитуды вынужденных радиальных колебаний протона, полученное на основе расчетов по полной системе уравнений движения (кривые 5-7) и на основе аналитического линейного рассмотрения (кривые 1-4, прямая линия - асимптотическое значение амплитуды). Расчеты проведены для двух параметров циклотрона в зависимости от второй гармоники магнитного поля H_2 при наборе энергии за оборот $eV = 3$ МэВ [2-9].

В работах [7,8] был предложен и численно исследован способ вывода пучка из циклотрона с варьируемой энергией на основе целого резонанса, заключающийся в том, что за счет изменения резонансной гармоники магнитного поля E_z (в основном) и набора энергии за оборот можно изменять нелинейный адвент частоты свободных радиальных колебаний (что обусловлено кубической нелинейностью по координате), и тем самым изменять энергию (радиус), при которой достигается целый резонанс. Вывод пучка осуществляется в зоне целого резонанса до его достижения (нарастающие участки кривых 5-7). Изменение энергии частиц $\sim 0,1 \ell E_0$ при максимальной энергии $\sim \ell E_0$ ($\ell = 1, 2, 3, \dots$).

В настоящей работе мы остановимся на втором способе вывода пучка на основе целого резонанса [8,9]. Как видно из рис. 1, после достижения максимума изменение в процессе ускорения амплитуды вынужденных радиальных колебаний протона носит характер затухающих колебаний. Это обусловлено квадратичной нелинейностью по скорости в уравнениях движения - членом [5,6,8,9]

$$\frac{3}{2} \frac{z'^2}{z^2} \operatorname{sgn} z' E_z \cos s\varphi, \quad (1)$$

где $z' = \frac{dz}{dt}$, $\operatorname{sgn} z'$ равен 1 при $z' > 0$ и -1 при $z' < 0$.

Из теории колебаний известно, что чем быстрее осуществляется прохождение через целый резонанс (сила трения отлична от нуля; система линейная либо нелинейная), тем характернее выражены после первого максимума несколько меньших максимумов. Со временем размах колебаний, а также их периоды уменьшаются [10-12]. После резонансного уменьшения амплитуды вынужденных радиальных колебаний практически отсутствуют в линейной системе (кривые 1-4).

На искаженной замкнутой орбите возникает знакопеременная нелинейная радиальная компонента скорости U_z . Поскольку $U^2 = U_y^2 + U_z^2$, часть энергии перешла в энергию радиального движения. Т.о., если использовать терминологию теории колебаний, то нелинейный член (1) играет роль магнитной "силы трения" ("силы противодействия"). Отметим, что исследование нелинейных уравнений приводит к возникновению новых представлений, новых понятий. В линейной системе с увеличением возмущения изменения носят количественный характер, новых качеств не возникает [11, 13].

Из кривых 5-7 видно, что амплитуда колебаний вынужденных радиальных колебаний в послерезонансной зоне примерно равна

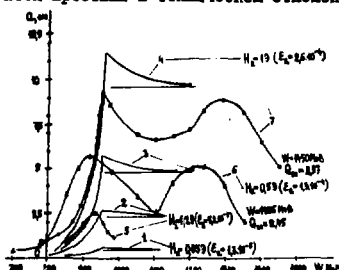
$$a \approx \frac{\pi \epsilon \mathcal{E}_s}{2s} \left(\frac{W}{eV} \right)^{1/2}. \quad (2)$$

Следовательно, чем больше $\mathcal{E}_s$ и меньше eV , тем больше искажение замкнутой орбиты и после достижения целого резонанса. Резонансный шаг орбиты в послерезонансной зоне

$$\Delta z = \frac{\pi \epsilon \mathcal{E}_s}{s} \quad (3)$$

определяется значением гармоники поля $\mathcal{E}_s$ в зоне резонанса. Т.к. эммитанс пучка сохраняется в послерезонансной зоне, возможно осуществить вывод протонов с варьируемой энергией, превышающей кратную энергию покоя $\sim \epsilon E_0$, на основе целого резонанса в послерезонансной зоне на уменьшающихся и растущих участках кривых 6 и 7 [8, 9]. На рис. 2 приведено поведение протонного пучка на радиальной фазовой плоскости при $H_2 = 0,5$ э и $eV = 3$ МэВ/об. Видно, что можно достичь достаточного радиального разделения между последовательными осеротами пучка, чтобы установить дефлектор и отклонить протоны с энергией 995, 1118, 1154, 1169 и 1268 МэВ. С ростом энергии протона дефлектор перемещают в сторону больших радиусов и повышают напряжение на нем.

Предложенные в работе способы вывода пучка на основе целого резонанса являются простыми в техническом отношении и глубокими по сравнению с существующими.



Кривая	$H_2, \text{э}$	$\mathcal{E}_s \cdot 10^{-4}$
I	0,05	0,13
2,5	0,2	0,52
3,6	0,5	1,3
4,7	I	2,6

Рис. 1. Поведение амплитуды вынужденных радиальных колебаний протона при прохождении целого резонанса $Q_z = 2$ в зависимости от H_2 при $eV = 3$ МэВ/об, рассчитанное в линейной (кривые 1-4) и нелинейной (кривые 5-7) системах для двух вариантов циклотрона:

1. $H_0 = 2$ кэ, $N = 20$, $\mathcal{E} = 1$, $\lambda = 35,4$ см, $Q_z = 1,1$, $\tau_{\infty} = 1563,72$ см (кривые 1-3, 5, 6).

2. $H_0 = 2$ кэ, $N = 20$, $\mathcal{E} = 0,594$, $\lambda = 23,1$ см, $Q_z = 0,9$, $\tau_{\infty} = 1563,72$ см (кривые 4, 7).

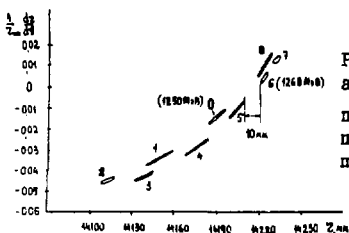
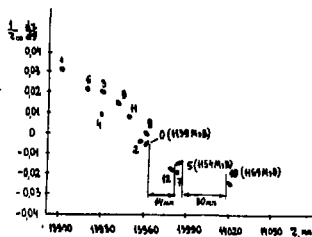
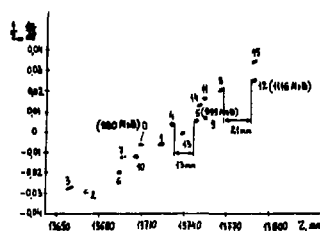


Рис. 2. Поведение пучка протонов на радиальной фазовой плоскости ($Z, \frac{1}{2} \frac{dz}{dy}$) при $\varphi = \text{const}$, $H_2 = 0,5 \text{ Э}$, $eV = \text{МэВ/од}$ после прохождения пеллового резонанса $Q_z = 2$ при различных энергиях.

Л и т е р а т у р а

1. Sarkisyan L.A. Proc. 7th Int. Conf. Cyclotrons and their Applications, Basel, 1975, p. 324.
2. Sarkisyan L.A. Nucl. Inst. and Meth., 1977, v. 142, p. 293.
3. Саркисян Л.А. Вестник МГУ, 1979, серия 3, т. 20, № 3, с. 45.
4. Саркисян Л.А. Труды Всесоюзного совещания по ускорителям ионов низких и средних энергий, Киев, Научова думка, 1982, с. 178.
5. Саркисян Л.А. Труды Межвузовского сборника "Химия твердого тела", Свердловск, Изд. Уральского политехнического института, 1984, с. 127.
6. Саркисян Л.А., Чернышенко Т.А. Вестник МГУ, 1984, серия 3, т. 25, № 5, с. 109; Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1985, т. 2, с. 222; Nucl. Inst. and Meth., 1985, v. A 236, p. 34.
7. Саркисян Л.А. Вестник МГУ, 1984, серия 3, т. 25, № 6, с. 59; Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, Дубна, 1985, т. 1, с. 361; Nucl. Inst. and Meth., 1985, v. A 236, p. 31.
8. Саркисян Л.А. Препринт ОИЯИ, Р9-85-707, Дубна, 1985, с. 288.
9. Саркисян Л.А., Чернышенко Т.А. Вестник МГУ, 1985, серия 3, т. 26, № 6, с. 26.
10. Lewis F.W. Trans. of ASME, 1932, v. 54, p. 258.
11. Митропольский Ю.А. Нестационарные процессы в нелинейных колебательных системах, Киев: Изд. АН СССР, 1955.
12. Бондарь Н.Н. Нелинейные стационарные колебания, Киев: Научова думка, 1974.
13. Самарский А.А., Курдюмов С.П., Ахромеева Т.С., Малинецкий. Вестник АН СССР, 1985, № 9, с. 64.

ТРЕБОВАНИЯ К ТОЧНОСТИ РЕГИСТРИРУЕМЫХ АППАРАТУРЫ В ЗАВИСИМОСТИ ОТ ПРОЦЕДУР НАСТРОЙКИ СЛОЖНЫХ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

А.В.Самойлов

Институт ядерных исследований АН СССР, Москва

Б.С.Волков, А.А.Майоров, П.В.Шевцов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Прогресс ускорительной техники немислим без автоматизации управления ускорителями и системами транспортировки частиц. Общая схема построения систем автоматизированного управления включает в себя, как правило, развитую систему контроля за параметрами оборудования и пучка, а также пакет программ настройки параметров пучка. Последние обычно строятся следующим образом. Пусть Y - контролируемые параметры пучка, X - варьируемые параметры магнитооптической системы (МОС), Z - вектор, описывающий влияние входных параметров пучка, а Y^* - требуемое состояние МОС. Тогда алгоритм настройки состоит либо в минимизации функционала $F = (Y(X, Z) - Y^*)^T W (Y(X, Z) - Y^*)$, либо в линеаризации уравнений $Y(X, Z) = Y^*$ и решении линейной системы уравнений:

$$Z + AX = Y^*, \quad A = \left\{ \frac{\partial Y_i}{\partial x_j} \right\}. \quad (1)$$

К сожалению, порой происходит чрезмерное увлечение возможностями современной электроники и вычислительной техники в ущерб строгому математическому анализу схем расположения регистрирующей и корректирующей аппаратуры, сходимости алгоритмов настройки. В настоящей работе рассматриваются некоторые вопросы такого анализа. Для анализа схем настройки необходимо иметь: теоретическую модель МОС (мы будем пользоваться матричным формализмом первого порядка $/1/$) и методы анализа устойчивости возникающих систем уравнений. Удобным аппаратом такого анализа являются числа обусловленности матриц $/2/$.

Наличие теоретической модели позволяет ещё на стадии проектирования выяснить разрешимость системы уравнений (1), выбрать наиболее надёжную схему настройки, иметь физически наглядную картину работы схемы. Проанализировать устойчивость схемы, её надёжность позволяют числа обусловленности матрицы. Причём они позволяют выяснить не только численную устойчивость уравнений к ошибкам измерения параметров пучка Y и задания матрицы A , необходимость регуляризации, но и определить чисто техническую работоспособность схемы, не связанную с точностью вычислений.

Действительно, кроме матрицы A , схема управления характеризуется также рядом других параметров:

а) уровнем стабилизации параметров МОС (например, полей) $\delta_{\text{стаб}}$, т.е. величиной максимальных самопроизвольных отклонений параметров МОС от установленных значений за время, сравнимое с временем, требуемым для внесения корректирующих поправок: $\delta_{\text{стаб}} = \max \|x(t) - x^*\|, t \in [t_1, t_{\text{max}}]$;

б) уровнем необходимой стабилизации параметров пучка, т.е. величиной максимально допустимых отклонений параметров пучка от требуемого режима:

$$\delta_{\text{необ}} = \max \|Y(t) - Y^*\|, t \in [t_1, t_{\text{max}}];$$

в) шириной рабочего диапазона параметров МОС, а именно величиной $\delta_{\text{max}} = \max \|x(t)\|$,

$\chi \in D_\chi$, где D_χ - множество векторов $\Delta \chi$, таких, что $\chi = \chi^* + \Delta \chi$ принадлежит рабочему диапазону параметров МОС;

г) шириной диапазона значений параметров входного пучка $\varepsilon_{max} = \max \|\Delta Z\|$, $\Delta Z \in D_Z$, где D_Z - множество векторов ΔZ , таких, что $Z = Z^* + \Delta Z$ принадлежит диапазону вероятных значений Z .

Тогда для того, чтобы из-за нестабильностей параметров МОС параметры пучка не выходили за пределы уровня необходимой стабилизации, мы должны потребовать $\|A \Delta \chi\| \leq \|A\| \cdot \|\Delta \chi\| \leq \|A\| \cdot \delta_{stab} \leq \varepsilon_{stab}$ или

$$\|A\| \leq \varepsilon_{stab} / \delta_{stab}. \quad (2)$$

С другой стороны, мы должны предусмотреть коррекцию любого отклонения, произошедшего за счет изменения параметров входного пучка:

$$\|A^{-1} \Delta Y\| \leq \|A^{-1}\| \cdot \|\Delta Y\| \leq \|A^{-1}\| \cdot \varepsilon_{max} \leq \delta_{max}, \quad \text{откуда}$$

$$\|A^{-1}\| \leq \delta_{max} / \varepsilon_{max}. \quad (3)$$

Условия (2,3) удобно объединить в единый критерий управляемости:

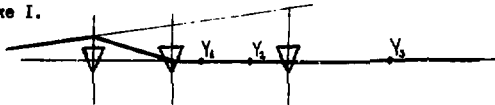
$$1 \leq \|A\| \cdot \|A^{-1}\| = \text{Cond } A \leq \text{Cond}, \quad (4)$$

где $\text{cond} = (\varepsilon_{stab} \cdot \delta_{max}) / (\varepsilon_{max} \cdot \delta_{stab})$ - коэффициент управляемости системы.

Таким образом, мы получили необходимое условие управляемости МОС. Естественно, это справедливо для любого устройства, описываемого системой (I). Следует особо подчеркнуть его независимость от точности решения системы уравнений (I). Это чисто техническое ограничение. Ослабить его можно, либо изменив значение коэффициента управляемости, увеличивая один из следующих параметров МОС: скорость работы программ настройки, стабильность параметров МОС, ширину рабочего диапазона параметров МОС; либо уменьшая ширину диапазона значений параметров входного пучка. Если это не удастся, то остается либо менять схему настройки, изменяя тем самым A , либо отказываться от чрезмерной стабилизации пучка. Рассмотрим применение описанного выше подхода к анализу схем настройки МОС на примере алгоритма коррекции направления движения пучка /3,4/.

Как показано в /3/, задача проведения пучка через N детекторов формализуется в виде системы уравнений (I), где $A = \{a_{ik} = T_{ik}(k, \bar{i})\}$ - соответствующий элемент матрицы переноса от эффективного центра поворота в k -м магните до $\bar{i}$ -го детектора, $\chi = \{\chi_i = \beta_{0i} + \Delta \beta_i\}$, $\Delta \beta_i$ - необходимые поправки к полям в магнитах, β_{0i} - некоторые коэффициенты, Y - вектор показаний детекторов, Z - вклад, вызванный отклонением $\Delta \beta$ от расчетного импульса и отклонением от центральной траектории на входе в систему. Подробный анализ условий разрешимости уравнений коррекции и рекомендации по расстановке детекторов и корректирующих магнитов можно найти в /3/. Здесь же мы проанализируем две схемы коррекции, экспериментальный опыт работы с которыми описан в статье /5/. Первая из схем приведена на рисунке 1.

Рис. I



В этом случае

$$A = \begin{pmatrix} T_{12}(1, \bar{1}) & T_{12}(2, \bar{1}) & 0 \\ T_{12}(1, \bar{2}) & T_{12}(2, \bar{2}) & 0 \\ T_{12}(1, \bar{3}) & T_{12}(2, \bar{3}) & T_{12}(3, \bar{3}) \end{pmatrix}, \quad \det A = T_{12}(3, \bar{3}) T_{12}(1, \bar{2}) T_{12}(1, \bar{1}). \quad (5)$$

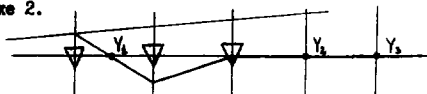
Из выражения (5) становится ясно, что схема будет работоспособна лишь в том случае, если ни один из входящих в (5) матричных элементов не равен нулю, т.е. между соответствующими детекторами и магнитами не должно быть преобразования "точка в точку".

В статье /5/ приводится следующая экспериментальная матрица:

$$A = \begin{pmatrix} 0,011 & 0,73 & 0 \\ 0,013 & 0,46 & 0 \\ 0,021 & -0,02 & 0,37 \end{pmatrix} \quad \Delta A = \begin{pmatrix} 0,001 & 0,03 & 0 \\ 0,002 & 0,02 & 0 \\ 0,002 & 0,02 & 0,02 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

Для того чтобы выяснить устойчивость системы, вычислим факторы корреляций $|2,3|$: $\mathcal{K}_1 = 27,8$, $\mathcal{K}_2 = 10,9$, $\mathcal{K}_3 = 16,4$; $|\mathcal{K}| = \frac{1}{3} \sum \mathcal{K}_i = 19,0$. Как видим, факторы корреляции сами по себе невелики, и система весьма устойчива к ошибкам. Малость факторов корреляции позволяет поддерживать довольно жесткие требования на стабильность положения пучка на детекторах. В эксперименте $\frac{\sigma_{\text{пуч}}}{\delta_{\text{стаб}}}$ составляло $\sim 10^4$, $\varepsilon_{\text{стаб}} \sim 10$ мм. Таким образом, $\sigma_{\text{стаб}} = \varepsilon_{\text{стаб}} \cdot 10^4$, откуда с учетом факторов корреляции получаем, что достижимая стабильность положения пучка $\varepsilon_{\text{стаб}} = \sigma_{\text{стаб}} \cdot 10^{-3} \approx 2 \cdot 10^{-2}$ мм. Однако, несмотря на это, эксперимент дал отрицательный результат — итерационный процесс не сходился. Причина этого становится ясной, если учесть ошибки, с которыми были известны элементы матрицы A (матрица ΔA в (6)). Нетрудно вычислить, что $\frac{\|\Delta A\|}{\|A\|} = 5 \cdot 10^{-2}$ и $|\mathcal{K}| \cdot \frac{\|\Delta A\|}{\|A\|} = 1$, что означает $|2|$, что ошибки в матрице A^{-1} имеют тот же порядок величины, что и ее элементы. Т.е. при данной точности матрицы ΔA мы не можем гарантировать ни одного точного десятичного знака в элементах матрицы A^{-1} . Именно это и привело к расходимости итераций. Вторая схема коррекции направления, описанная в статье /5/, представлена на рисунке 2.

Рис.2



Матрица A для такой схемы имеет вид

$$A = \begin{pmatrix} T_{12}(1,1) & 0 & 0 \\ T_{12}(1,2) & T_{12}(2,2) & T_{12}(3,2) \\ T_{12}(1,3) & T_{12}(2,3) & T_{12}(3,3) \end{pmatrix}, \quad \det A = T_{12}(1,1) \cdot T_{12}(2,3) \cdot T_{12}(3,2).$$

Измерения дали следующие значения для элементов матрицы:

$$A = \begin{pmatrix} 0,46 & 0 & 0 \\ -0,02 & 0,37 & 0,02 \\ -0,05 & -0,03 & 0,1 \end{pmatrix}; \quad \Delta A = \begin{pmatrix} 0,01 & 0 & 0 \\ 0,02 & 0,02 & 0,02 \\ 0,02 & 0,02 & 0,02 \end{pmatrix}.$$

Вычисления дают следующие значения факторов корреляции: $\mathcal{K}_1 = 4,01$, $\mathcal{K}_2 = 1,27$, $\mathcal{K}_3 = 1,23$; $|\mathcal{K}| = 1,9$. Максимально возможная стабилизация в этом случае достигает $\varepsilon_{\text{стаб}} \approx 10^{-3}$ мм. $\frac{\|\Delta A\|}{\|A\|}$ здесь несколько больше, чем в предыдущем случае: $\frac{\|\Delta A\|}{\|A\|} = 7,3 \cdot 10^{-2}$. Однако $|\mathcal{K}| \cdot \frac{\|\Delta A\|}{\|A\|} = 0,095$, и, следовательно, хотя и с довольно большими ошибками, но A^{-1} можно вычислить. Это полностью подтверждается сходимостью итерационного процесса, имевшей место в эксперименте. Таким образом, как видно из примеров, предлагаемый подход является достаточно простым и в то же время мощным инструментом анализа схем настройки, позволяющим не прибегая к эксперименту, сравнивать схемы между собой; выявлять "узкие места" схемы; планировать необходимую точность измерений.

Литература

1. K.L.Brown, *Advances in Particle Physics*, N.Y., 1968, Vol.1.
2. A.A.Магочов et al. пр. *ИНФ* 82-143, Серпухов, 1982.
3. Б.С.Волков и др. *Препринт ИЯВ* 78-108, Серпухов, 1978.
4. В.Н.Алексеев и др. Некоторые алгоритмы настройки магнитооптических систем. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, стр. 277-281, ОИЯИ, Дубна, 1985.
5. P.Schutte et al. *ИЯИ*, Vol.97, No.2, p.347, 1971.

СИСТЕМА ДИАГНОСТИКИ И УПРАВЛЕНИЯ ПЕРВИЧНЫМИ ПУЧКАМИ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА МОСКОВСКОЙ МЕЗОННОЙ ФАБРИКИ
 В.К.Горбунов, М.И.Грачев, А.В.Самойлов
 Институт ядерных исследований АН СССР, Москва
 Е.Н.Михеев, В.М.Рыбин, А.П.Цыпляков
 Московский инженерно-физический институт

Назначение системы - обеспечение проводки полученных на ускорителе пучков H^+ к мишеням с минимальными потерями и возможностью параллельной независимой работы нескольких экспериментальных установок /1/. На рис.1 представлен перечень основных аппаратных средств диагностики, настройки и поддержания рабочих режимов каналов транспортировки и формирования пучков. В этой структуре можно выделить три группы устройств:

- устройства, непосредственно контролирующие проводку и формирование пучка /первичные преобразователи параметров пучка /ПП/ с соответственной электроникой считывания и диагностики; управление выходными токами источников питания электромагнитов /ИСТ/; дозиметрия как источник информации о радиационных потерях/ - физические подсистемы;

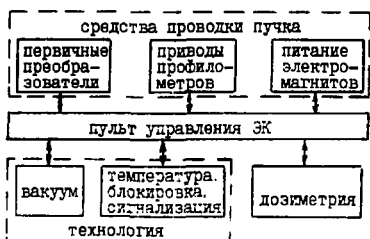


Рис.1

- устройства контроля и диагностики технологических параметров оборудования ЭК /вакуум, температура, блокировка, сигнализация и т.п./
- технологические подсистемы;
- устройства связи с управляемыми

ЭМ экспериментальных установок, управляющим комплексом линейного ускорителя, вычислительным центром института.

1. Физические подсистемы

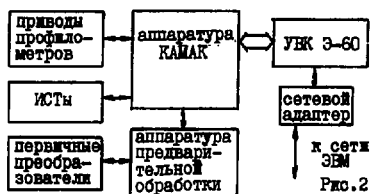
Алгоритмизация задачи проводки и формирования пучка рассмотрена в /2/ и требует соответствующих типов ПП, которые необходимы для: измерения интенсивности пучков, потерь частиц, положения центра тяжести /ЦТ/ пучков, размеров и временной структуры пучков, измерения радиационной обстановки. Спецификой ЭК является многокомпонентность пучка, наличие легкоразрушаемого вещества и полем H^+ -компоненты, присутствие среди пучков относительно малоинтенсивного пучка поляризованных частиц, что накладывает дополнительные условия на выбор ПП:

- ПП должны быть либо "прозрачными", либо их "непрозрачность" не должна приводить к существенному изменению среднего уровня потерь и изменению, в результате перезарядки, степени поляризации H^+ ;
- ПП функционируют в зонах значительной радиационной нагрузки, поэтому их замена возможна только при использовании дистанционно управляемого манипулятора;
- все ПП, кроме детекторов потерь, размещаются внутри вакуумного ионопровода, и их размер по пучку ограничен размером бокса 100 мм.

Метрологические требования: точность - 1%, динамический диапазон - 10^{-4} - определяются главным образом оптикой, которая, в свою очередь, задается динамической величиной пучка. Исходя из выделенного в качестве ПП для измерения интенсивности и временной структуры пучков предполагается использовать магнетон-дуплексный прецизионный преобразователь /МДПП/, который обладает при той же чувст-

вительности, что и электростатический, меньшими размерами воль по пучку и большей помехоустойчивостью, легче калибруется. Для определения ЦТ пучка потребуются модифицированный МИШ. Профилемер - вторичноэмиссионный ПШ, перемещаемый соответствующим приводом /2/. Детекторы потерь - конвекционные камеры, разработанные в ИЭВЗ.

Комплекс физических подсистем в соответствии с алгоритмами проводки пучков, а также исходя из возможностей /быстродействие, объем памяти/ ЭВМ Электроника-60, следует разбить на группы, отвечающие за проводку пучков в пределах функционально законченного участка ЭК, а для согласования входных и выходных параметров этих участков объединить отдельные информационно-управляющие системы /ИУС/ каждого участка в распределенную вычислительную сеть на базе программного обеспечения локальной вычислительной сети типа АЛИСА /5/. Блок-схема одной из ИУС представлена на рис.2.



Основной объем электроники - блоки КАМАК со стандартными функциями /АЦП, таймеры, входные и выходные регистры.../. Для обеспечения необходимых параметров по помехоустойчивости и динамическому диапазону измеряемых величин необходимо создание специализированных блоков предварительной обработки сигналов с ПШ.

Характерной особенностью электромагнитов ЭК является наличие короткозамкнутого витка, а значит, большой постоянной времени изменения установившегося значения тока ~ 1 с. Это дает возможность широкого использования метода ток-частота, перекрывающего большой динамический диапазон /6/. Исключение составляет электроника измерения временной структуры пучка, т.к. в течение макроиимпульса длительностью 100 мкс потребуются до 50 измерений.

Общее количество измерительных каналов сигналов о ПШ во всех секциях:

- интенсивность + временная структура	- 5 каналов;
- центр тяжести пучка	- 140 каналов;
- профилемеры	- 210 каналов;
- датчики потерь /ИК/	- 280 каналов.

Количество приводов профилемеров - 70, источников питания магнитов - 120.

Дипольные и квадрупольные электромагниты ЭК составляют существенную часть оборудования и требуют специфического питания: ток 0,5-1кА, напряжение 48-230В, точность установки и стабилизации тока до 10^{-4} . В нашем случае используются регулируемые источники постоянного тока типа ИСТ. Впервые в промышленных источниках такого типа заложена возможность дистанционного оперативного управления включением-выключением обмотки цепи постоянного тока, величиной выходного тока, а также дистанционного считывания статусной информации и сигналов аварийного состояния. Дальнейшее повышение надежности и возможностей оперативного управления ИСТ-ами и большей частью технологического оборудования связано с применением мультисекционных шин /7/. Система дозиметрии подключается к общей системе управления на уровне ЭВМ подсистем.

2. Технологические подсистемы.

Задачей ИУС вакуумной системы является управление магниторазрядными насосами, контроль уровня вакуума и положения разделительных затворов. Объем ИУС:

- входные регистры аварийных состояний	- 186 каналов;
- входные регистры рабочих состояний	- 324 канала;
- выходные регистры управления о релейной развязкой	- 306 каналов;
- аналоговые сигналы с вакуумметров	- 132 канала.

Объем аппаратуры контроля и диагностики температурных режимов оборудования, блокировок и сигнализации в настоящее время уточняется.

3. Общая конфигурация системы управления и диагностики ЭК

На рис.3 приведена предполагаемая организация вычислительных средств ЭК. Ее основой являются две мини-ЭВМ типа СМ 1420 /СМ 1700/. Их главные функции: обслуживание базы данных, информационное обеспечение пультов управления, основные вычислительные задачи настройки и управления проводкой пучков, а также математическое моделирование, централизованный контроль функционирования ИУС секций и подсистем и координация их работы, развитие программ ИУС подсистем. Центральные ЭВМ расположены рядом с пультом управления ЭК и оснащены полным набором устройств ввода-вывода и хранения информации /магнитофоны, пакетные диски, принтеры, графические терминалы и графопостроители/. Связь центральных ЭВМ с ИУС секций и подсистем осуществляется на базе вышеупомянутой вычислительной сети. Основной объем аппаратуры диагностики и управления КАМАК со встроенными микро-ЭВМ находится в экспериментальном зале в пределах биологической защиты /8/ по возможности рядом с соответствующим оборудованием.

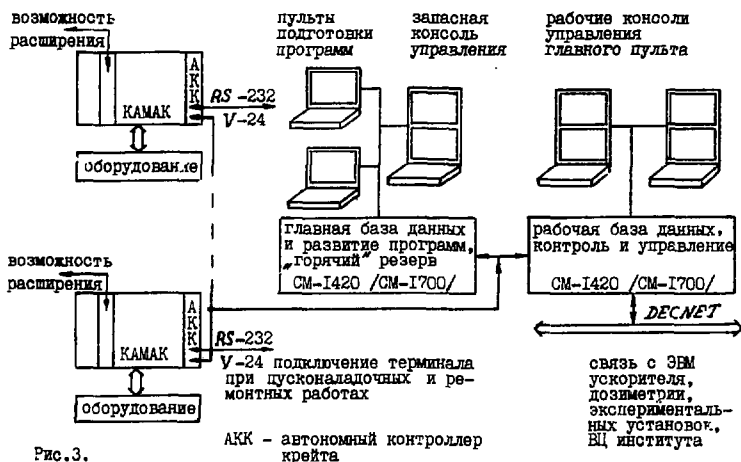


Рис.3.

Литература

1. Грачев М.И. В кн.: "Программа экспериментальных исследований на мезонной фабрике ИИИ АН СССР. Труды IX Всесоюзного семинара, изд-во АН СССР, М., 1982, с.19.
2. Асеев В.Н. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, с.277, ОИИИ, Дубна, 1985.
3. Бушняк Д.В. и др. ПТЭ, №1, с.224, М., 1983.
4. Гвахария Т.З. и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.1, с.253, ОИИИ, Дубна, 1985.
5. Бейлин М.З. и др. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 82-72, Новосибирск, 1982.
6. Бушняк Ю.Б. и др. Препринт ИФВЗ 83-103, Серпухов, 1983.
7. Зарубежная радиоэлектроника, № 12, с.67, М., 1984.
8. Казарновский М.З. и др. Препринт ИИИ АН СССР П-0147, М., 1980.

**ПРОБЛЕМЫ
СОЗДАНИЯ УСКОРИТЕЛЕЙ
НА СВЕРХВЫСОКИЕ ЭНЕРГИИ**

Председатель: К.П.Мызников
Секретарь: В.М.Жабицкий

Сессия 13

271/272

ПРОГРЕСС В СОЗДАНИИ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАТЕРИАЛОВ ДЛЯ УСКОРИТЕЛЕЙ

А.Д.Никулин

ВНИИ неорганических материалов, Москва

Разработка технических сверхпроводников потребовала от металлургов решения ряда сложных задач, что привело к созданию новой области композитных материалов с уникальными свойствами. Потребовалось разработать технологии получения высокочистых металлов и высококачественных сплавов, специального оборудования для плавки, деформации, термообработки и многих других технологических приемов. Были созданы сложные высокочувствительные методики исследования тонкой структуры сверхпроводящих материалов с использованием новейшей рентгеноструктурной, микрорентгеноспектральной аппаратуры, электронной микроскопии и других металлофизических методов. Созданы методы и криогенная аппаратура для измерения сверхпроводящих и других электрофизических характеристик.

В результате этого в настоящее время промышленностью выпускаются разнообразные многоволоконные сверхпроводники на основе деформируемых ниобий-титановых сплавов и интерметаллического соединения Nb_3Sn . Среди большой группы технических сверхпроводников особое место занимают композитные проводники, предназначенные для магнитных систем ускорителей заряженных частиц. Основными техническими требованиями, предъявляемыми к таким проводникам, являются следующие: высокие значения критической плотности тока, низкий уровень тепловыделения при эксплуатации магнитов, ультратонкие сверхпроводящие жилы при большом их числе, крутой шаг "твиста", высокая химическая и структурная однородность, стабильность внутреннего строения, геометрии композита и его элементов, обеспечение высокой химической чистоты сверхпроводящего сплава и стабилизирующего материала, определенный уровень механических свойств и другие. При этом должна быть обеспечена приемлемая стоимость сверхпроводников, что требует создания крупномасштабного механизированного и автоматизированного производства с высокой технологической культурой.

Наиболее технологичным материалом для сверхпроводников являются ниобий-титановые сплавы, обладающие высокой пластичностью, что и привлекло внимание специалистов по сверхпроводящим магнитным системам для ускорителей.

Предпринятые 10 - 15 лет тому назад попытки получения многоволоконных сверхпроводников на основе ниобий-титановых сплавов с волокнами менее 15 - 20 мкм оказались безуспешными из-за разрыва сверхпроводящих нитей в процессе интенсивной деформации, из-за наличия включений интерметаллидов, образовавшихся при взаимодействии титана с медью, недостаточной чистоты сплава и механических инородных включений. Значения критической плотности тока составляли $1,2 - 1,5 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ в поле 5 Тл.

Использование титана и ниобия высокой чистоты, обеспечение высокой химической и структурной однородности литого сплава, оптимальные режимы горячей и холодной деформации, применение диффузионного барьера из ниобия, предотвращение повышенного охрупчивания за счет выделения частиц α -титана при термомеханической обработке, разработка специальных конструкций составных заготовок, устранение источников попадания механических включений и другие мероприятия позволили получать сверхпроводники с жилами до 10 мкм и менее.

Одновременно с этим решалась задача повышения критической плотности тока и токонесущей способности провода. Основное направление повышения критической плотности тока базировалось на выборе режимов термомеханической обработки многоспальных проводящих; схема такой методики была изложена в работе [1].

Основными факторами, обеспечивающими высокие значения критической плотности тока, являются: химический состав сплава, величина общей (накопленной) деформации, значения деформаций между отжигами, число проходов при холодной деформации, температура и длительность термообработки. Значительное влияние на критическую плотность тока оказывает структура исходной заготовки перед горячей деформацией.

Применение экспериментального моделирования и математического планирования эксперимента позволило получить уравнения зависимостей критической плотности тока от основных технологических режимов.

Прогресс в повышении критической плотности тока сверхпроводников на основе сплава $\text{Nb}-50$ представлен на рис. 1.

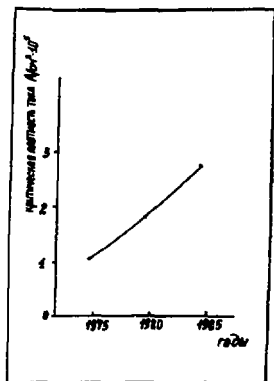


Рис. 1.

Прогресс повышения критической плотности тока сверхпроводников на основе $\text{Nb}-50$.

Достоверность получения результатов подтверждается тем, что проводники с плотностью тока $2,5 - 3 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$ (5 Тл) были получены на партии общей длиной более 50 км. Изменение режимов позволило получить образцы проводников с плотностью тока $3,63 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$ (5 Тл).

На опытных партиях сверхпроводников $\varnothing 0,55 \text{ мм}$ с волокнами 10 мкм, изготовленных в промышленных условиях из составных заготовок диаметром 250–300 мм, получены значения критической плотности тока $2,4 - 2,7 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$ (5 Тл); оптимизация режимов термомеханической обработки позволит существенно повысить эти значения.

Разработаны конструкции и опробованы в промышленных условиях с выпуском опытной партии в количестве 100 км проводники с диаметром волокон 6 мкм. Критическая плотность тока составила $2,2 - 2,3 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$. Технологичность таких сверхпроводников оказалась повышенной.

Значительное повышение критической плотности тока в полях до 6 Тл пометить получено за счет оптимизации химического состава сплава. Так, проводники из сплава НТ-55 имеют на 20 - 40% большую плотность тока ($2,4 - 2,9 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$) по сравнению со сплавом НТ-5С ($2,1 - 2,4 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$ в поле 5 Тл).

В 1980-1986 гг. традиционными методами выдавливания и холодной деформации с промежуточными и заключительным отжигами были изготовлены несколько партий многоволоконных проводов из сверхпроводящего сплава ниобий - 50 масс.%, титана в медной матрице диаметром 0,85 мм, которые были подвергнуты детальному исследованию. Основные характеристики проводов приведены в таблице I.

Таблица I

№ партии	Число СП волокон	Средний диаметр СП волокон, мкм	Коэффициент заполнения
1	1045	17	0,42
2	2970	10	0,40
3	2970	10	0,42
4	7260	6,5	0,38

При изготовлении проводов партий 3 и 4 были использованы диффузионный барьер, предотвращающий взаимодействие ниобий-титанового сплава с медью [2], и оптимизированные режимы термомеханической обработки.

Были изготовлены и исследованы также образцы провода диаметром 0,85 мм, содержащего 50% СП волокно диаметром 3 мкм в медной матрице. Фотография поперечного сечения такого провода представлена на рис. 2.

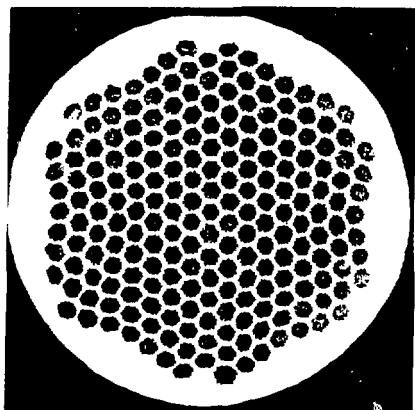


Рис. 2

Конвергентное сечение провода Ø 0,85 мм с 50% СП волокон 3 мкм.

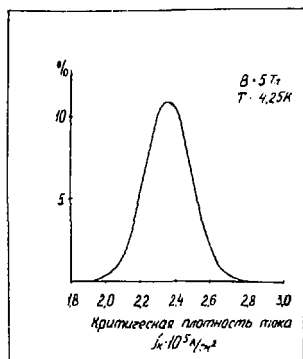


Рис. 3

Распределение критической плотности тока в проводах партии 3.

В таблице 2 приведены значения критической плотности транспортного тока j_{se} и критической плотности токов намагничивания j_{cm} , а также параметра нарастания ВМ I_0 и гистерезисных потерь в единице объема сверхпроводника W_p в цикле с изменением индукции магнитного поля от 0 до 6 Тл для типичных проводов рассматриваемых партий.

Таблица 2

Парт.	Кр.плотность тока j_{ce} при $B=5\text{Тл}, T=4,25\text{К}$ 10^5А/см^2	Кр.плотность тока j_{cm} при $B=3\text{Тл}, T=4,25\text{К}$ 10^5А/см^2	j_{cm}/j_{ce} при $B=3\text{Тл}, T=4,25\text{К}$	Параметр β наращения ВАХ при $B=5\text{Тл}, T=4,25\text{К}$ А	Удельные гистерезис- ные потери мДж/см^3
1	1,5	3,0	1,37	15	160
2	1,3	3,2	1,76	22	90
3	2,3	3,8	1,12	8	130
4	2,2	3,7	1,15	10	84

Из приведенных данных видно, что в проводах 3-й и 4-й партий достигнуты высокие значения критической плотности тока намагничивания, что обусловлено получением оптимальной микроструктуры сверхпроводящих волокон в результате оптимизации режимов термомеханической обработки. Это подтверждается результатами электронно-микроскопических исследований микроструктуры ниобий-титановых волокон.

Провода 3-й и 4-й партии имели наиболее крутую ВАХ и минимальную разницу между критической плотностью транспортного тока и критической плотностью токов намагничивания, что согласно существующим представлениям [3,4] обусловлено получением высокой однородности СП волокон в проводе. Наиболее пологая ВАХ и максимальная разница между j_{cm} и j_{ce} была у проводов 2-й партии. В результате критическая плотность транспортного тока в проводах 2-й партии была ниже, чем у проводов 1-й партии, несмотря на более высокие значения критической плотности токов намагничивания. Металлографические исследования проводов рассматриваемых партий показали, что провод 2-й партии имел наибольшую неоднородность волокон. На поверхности волокон в этом проводе обнаружены многочисленные включения интерметаллидов.

Распределение величин критической плотности тока, измеренных в магнитном поле 3 Тл при температуре 4,25 К, в проводах 3-й партии представлено на рис.3.

Устранение возможности образования интерметаллидов, достижение высокой геометрической однородности и оптимальной микроструктуры СП волокон позволили получить в проводах 3-й партии значения критической плотности транспортного тока до $2,8 \cdot 10^5\text{А/см}^2$ в поле 5 Тл при температуре 4,25 К.

Критическая плотность транспортного тока в образцах провода с диаметром СП волокон 3 км, изготовленных аналогично проводам партий 3 и 4, составила $2,2 \cdot 10^5\text{А/см}^2$ в поле 5 Тл при температуре 4,25 К. Крутизна ВАХ изменилась незначительно, по сравнению с ВАХ проводов 3-й и 4-й партий. Это указывает на эффективность выработанных режимов термомеханической обработки и диффузионного сарьера при изготовлении проводов с таким диаметром СП волокон.

В настоящее время принципиально понятны основные пути повышения токонесущей способности и критической плотности тока сверхпроводников. Однако реализация этих возможностей потребует решения многих инженерных задач и организационных вопросов.

Самым перспективным является использование для СМС ускорителей сверхпроводников на основе интерметаллида Nb_3Sn ; это соединение имеет примерно в два раза более высокую критическую температуру, а многоволоконные сверхпроводники на его основе — в два раза большую токонесущую способность в поле 5 Тл, по сравнению со сверхпроводниками на основе ниобий-титановых сплавов.

Недостатком ниобий-оловянных сверхпроводников является хрупкость сверхпроводящего слоя, что требует особого подхода при конструировании проводника

и технологии его изготовления. Опыт изготовления сверхпроводящих токонесущих элементов на основе Nb_3Sn для СМС установки "Токомак-15" показал практическую возможность и целесообразность использования этих проводников для крупных магнитных систем.

В настоящее время у нас в стране и за рубежом разработаны технологические процессы получения многоволоконных сверхпроводников с тонкими нитями на основе Nb_3Sn .

Сверхпроводящий провод для Токомак-15, имеющий диаметр 1,5 мм, 14641 жилу толщиной около 5 мкм, успешно освоен в производстве. Исследования по технологии подобных сверхпроводников показали возможность их изготовления с сохранением целостности отдельных волокон толщиной до одного микрометра. Такие проводники имеют высокие значения критической плотности тока и удовлетворительные механические свойства. Из проводников ϕ 0,2 - 0,3 мм изготовлены гибкие транспонированные кабели, армированные вольфрамовыми нитями.

Уровень технологии изготовления многоволоконных сверхпроводников на основе Nb_3Sn позволяет приступать к поиску технических решений использования их для магнитных систем ускорителей, что может снизить их стоимость и повысить надежность эксплуатации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В последние годы достигнут большой прогресс в области создания сверхпроводящих материалов для ускорителей заряженных частиц. Разработаны конструкции многоволоконных ниобий-титановых сверхпроводников и технология их производства. Освоены сверхпроводники с 10 микронными нитями с критической плотностью тока $1,8 - 2,2 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ (5 Тл); успешно решаются задачи по разработке проводников со сверхпроводящими нитями диаметром менее 6 мкм, шагом "твиста" менее 10 мм (при $\phi = 0,85 \text{ мм}$) и критической плотностью тока более $2,3 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ (5 Тл). Создание производства таких материалов требует решения ряда технических и организационных вопросов.

Представляют интерес исследования по разработке сверхпроводников для ускорителей на основе интерметаллического соединения Nb_3Sn .

ЛИТЕРАТУРА

1. Никулин А.Д., Лотанин В.П., Черноплеков Н.А. и др., Сборник "Труды конференции по техническому использованию сверхпроводимости", т. IV стр.5-14, Москва, Атомиздат, 1977.
2. Зеленокий Г.К., Васильев В.А., Косенко В.М. и др., Препринт ВНИИМ, № I(42), 1986г.
3. Fil'kin V.Y. et al. Proceedings of Workshop on Superconducting Magnets and Cryogenics, Brookhaven, 1986.
4. Агапов Р.Н., Дудин В.И., Клименко Е.Ю. и др. Доклады АН СССР, 1980, т.254, № 4.

ЗАЩИТА СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ ОТ ОБЛУЧЕНИЯ НА ПРОТОННЫХ УСКОРЯТЕЛЯХ

А.И.Дроздин, М.А.Маслов, Н.В.Мохов, К.П.Мизеников, Ю.С.Федотов

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Использование в протонных ускорителях сверхпроводящих магнитов поставило ряд новых проблем, связанных как с созданием кольцевого электромагнита, так и с обеспечением его надежной работы в условиях тепловыделений различной природы в цикле ускорителя [1]. Серьезной является проблема радиационного разогрева сверхпроводящих магнитов под воздействием конизированного излучения [2-5], связанная с низким уровнем допустимого энерговыделения в обмотках [6]. Достигание проектных параметров пучков на ускорителях нового поколения возможно лишь при применении специальных мер защиты, снижающих уровень облучения сверхпроводящих систем [4,7-9].

Решение проблемы радиационного разогрева сверхпроводящих магнитов ускорителей заключается в решении трех основных задач:

1) определение допустимых энерговыделений $\mathcal{E}_q$ в наиболее напряженных областях сверхпроводящих обмоток (СПО) и, соответственно, предельно допустимых потерь протонов ΔI на единицу длины магнитной структуры при фиксированных условиях;

2) получение пространственного и временного распределения потерь пучка и возникающих при этом радиационных полей в структуре ускорителя;

3) нахождение адекватных рассматриваемой конкретной ситуации мер защиты, совокупность которых обеспечивает снижение радиационного энерговыделения в СПО произвольного элемента до величин, меньших $\mathcal{E}_q$.

Рассмотрим последовательно состояние этих вопросов, приводя конкретные результаты для создаваемого в ИФВЭ ускорительно-накопительного комплекса (УНК) на энергию протонов 3 ТэВ [10].

Предельно допустимые в отношении радиационного разогрева элементарные потери частиц на единицу длины магнитной структуры ускорителя можно определять следующим образом [6]:

$$\Delta I(\vec{r}, \vec{\phi}, \tau, \epsilon) = \mathcal{E}_q(\vec{r}, \vec{\phi}, \tau) / \mathcal{E}_m(\vec{r}, \epsilon),$$

где $\vec{r}$ — радиус-вектор рассматриваемой области СПО; $\vec{\phi} = j/j_m$; j — плотность тока в магните в рассматриваемый момент; j_m — максимально возможная плотность тока в магните при максимальном магнитном поле; τ — длительность импульса облучения; $\mathcal{E}_q$ — плотность энерговыделения в обмотке, соответствующая переходу магнита в нормальное состояние; $\mathcal{E}_m$ — максимальная плотность энерговыделения в СПО на один потерянный протон с энергией ϵ .

Распределение плотности энерговыделения в сверхпроводящих магнитах при потерях на них пучков частиц надежно рассчитывается с помощью комплекса монте-карловских программ MARSH в широком диапазоне энергий вплоть до 20 ТэВ [5,11-14]. Исследования, выполненные для дипольных магнитов УНК [1-6], позволили установить закономерности формирования поля энерговыделения в СПО при различных условиях облучения, в частности, почти линейный рост $\mathcal{E}_m$ с энергией при $E > 200$ ТэВ. На рис.1 приведены типичные распределения плотности энерговыделения $\mathcal{E}$ в витках первого и второго слоев СПО дипольных магнитов

сверхпроводящего кольца УНК при потерях пучка протонов с энергией 400 ГэВ в начале ускорения. Важно отметить, что из-за особенностей развития ядерно-электромагнитных каскадов и геометрии магнита имеется сильный радиальный градиент $\mathcal{E}$ и значительная неоднородность энерговыделения по азимуту обмотки. Вследствие этого максимальный разогрев приходится на I-й виток первого слоя, что определяет условия перехода сверхпроводящей обмотки в нормальное состояние [1,6].

Плотность энерговыделения такого перехода $\mathcal{E}_q$ зависит от эффективной теплоемкости СП кабеля, длительности импульса облучения τ , радиального градиента $\mathcal{E}$, условий охлаждения, значения индукции магнитного поля B (Т). Для случая адиабатического разогрева $\tau < 0,1$ мс на рис.2 представлены расчетные зависимости $\mathcal{E}_q$ от подкритичности ξ для дипольных магнитов типа УНК и Теватрона. Там же приведены взятые из работы [6] экспериментальные результаты, полученные на магнитах Теватрона различными авторами. Отметим универсальность представленных на рисунке данных - их слабую зависимость от типа магнита при прочих равных параметрах.

Кривая 1 - чисто энтальпийный расчет с учетом теплоемкости меди, сверхпроводника и вклада в теплоемкость $M \cdot T$ добавки (0,0П В·Т мДж/г·К), обусловленной влиянием внешнего магнитного поля. Из-за радиального градиента энерговыделения в СПО в нормальном состоянии может оказаться лишь часть кабеля и при малых ξ скорость отвода тепла по медной матрице может быть выше скорости выделения Джоулева тепла [6]. Результаты расчета с учетом этого эффекта показаны на рис.2 штриховой линией. Учет теплоемкости гелия, находящегося между отдельными проводниками под изоляцией сверхпроводящего кабеля, приводит к результату (кривая 3), хорошо согласующемуся с экспериментальными данными при всех ξ .

Сильная неопределенность учета последнего эффекта для реальной обмотки заставляет при оценке допустимых потерь использовать более консервативные результаты (кривая 2 на рис.2), совпадающие с экспериментом в наиболее критической области больших ξ . Пример расчета максимально допустимых в отношении радиационного разогрева потерь протонов ~ 1 на сверхпроводящих дипольных магнитах УНК приведен на рис.3 для двух длительностей импульсов облучения. Из рисунка видно, что при проектной интенсивности пучков УНК $6 \cdot 10^{14}$ протонов в импульсе обеспечить столь низкий уровень потерь, в особенности в конце ускорения и при выводе ($\xi \approx 0,85$), можно только создав ускоритель с заданным распределением потерь пучка в его структуре и другими мерами защиты сверхпроводящих магнитов от облучения.

Второй аспект проблемы радиационного разогрева на сверхпроводящих ускорителях корректно решается лишь путем численного моделирования. Значительный прогресс здесь был достигнут после программной реализации метода [11], заключающегося в прецизионном моделировании первичного взаимодействия циркулирующего пучка протонов с элементами ускорителя, последующей транспортировки вторичных частиц в магнитной структуре и полномасштабном расчете ядерно-электромагнитных каскадов, возникающих при потерях транспортируемых частиц. Разработанный подход позволил решить проблему защиты сверхпроводящих магнитов УНК при выводе пучка [8] и работе системы локализации потерь пучка [9]. Метод прошел экспериментальную проверку на первом сверхпроводящем ускорителе Теватрон при энергии протонов 800 ГэВ [13].

Необходимость снижения потерь и защиты СП элементов УНК от облучения учитывалась при проектировании комплекса в целом [1,7]. Принята двухступенчатая схема ускорения, в которой подавляющая часть потерь локализуется в первой

ступени, где отсутствуют сверхпроводящие элементы. Перезахват пучка на ускоренную частоту 200 МГц производится в ускорителе У-70. Там же перед инжекцией в первую ступень производится формирование резкой границы пучка с эмиттансом 2 мм.мрад. Вне этой границы содержится менее 0,1% интенсивности. Накопление большой интенсивности производится в первой ступени при энергии 70 ГэВ. С целью уменьшения потерь пучка при инжекции во вторую ступень УНК аксептанса канала перевода выбрана равной аксептансе второй ступени, что позволяет получить эффективность перевода лучше 99%. Длины согласованных прямолинейных промежутков СШП и СШП4 выбраны равными 800 м, что дает возможность осуществлять эффективный вывод пучка и организовать в них систему защиты от облучения сверхпроводящих элементов промежутков и регулярной части кольца.

Особенно тяжелая радиационная обстановка возникает в выводном промежутке СШП4 [8], где расположен сильный источник вторичного излучения, обусловленный взаимодействием с электростатическим дефлектором пучка при медленном и быстром резонансном выводе. Вывод осуществляется на нелинейном резонансе бета-тронных колебаний третьего порядка $3Q_x = 110$. При возрастании амплитуды радиальных колебаний пучок забрасывается в электростатический дефлектор и затем выводится за пределы апертуры вакуумной камеры в направлении экспериментальных залов с помощью септум-магнитов. Наибольшую опасность с точки зрения облучения сверхпроводящих магнитов УНК представляет режим быстрого резонансного вывода длительностью 1-3 мс до десяти раз за цикл по $5 \cdot 10^{13}$ протонов с энергией 3000 ГэВ через 4 с на плато магнитного поля. При этом на перегородку электростатического септума при каждом выводном импульсе попадает около 1% интенсивности, т.е. $5 \cdot 10^{11}$ протонов.

Аналогичные проблемы возникают в первом прямолинейном промежутке СШП, где расположены система аварийного сброса и система локализации потерь пучка (СШП) [9]. Наиболее вероятными источниками вторичного излучения являются поглотитель пучка СШП и токовые перегородки септум-магнитов системы аварийного сброса. С целью устранения неопределенности в азимутальном распределении потерь пучка с помощью системы бамп-магнитов за счет локального искажения орбиты циркулирующего пучка создается "узкое место" в апертуре вакуумной камеры, где устанавливается поглотитель СШП. При инжекции и в процессе ускорения край пучка поддерживается вблизи края поглотителя, поэтому при возникновении потерь частицы в первую очередь попадают на край поглотителя. Чтобы уменьшить выход вторичных частиц с кромок поглотителя, потерянные протоны необходимо забрасывать на поглотитель достаточно далеко от его края. Это достигается путем применения рассеивающей мишени, выступающей на несколько мм за кромку поглотителя. При попадании протонов на мишень происходит увеличение амплитуды их бета-тронных колебаний за счет многократного кулоновского рассеяния в мишени, в как следствие — увеличение заброса на поглотитель. Вторичные частицы, образующиеся при неупругих ядерных взаимодействиях в рассеивающей мишени и в самом поглотителе, частично выходят за пределы поглотителя, облучая сверхпроводящие магниты СШП и следующей за ним регулярной части магнитной структуры ускорителя.

Первые же оценки показали, что потоки вторичных частиц при работе систем вывода, аварийного сброса и локализации потерь пучка без принятия защитных мер в сотни и тысячи раз превышают допустимые (рис.3). Снижение уровня облучения сверхпроводящих магнитов в районе СШП1, СШП4 и прилегающей к ним регулярной части ускорителя осуществлялось следующими последовательными шагами. Перехват рождающихся на элементах систем заряженных частиц с $E < 0,7E_0$ и нейтральных частиц осуществляется организацией "гимнастики пучка" [8,9],

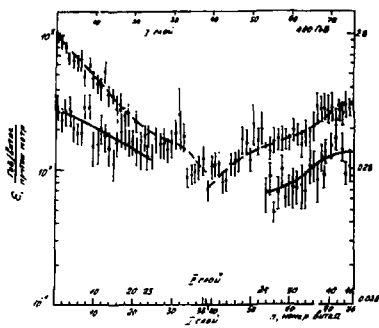
принцип действия которой поясняется на рис.4. Между элементом — источником вторичного излучения ξ и первым сверхпроводящим магнитом с помощью системы бамп-магнитов создается локальное искажение замкнутой орбиты таким образом, чтобы циркулирующий пучок в месте расположения источника (электростатического дефлектора, перехватчика, первого септум-магнита системы аварийного сбора) проходил под углом ~ 1 мрад по отношению к оси прямолинейного промежутка. В месте максимального искажения замкнутой орбиты и вблизи его снятия устанавливаются два коллиматора с апертурами, достаточными для свободного прохождения циркулирующего пучка. При определенном выборе размеров апертуры коллиматоров, расстояния между ними и угла наклона траектории циркулирующего пучка удаётся защитить последующие СП магниты от облучения нейтральными вторичными частицами, а сепарирующее действие системы бамп-магнитов, используемых для создания локального искажения орбиты, позволяет избавиться от вторичных частиц с отрицательным зарядом и положительных с $E < 0,7E_0$.

Протоны с энергией $E > 0,7E_0$ могут вместе с основным пучком проходить систему коллиматоров, расположенных на участке локального искажения орбиты, и создавать достаточно высокие уровни энерговыделения на далеких от источника ξ расстояниях. Ввиду того, что на азимуте источника угловой разброс вторичных частиц существенно превышает угловой разброс циркулирующего пучка, вторичные частицы с энергией, близкой к энергии циркулирующего пучка, можно перехватить одним-двумя коллиматорами на расстояниях $(2\pi \cdot I)/4$ длины волн бетатронных колебаний ($k=0,1,\dots$). На рис.5 схематично показано распределение частиц в пучке на фазовой плоскости при медленном и быстром резонансном выходе. Фазовый объем выведенного пучка отмечен цифрой 2 на рисунке. Частицы, попавшие на перегородку дефлектора, испытывают взаимодействие с ее веществом. Часть из них после упругого взаимодействия не выходит за пределы фазового объема и импульсного разброса циркулирующего и выведенного пучка и выводится из ускорителя. Протоны, получившие существенное отклонение (линия 3 на рис.5а), приводят к облучению оборудования. Основную часть этих частиц удаётся перехватить коллиматором, расположенным вблизи края циркулирующего пучка на азимуте ускорителя, где циркулирующий и рассеянный пучки получили наибольшее пространственное разделение. На рис.5б показаны распределения этих частиц (1 — циркулирующий, 3 — рассеянный пучок) и положение стенки коллиматора КЗ. Масштаб для циркулирующего и рассеянного пучков на рис.5б существенно различен.

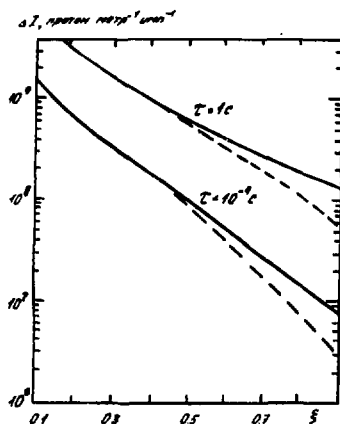
Расчеты показывают, что при расстоянии между краем циркулирующего пучка и поверхностью коллиматора порядка 5–6 мм, величина потеря в регулярной структуре УНК не превышает 10^6 прот./м. Распределения потерь протонов на участке восстановления дисперсии и в регулярной части структуры без коллиматора КЗ (сплошная линия) и с ним (штриховая линия) представлены на рис.6. Радиационный разогрев СПО магнитов кольца во втором случае не превышает $0,22$ К в расчете на 1% потерь пучка на перегородке дефлектора.

Совместная эффективность использования мер защиты, основанных на перехвате низкоэнергетической и нейтральной компонент, а также высокоэнергетических протонов вторичного излучения зависит от конкретной магнито-оптической структуры ускорителя. Для УНК значение ослабления величины энерговыделения в СПО магнитов кольца с помощью этих мер достигает 500–1000.

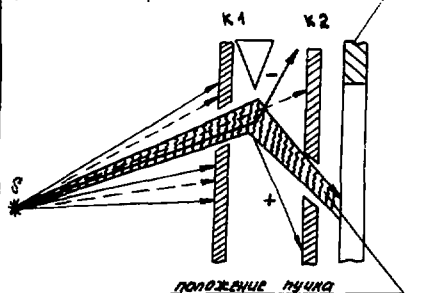
Хорошего запаса по работоспособности сверхпроводящих магнитов можно достичь, располагая в местах с повышенным уровнем радиационных тепловыделений (см. рис.6) магниты с максимальными критическими параметрами, т.е. имеющие при прочих равных условиях большой температурный резерв в СПО.



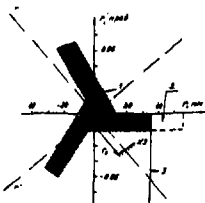
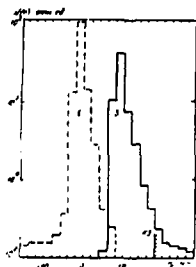
Р и с. 2. Допустимое энерговыделение в СЛО магнитов Теватрона и УНК при адиабатическом разогреве. Пояснения в тексте.



Р и с. 3. Предельно допустимая плотность потерь протонов на сверхпроводящих магнитах второй ступени в цикле УНК. — $\beta = 0,875$, --- $\beta = 1$. $\beta = B(\vec{r})/B_{max}$.



Р и с. 4. Схема перехвата вторичных частиц.



Р и с. 5. Схема перехвата высоко-энергетического компонента вторичного излучения.

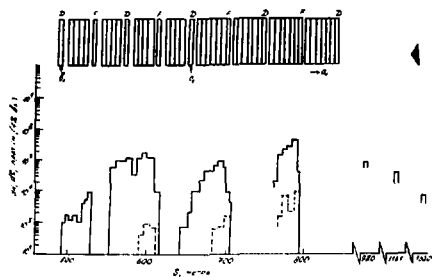
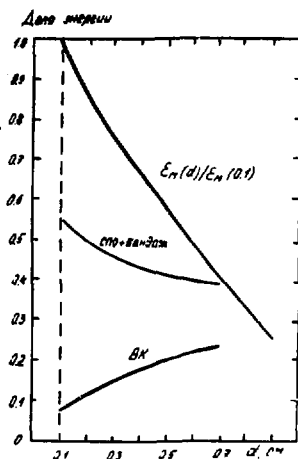


Рис. 7. Зависимость K_M^{-1} и доли энергии, выделяющейся в СПО, бандже и вакуумной камере дипольного магнита УНК от толщины вакуумной камеры. $E_0 = 3$ ТэВ.

Рис. 6. Распределение потерь частиц в кольцевом электромагните УНК во время СПП4 при бистром резонансном выводе.



При сформированном распределении потерь протонов по азимуту ускорителя в прямолинейных промежутках для защиты отдельных элементов (сверхпроводящие линзы, обмотки бамп-магнитов и др.) можно использовать дополнительные меры. Первый способ основан на использовании защитных свойств коллиматоров, устанавливаемых перед сверхпроводящими элементами. Если эффективность защиты определить как отношение максимальной плотности энерговыделения в СПО без применения мер защиты (E_n^0) и с применением мер (E_n), т.е. $K_M = E_n^0 / E_n$, то для энергий УНК при длине стальных коллиматоров 3–5 м достигаемый эффект составляет $K_M = 4-6$ [7,8,9]. Использование системы из двух коллиматоров меньшей длины, разнесенных на расстояние порядка нескольких метров и имеющих различные апертуры, позволяет достичь защитного эффекта $K_M = 20-40$ [13].

В некоторых частных случаях можно воспользоваться еще одним способом — локальное утолщение вакуумной камеры. Из рис. 7 видно, что эффект здесь может достигать $K_M = 5$ при увеличении толщины камеры d с 1 до 10 мм. Тот же рисунок иллюстрирует другой положительный эффект — уменьшение суммарной энергии, выделяющейся в СПО и бандже.

Применение перечисленных в работе мероприятий позволяет гарантированно обеспечить работоспособность сверхпроводящей ступени УНК при проектных параметрах.

Л и т е р а т у р а

1. Агеев А.И., Балбеков В.И., Дмитриевский Д.П. и др. — Препринт ИЯЭ 86-58, Серпухов, 1986.
2. Дайковский А.Г., Маслов М.А., Мохов Н.В. и др. — Препринт ИЯЭ 77-139, Серпухов, 1977.

3. Мохов Н.В. - Журн.техн.физ., 1979, т.49, с.1254.
4. Maslov M.A., Mokhov N.V. - Particle Accelerators, 1980, v.11, p.91.
5. Мохов Н.В. - Препринт ИЯЭ 82-168, Серпухов, 1982.
6. Маслов М.А., Мохов Н.В. - Препринт ИЯЭ 81-128, Серпухов, 1981.
Также: III International ICFA Workshop, Protvino, 1981, p.3.
7. Balbekov V.I., Kuchinin S.L., Lebedev V.N. et al. - Proc. Workshop on Possib. and Limitation of Accelerators and Detectors, ICFA -1, FNAL, 1978, p.49.
8. Байшев И.С., Балбеков В.И., Дроздин А.И. и др. - В кн.: "Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц". Дубна, ОИЯИ, 1983, т.1, с.262.
9. Дроздин А.И., Маслов М.А., Мохов Н.В. и др. - В кн.: "Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц". Дубна, ОИЯИ, 1985, с.368.
10. Агеев А.И., Балбеков В.И., Григорьев В.И. и др. - В кн.: "Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц". Дубна, ОИЯИ, 1983, с.8.
11. Байшев И.С., Маслов М.А., Мохов Н.В. - В кн.: "Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц". Дубна, ОИЯИ, 1983, т.2, с.167.
12. Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. - Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985.
13. Drozhdin A.I., Harrison M., Mokhov N.V. - Preprint FNAL FN-418, Fermilab, 1985.
14. Mokhov N.V., Cowair J.D. - Nucl. Instrum. Methods, 1986, v.244, p.349.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕПОЧКИ ПОЛНОМАСШТАБНЫХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ МАГНИТОВ С ПОЛЕМ 5 Т

А.И.Агеев, Г.М.Александров, А.Г.Александров, А.М.Андрющенко,
Г.М.Антоничев, Э.А.Будатов, Л.М.Васильев, О.М.Веселов, В.И.Григасов,
В.И.Демянчук, А.Н.Ерохин, С.И.Зинченко, В.И.Ильин, Б.В.Казымин,
В.А.Кренделев, С.Н.Логачев, К.П.Мызников, М.Б.Нурушева, А.П.Орлов,
М.В.Преима, Д.В.Приходько, В.В.Ситник, А.Н.Шамичев, Н.Н.Яртыгин

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Введение

В настоящее время в рамках программы моделирования сверхпроводящих магнитов УНК в ИВЭ проводится исследование на стенде цепочки последовательно соединенных диполей с теплым магнитным экраном. На данном этапе исследуются режимы аварийного перехода магнитов в нормальное состояние, требующие изучения процессов распространения нормальной фазы, температурных полей и динамики роста давления, процессов эвакуации энергии и течения из цепочки магнитов. Полученная информация используется в разработках схемы защиты сверхпроводящего ступени УНК, для обоснования требования к прочности элементов криостатов и уточнения размеров трубопроводов криогенной системы УНК.

Чтобы максимально упростить постановку первоочередных исследований, обеспечить при этом возможность проверки схемы защиты при аварийной потере сверхпроводимости в одном из магнитов, цепочка была собрана из двух полномасштабных моделей СП диполей УНК [1]. Конструкция стенда позволяет наращивать цепочку до шести СП диполей, не нарушая при этом тепловых коммуникаций с существующим криогенным комплексом [2].

Криогенная схема стенда

Криогенная система стенда обеспечивает захлаживание, криостатирование и отогрев цепочки магнитов, а также эвакуацию гелия при переходе магнитов в нормальное состояние. Предусмотрена возможность проводить исследования по теплообмену и управлению, определять статические теплопритоки в элементах цепочки и динамические тепловыделения в магнитах, моделировать различные схемы захлаживания и отогрева цепочки.

Система криогенного обеспечения (СКО) стенда состоит из охладителя КТУ-400, сателлитного рефрижератора и циркуляционного блока [2]. Она определяет исходные параметры гелиевого потока: расход, паросодержание, температуру и давление. Из циркуляционного блока тепловый поток с требуемыми параметрами поступает в головной бокс цепочки (1) (см. рис.1), охлаждающий СП провода, которые соединяют обмотки магнитов с электрической системой питания. Далее поток гелия проходит последовательно 1-й СП магнит (М1), промежуточный бокс (2), подводящий бокс (3), бокс с аварийными тоководами (4), 2-й СП магнит (М2), и поступает в возвратный бокс (5). В режиме криостатирования, близком к рабочим условиям УНК, в цепочку подается однофазный переслаженный гелий. В магнитах М1 и М2 однофазный поток разделяется на две части $I_{\text{н}}$ и $I_{\text{об}}$ примерно с одинаковыми расходами. Поток $I_{\text{н}}$ охлаждает СП обмотку. За счет отвода тепла от обмотки поток $I_{\text{н}}$ нагревается, и его температура на выходе из криостата повышается. Второй однофазный поток $I_{\text{об}}$ проходит по каналу снаружи обмотки, охлаждаясь при этом более холодным возвратным двухфазным потоком $I_{\text{д}}$. Теплообмен между потоками $I_{\text{об}}$ и $I_{\text{д}}$ осуществляется через стенку тепле-

вого сосуда. На выходе из криостата потоки $I_{обв}$ и $I_{вн}$ смешиваются, в результате чего температура смешанного потока снижается. В поворотном боксе (5) однофазный гелий с помощью дроссельного вентиля В1 превращается в двухфазный, и, проходя в обратном направлении через СП магнита, отбирает тепло от однофазного потока гелия и направляется в СКО. Криогенная система позволяет криостатировать печку либо однофазным гелием, либо двухфазным. Для выбора режимов используются вентили В1 и В2, вентиль В3 используется при захлаживании. Вентили В4 и В5 служат для захлаживания аварийных тоководов (6), конструкция и назначение которых описаны ниже. Предохранительные клапаны ПК (1+6) предназначены для эвакуации гелия при переходе магнитов в нормальное состояние. Вся арматура стенда имеет пневматический привод и включена в систему автоматического регулирования, созданную совместно с ИФВЭ в Центре ядерных исследований (Сакле, Франция). Система позволяет осуществлять в автоматическом режиме все основные криогенные процессы: захлаживание и отогрев печки, криостатирование магнитов с заданными параметрами гелиевого потока, эвакуацию гелия при переходе магнитов в нормальное состояние и восстановление режима криостатирования после перехода.

Система электрического питания и защиты

Для сверхпроводящей ступени УНК разрабатывается схема защиты и вывода энергии, основанная на шунтировании группы магнитов ("защищаемого модуля") тиристорным коммутатором, расположенным в теплой зоне, и выводе тока из этих магнитов через аварийные тоководы [3]. Между собой защищаемые модули разделяются ограничителем нормальной фазы, устройством которого должно обеспечивать локализацию нормальной фазы. Такая концепция защиты с целью проверки её эффективности и надежности была применена в печке из двух магнитов.

Электрическая схема питания и защиты печки представлена на рис.2. Импульсный источник питания с номинальными параметрами 8000 А, 24 В обеспечивает подачу в печку импульсов тока трапецеидальной формы, близкой к форме рабочих пиков УНК. В рабочем режиме ток от положительного полюса источника питания проходит через последовательно соединенные обмотки М1 и М2 и возвращается к минусовому полюсу. При этом тиристорный ключ ТК4 и резервный механический замыкатель Р1 замкнуты, а шунтирующие цепи с тиристорными ключами ТК1 и ТК2 разомкнуты. Состояние СП обмоток контролируется датчиком нормальной фазы по каналам ДНФ1 и ДНФ2. Выделение активной составляющей в сигнале полного напряжения осуществляется по известной схеме [4] посредством компенсации индуктивной составляющей, компенсации составляющей реактивных потерь с последующим амплитудным и временным анализом скомпенсированного сигнала. Разрешающая способность каналов ДНФ по активному напряжению составляет не хуже 1 В на уровне индуктивного сигнала 50 В.

При проведении исследований с помощью точечного нагревателя ТН5 магнит М2 переводился в нормальное состояние, магнит М1 оставался в сверхпроводящем состоянии. При обнаружении нормальной фазы в М2 по командам от ДНФ выполняются следующие рабочие операции:

1. Тиристорный ключ ТК4 отсоединяет от печки источник питания ИИП-8000/24, ключ ТК2 замыкает силовую цепь на балластный резистор R_5 . От перенапряжений элементов печки защищает схема СЭП.
2. Ключ ТК2 замыкается, обмотка М2 шунтируется при этом через аварийные тоководы АТМ1 и АТМ2.
3. В даточный нагреватель ЛН2, расположенный на 2-м слое обмотки М2, подается импульс тока от источника ИИП2. Тепло, выделяющееся в нагревателе ЛН2, за ко-

роткое время переводит значительный объем обмотки М2 в нормальное состояние [3]. В этом объеме рассеивается энергия, запасенная в магните М2, в результате чего удается избежать локального перегрева обмотки в месте перехода.

При выполнении описанных выше операций магнит М1 сохраняет СП состояние, а запасенная в нем энергия рассеивается в основном на резисторе R_5 . Ограничитель нормальной фазы ОНФ должен предохранять магнит М1 от теплового воздействия со стороны магнита М2, перешедшего в нормальное состояние. Схема конструкции ОНФ с парой аварийных токовыводов АТВ приведена на рис.3. Для уменьшения стационарных теплопритоков в гелий токовыводы набраны из 600 нержавеющей проволоки диаметром 1 мм и длиной 1500 мм. Проволоки стянуты в плотный жгут (4) и изолированы от корпуса (5). В корпусе имеется гелиевый канал для охлаждения проволоки после аварийного вывода тока из цепочки. Электрический контакт АТВ с участками сверхпроводящего кабеля (1) осуществляется через медные бобышки (3) и массивные медные радиаторы (2) с развитой поверхностью ($S = 7165 \text{ см}^2$), охлаждаемой жидким гелием. Радиаторы препятствуют проникновению тепла в сверхпроводник и ограничивают распространение нормальной фазы.

Система сбора данных

Для исследования переходных криогенных и электрических процессов в цепочке магнитов создано несколько автономных подсистем сбора данных, связанных с центральной ЭВМ СМ-4. Центральная ЭВМ служит для обработки, хранения и представления результатов измерения.

Для регистрации относительно медленно изменяющихся криогенных параметров (давление, температура, расход, паросодержание и т.д.) в штатном режиме криостатирования используется 128-канальная система диагностики, созданная в ЦНИ (Сакле). При появлении нормальной фазы по сигналу ДНФ частота опроса датчиков криогенных параметров повышается до 10 Гц.

По сигналу от ДНФ включаются быстрые подсистемы сбора данных:

1. Анализатор электрических процессов с частотой опроса до 1 кГц по каждому измерительному каналу. Здесь в качестве микропроцессора использован интеллектуальный каркасный контроллер АКК-83 [5], который обеспечивает управление функциональными модулями, выполненными в стандарте СУММА. Анализатор позволяет регистрировать до 10 сигналов: ток в цепочке магнитов и защитных ключах, напряжения на различных частях обмотки магнита, напряжение на аварийных токовыводах, сигналы с датчиков давления и т.д.

2. Система слежения за распространением фронта нормальной фазы на участке между магнитами. С её помощью осуществляется регистрация сигналов с потенциальных пар, припаянных к сверхпроводящему кабелю. Логические сигналы "0" или "1" на выходах блока компараторов системы соответствуют отсутствию или появлению нормальной фазы на длине СП кабеля 5 см. Сигналы записываются в автономный блок памяти (объем буфера по каждому каналу 32 кбит) с частотой 1 кГц. Таким образом регистрируются временные отметки прохождения фронта нормальной фазы вдоль СП кабеля, и по известному расстоянию между потенциальными парами определяется скорость распространения фронта.

3. Восьмиканальная система температурных измерений, осуществляющая преобразование сопротивлений малоинерционных термометров типа ТСМУ-21 [6] в цифровой код. Преобразование производится синхронно по восьми каналам с периодом 20 мс. Информация в цифровом виде записывается в буферную память. После завершения процесса измерений данные считывались в ЭВМ СМ-4, где происходила их обработка и вывод результатов измерений на графопостроитель.

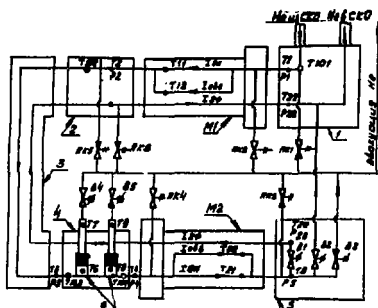


Рис.1. Компоновка стенда цепочки СП магнитов и схема тепловых потоков: 1 - головной бокс, 2 - промежуточный бокс, 3 - соединительный бокс, 4 - бокс ОНФ, 5 - поворотный бокс, 6 - аварийные токовводы, М1 и М2 - СП магниты, ПК1,... ПК6 - предохранительные клапаны, В1,...В5 - регулируемые вентили.

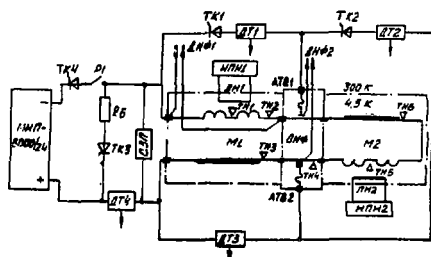


Рис.2. Принципиальная схема системы электрического обеспечения цепочки магнитов: ИИП-8000/24 - импульсный источник питания; ТК1, ТК2, ТК3, ТК4 - тиристорные ключи; Р1 - механический размыкатель силовой цепи; R_b - резистор балластный; ДТ1, ДТ2, ДТ3, ДТ4 - датчики тока; ЛН1, ЛН2 - нагреватели ленточные СП диполей М1 и М2; ТН1+ТН5 - нагреватели точечные; ИПН1, ИПН2 - источники питания нагревателей ленточных; ОНФ - ограничитель нормальной базы с аварийными токовводами.

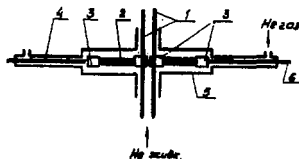


Рис.3. Конструкция ОНФ: 1 - участки СП кабеля, 2 - радиатор, 3 - болты, 4 - АТВ, 5 - корпус ОНФ, 6 - участок "теплого" пиннопровода.

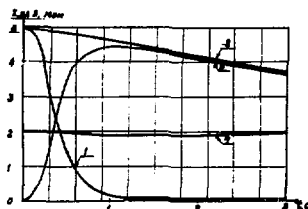


Рис.4. Изменение токов во времени в различных участках схемы при переходе одного из магнитов в нормальное состояние:
1 - ток в магните, перешедшем в нормальное состояние (М2);
2 - ток в общей ветви (ЛТ4); 3 - ток в аварийном токовводе;
4 - сопротивление аварийного токоввода.

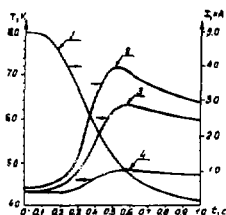


Рис.5.

Изменение тока и температуры потока гелия во время перехода в нормальное состояние: 1 - ток в магните; 2,3,4 - температуры в точках Т104, Т103, Т102 соответственно.

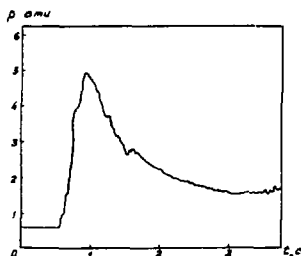


Рис.6. Изменение давления в потоке гелия во время перехода в нормальное состояние.

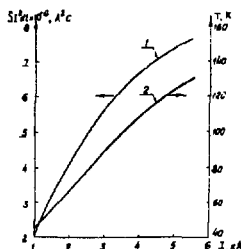


Рис.7. Зависимость интеграла нагрузки (1) и максимальной температуры обмотки (2) от тока перехода.

Результаты измерений

Программа испытаний включала, в основном, исследование нестационарных криогенных и электрических процессов в цепочке при переходе одного из СП магнитов в нормальное состояние. Режим криостатирования был близок к рабочим условиям сверхпроводящего кольца УНК: температура гелиевого потока на входе в цепочку

составляла 4,3 К, давление - 2,5 бар, расход 90 г/с. Ток вводился со скоростью 125 А/с. Перевод в нормальное состояние магнита М2 производился искусственно с помощью точечного нагревателя при различной величине тока в цепочке, вплоть до величины 5 кА. В этом диапазоне токов не наблюдалось распространения нормальной фазы по СП кабелю через ограничитель нормальной фазы. Диполь М1 сохранял сверхпроводящее состояние. На рис.4 приведены снятые при токе перехода 5 кА зависимости от времени: тока в магните М2, перешедшем в нормальное состояние (кривая 1), тока в общей ветви цепочки (кривая 2), тока в аварийном токовводе АТВИ (кривая 3) и сопротивления АТВИ (кривая 4). Видно, что ток в магните М2 затухает за время 1 с; ток в цепочке падает с постоянной времени 10 с, близкой к расчетному значению; сопротивление АТВИ под нагрузкой практически не меняется, что свидетельствует о его хорошей температурной стабилизации.

На рис.5 показано, как изменяется температура в потоке гелия во время перехода магнита М2 в нормальное состояние при токе перехода 5 кА. Кривая 2 показывает рост температуры на входе в ограничитель нормальной фазы, кривая 3 - на выходе из ОНФ, кривая 4 - вблизи диполя М1. Видно, что температура гелиевого потока перед ограничителем нормальной фазы повышается до 7 К, но быстро падает за ОНФ, так что температурное возмущение в гелиевом потоке перед диполем М1 не превышает 0,4 К.

Было измерено время, за которое происходит восстановление температуры гелиевого потока до рабочей величины после предшествующего перехода в нормальное состояние. В диапазоне токов перехода 1-2 кА оно составляет 5 мин и определяется, в основном, временем исполнения служебных команд, в соответствии с которыми осуществляется перекоммутация гелиевых потоков. С ростом величины тока перехода растет температура обмотки М2 (кривая 2 рис.7) и соответственно увеличивается время восстановления температуры гелиевого потока. При токе 5 кА оно не превышало 15 мин.

На рис.6 показана динамика роста давления в потоке гелия при срабатывании предохранительных клапанов во время перехода в нормальное состояние магнита М2 при токе перехода 5 кА. Видно, что максимальное давление гелия не превышает 5 атм, что является вполне допустимой величиной.

Эффективность вывода энергии характеризуется кривыми, приведенными на рис.7. Измеренная величина защитного интеграла при токе перехода 5 кА составляет $7 \cdot 10^6 \text{ А}^2 \cdot \text{с}$, что соответствует температуре обмотки, не превышавшей 130 К. Такой разогрев обмотки является вполне допустимым.

Описанная выше программа исследований будет продолжена на цепочке из четырех СП магнитов.

Л и т е р а т у р а

1. А.И.Агеев и др. Труды 9-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, ОИЯИ, т.II, с.335, 1985.
2. A.I.Ageev et al., Test Facility for Full-Scale Superconducting Magnet for UNK. Proceedings of the 10th International Cryogenic Engineering Conference, Butterworth, UK, 1984.
3. Г.М.Антоничев и др. "Исследование процессов перехода в нормальное состояние и вывода энергии из сверхпроводящих магнитов УНК". Доклад на рабочем совещании ICFA по сверхпроводящим магнитам и криогенике. Брукхейвен, 12-16 мая, 1986.
4. В.Г.Дубасов и др. Препринт НИИЭФА Б-0370, Ленинград, 1978.
5. Г.А.Даневич и др. Препринт ИФВЭ 84-41, Серпухов, 1984.
6. Л.С.Тян, Е.Н.Крков и др. "Сравнительные характеристики технических термометров для низких температур" ПТЗ № 1, 1986, с.222.

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ДИПОЛЕЙ УНК

Н.И.Андреев, Л.М.Васильев, В.И.Гридасов, П.П.Дмитревский, А.В.Злобин,
С.С.Козуб, К.П.Мизяников, А.П.Орлов, А.Н.Сурков, В.В.Сытник, П.А.Щербаков
Институт физики высоких энергий, Серпухов

1. Введение

В ИФВЭ ведутся работы по созданию сверхпроводящих (СП) магнитов ускорительно-накопительного комплекса (УНК) [1]. В настоящей работе приводятся результаты исследования зависимости тока перехода моделей СП диполей УНК в нормальное состояние от скорости ввода тока в магнит. Проведение таких исследований вызвано необходимостью обеспечения устойчивой работы СП магнитов как в рабочем цикле УНК, так и в аварийных режимах при быстром выводе тока из магнитной системы ускорителя. Основной объем работ по исследованию скоростных характеристик проводился на коротких моделях, полученные результаты проверялись затем на полномасштабных СП магнитах. Описание конструкции моделей СП диполей УНК и токонесущего элемента приведено в работах [2,3]. Исследования коротких моделей вместе с магнитным экраном проводились в погружном криостате при температуре кипения жидкого гелия. Полномасштабные модели исследовались в погружном криостате без магнитного экрана.

2. Исследование коротких моделей

При изготовлении коротких моделей длиной 1 м использовались провода с диаметром СП волокон 10 мкм с различным шагом твистирования и две основные конструкции СП кабеля с различной величиной поперечного сопротивления между жилами. В одной из них все жилы были облужены сплавом $\text{Sn}+5\% \text{Ag}$, в другой луженные жилы чередовались с оксидированными (тип "зебра"). Кроме того, в процессе моделирования обрабатывались режимы ультразвуковой очистки СП кабеля, спекания и формовки обмотки, что приводило к изменению поперечного сопротивления СП кабеля в широких пределах [4]. Основные параметры СП кабеля характерных коротких моделей приведены в таблице.

Т а б л и ц а

Электrofизические характеристики токонесущего элемента коротких моделей

Диполь	Ток перехода $I_{\text{по}}, \text{А}$	Шаг твиста $t_{\text{р}}, \text{мм}$	Поперечное сопротивление СП кабеля $\rho_{\text{д}}$, Ом.м	Конструкция СП кабеля
ДВ-1-1	7200	75	$0,5 \cdot 10^{-7}$	все жилы покрыты сплавом $\text{Sn}+5\% \text{Ag}$
ДЕ-1-3	7000	25	$2,7 \cdot 10^{-7}$	"зебра"
ДЕ-3-1	7100	10	$0,4 \cdot 10^{-7}$	"—"
ДЕ-4-3	7180	10	$0,9 \cdot 10^{-7}$	"—"
ЛИ-1-1	7400	10	$1,9 \cdot 10^{-7}$	"—"
ЛИ-1-2	7500	10	$3,5 \cdot 10^{-7}$	"—"

Величина поперечного сопротивления между СП жилами в кабеле, приведенная в таблице, определялась по результатам измерения динамических потерь в магнитах и на коротких образцах. Графики зависимости динамических потерь в треугольном цикле с амплитудой 5 Тл от скорости изменения индукции магнитного поля в апе-

туре для указанных выше коротких моделей представлены на рис.1. Все магниты имели примерно одинаковую величину гистерезисных потерь и тока перехода в нормальное состояние при малых скоростях ввода тока, что обусловлено использованием в моделях СП кабеля с одинаковым диаметром СП волокон и близкими значениями токонесущей способности. Отличия в величине шага твистирования и поперечного сопротивления между жилами в СП кабеле приводили к различному уровню вихревых потерь в магнитах.

Скоростные характеристики коротких моделей с различными электрофизическими параметрами токонесущего элемента, отнесенные к току перехода магнита при скорости ввода тока, близкой к нулю, представлены на рис.2. Сравнение результатов на рисунках 1 и 2 указывает на связь между скоростной характеристикой и уровнем вихревых потерь в магните. Снижение вихревых потерь за счет уменьшения шага твистирования и увеличения поперечного сопротивления сопровождалось снижением чувствительности магнита к скорости ввода тока. В модели ДМ-1-2 при шаге твистирования 10 мм и величине поперечного сопротивления $3,5 \cdot 10^{-7}$ Ом.м, полученной за счет использования конструкции кабеля типа "зебра" и специальной обработки поверхности жил в процессе ультразвуковой очистки СП кабеля, ток перехода не зависел от скорости ввода тока до скоростей 1000 А/с.

На рис.3 приведены скоростные характеристики моделей, изготовленных из СП кабеля типа "зебра" с шагом твистирования волокон 10 мм и различной величиной поперечного сопротивления. Колебания поперечного сопротивления были связаны с изменением режимов термообработки в процессе спекания обмотки [4]. Характерной особенностью скоростных характеристик, приведенных на рис.3, является наличие двух участков с различной чувствительностью магнита к скорости ввода тока. При малых скоростях ток перехода для всех моделей не зависел от скорости ввода тока. Далее, начиная с некоторого значения скорости ввода тока, разного для моделей с различной величиной поперечного сопротивления в кабеле, следовал участок, на котором скоростная характеристика определялась величиной поперечного сопротивления между жилами в кабеле.

На рис.4 представлены расчетные графики зависимости критического тока характерных витков обмотки СП диполя, отнесенные к максимальному значению критического тока 38-го витка внутреннего слоя, от скорости ввода тока в магнит. Отсчет витков в слоях ведется от меднаной плоскости. Выбор характерных витков осуществлялся исходя из распределений индукции магнитного поля и тепловыделений в обмотке [5]. В качестве характерных витков внутреннего слоя выбраны 38 виток, расположенный в максимальном магнитном поле, и I виток, индукция магнитного поля в котором примерно на 10 % ниже. Для 38 витка, в котором преобладает матричная составляющая вихревых потерь, зависимость критического тока от скорости ввода тока построена для трех значений шага твистирования при величине поперечного сопротивления между жилами $1 \cdot 10^{-7}$ Ом.м. Для I витка внутреннего слоя, в котором кроме матричных присутствуют кабельные потери, зависимость критического тока от скорости ввода тока построена для трех различных значений поперечного сопротивления при шаге твистирования 10 мм. В качестве характерного витка внешнего слоя рассматривался 24 виток, расположенный в максимальном поле и в условиях максимальных тепловыделений в этом слое, зависимость критического тока от скорости изменения тока для которого рассчитывалась при шаге твистирования 10 мм и поперечном сопротивлении $1 \cdot 10^{-7}$ Ом.м. В соответствии с реальной конструкцией магнита в расчетах было учтено, что охлаждение витков внутреннего слоя осуществляется с двух сторон гелием в центральном и межслоевом каналах, охлаждение внешнего слоя происходит только со стороны межслоевого канала.

При скорости ввода тока, близкой к нулю, критический ток рассматриваемых витков определяется величиной индукции магнитного поля в данной точке обмотки.

Рис.1. Графики зависимости динамических потерь за цикл от скорости изменения индукции магнитного поля в апертуре коротких моделей СП диполей.

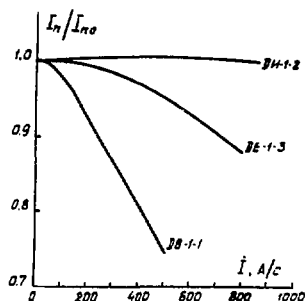
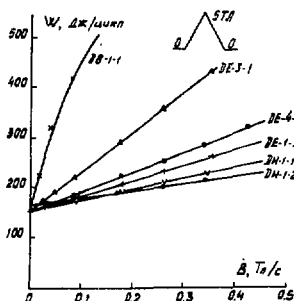


Рис.2. Скоростные характеристики коротких моделей СП диполей с различной величиной шага твистирования СП волокон.

Рис.3. Скоростные характеристики СП диполей с различной величиной поперечного сопротивления между жилами в кабеле.

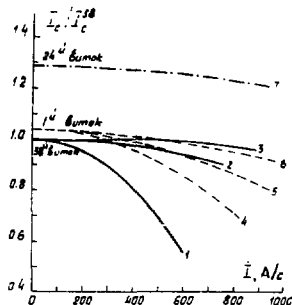
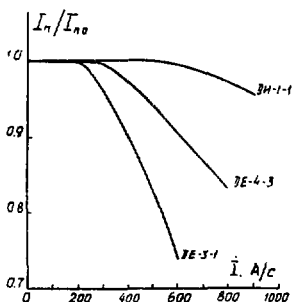


Рис.4. Графики зависимости критического тока от скорости ввода тока характерных витков обмотки СП диполя, отнесенные к критическому току 38-го витка внутреннего слоя при $\dot{I} \rightarrow 0$:
 38-й виток, $\rho_a^1 = 1 \cdot 10^{-7}$ Ом*м; 1 - $\ell_p = 75$ мм; 2 - $\ell_p = 25$ мм;
 3 - $\ell_p = 10$ мм;
 1-й виток, $\ell_p = 10$ мм, 4 - $\rho_a^1 = 6.5 \cdot 10^{-7}$ Ом*м;
 5 - $\rho_a^1 = 1 \cdot 10^{-7}$ Ом*м, 6 - $\rho_a^1 = 2 \cdot 10^{-7}$ Ом*м;
 24-й виток, 7 - $\ell_p = 10$ мм, $\rho_a^1 = 1 \cdot 10^{-7}$ Ом*м.

Минимальное значение критического тока имеет 38 витков внутреннего слоя, находящийся в максимальном магнитном поле. При увеличении скорости ввода тока критический ток витков монотонно уменьшается, скорость уменьшения критического тока определяется уровнем тепловыделений в витке и условиями охлаждения. Из рис.4 следует, что при шаге твистирования 10 мм критический ток 38 витка практически не зависит от скорости ввода тока, в то время как снижение критического тока I-го витка при том же шаге твистирования определяется величиной поперечного сопротивления. Для каждого из рассмотренных значений поперечного сопротивления существует область скоростей ввода тока, когда критический ток I-го витка становится меньше, чем 38. Критический ток внешнего слоя, определяемый 24 витком, вследствие более низкой величины индукции магнитного поля в этом слое, на 30 % превышает критический ток внутреннего слоя. В результате более низкого уровня тепловыделений условия охлаждения внешнего слоя оказываются достаточными для сохранения этого соотношения во всем интервале скоростей.

Полученные результаты позволяют объяснить поведение скоростных характеристик на рисунках 2 и 3. Скоростные характеристики, представленные на рис.2, определяются зависимостью критического тока от скорости ввода тока 38 витка внутреннего слоя. Такие характеристики наблюдались в магнитах с определяющим вкладом матричных потерь в величину вихревых тепловыделений в обмотке. При малом шаге твистирования, когда в величину вихревых потерь дает вклад в основном кабельная составляющая, скоростные характеристики определяются при малых скоростях критическим током 38-го витка, а затем критическим током I-го витка. В этом случае на скоростной зависимости имеется характерный излом, показанный на рис.3. Таким образом во всех рассмотренных случаях скоростные характеристики магнитов определялись внутренним слоем.

3. Полномасштабные модели

Полномасштабные модели изготавливались с использованием отработанных на коротких моделях оптимальных технологических режимов из СП кабеля типа "зебра" с шагом твистирования 8-10 мм, показавшего оптимальные свойства. Характерной особенностью полномасштабных моделей является наличие двух межслоевых спаев, расположенных в прямолинейной части внешнего слоя обмотки, что продиктовано технологическими соображениями и, кроме того, дает возможность оптимального использования СП провода во внешнем слое. Величина поперечного сопротивления в спаях согласно измерениям составляет примерно 10^{-9} Ом.м. В результате из-за существенно более низкой величины поперечного сопротивления между жилами в спаях по сравнению с регулярной частью обмотки спай является локальным источником значительных тепловыделений.

Скоростные характеристики полномасштабных моделей с различной длиной межслоевых спаев представлены на рис.5. При длине спаев 100 мм и 140 мм скоростные характеристики имели пороговый характер. При скоростях ввода тока 150-300 А/с наблюдалось резкое изменение чувствительности диполь к скорости ввода тока. Ток перехода в нормальное состояние уменьшался от 7500 А до 2000А. При уменьшении длины спаев пороговое значение скорости ввода тока смещалось в сторону больших скоростей. Детальный анализ процессов, протекающих в спаях с транспортным током в переменном внешнем магнитном поле, показал, что пороговый характер скоростной характеристики связан с переходом спаев в нормальное состояние в результате значительных тепловыделений и вихревых токов, возникающих в спаих в процессе ввода тока в магнит. Расчет показал, что уменьшение длины спаев до 75 мм позволяет резко снизить уровень вихревых токов и тепловыделений в спаих, а также улучшить условия их охлаждения за счет более эффективного отвода тепла вдоль СП кабеля. Магниты с длиной межслоевых спаев 75 мм (см.рис.5) не обнаруживали зависимости скоростных характеристик от скорости ввода тока в

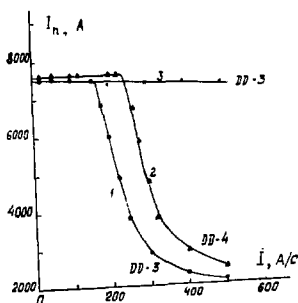


Рис. 5. Скоростные характеристики полномасштабных моделей с различной длиной межслоевых спаев: 1 - $l_{\text{сп}}=190$ мм; 2 - $l_{\text{сп}}=140$ мм; 3 - $l_{\text{сп}}=75$ мм.

интервале до 600 А/с, что совпадает с результатами, полученными на коротких моделях.

4. Заключение

Анализ представленных расчетных и экспериментальных результатов показывает, что использование СП кабеля с шагом твистирования волокон $8+10$ мм и величиной поперечного сопротивления между жилами не менее $2 \cdot 10^{-7}$ Ом.мм позволяет устранить зависимость тока перехода СП диполя в нормальное состояние от скорости ввода тока в интервале скоростей от 0 до 600 А/с, включающем как рабочие скорости в цикле УНК, так и возможные скорости изменения тока в магнитах в аварийных режимах. Указанные выше требования совпадают с условиями, необходимыми для обеспечения допустимого уровня динамических тепловыделений в обмотке [4], определяющих тепловую нагрузку на криогенную систему УНК. Необходимая величина поперечного сопротивления была получена в СП кабеле типа "зебра" после специальной обработки поверхности жил при ультразвуковой очистке СП кабеля и последующем точном соблюдении оптимальных режимов спекания обмотки.

Л и т е р а т у р а

1. А.И.Агеев, В.И.Балбеков, В.И.Григасов и др. Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, 1983, т. I, с. 8.
2. Н.И.Андреев, В.И.Балбеков, Э.А.Булатов и др. Труды VIII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, 1983, т. I, с. 249.
3. А.И.Агеев, Н.И.Андреев, В.И.Балбеков и др. Препринт ИВЭЗ 84-104, Серпухов, 1984.
4. В.П.Дмитровский, А.В.Зюбин, А.И.Никулин, В.И.Шумский. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, ОИЯИ, 1985, т. II, с. 373.
5. А.И.Агеев, В.И.Балбеков, В.П.Дмитровский и др. Препринт ИВЭЗ 86-88, Серпухов, 1986.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ ЗАХОЛАЖИВАНИЯ И ОТОГРЕВА СП ДИПОЛЬНЫХ МАГНИТОВ УНК

А.Т.Абрамов, А.И.Агеев, Ю.Г.Божко, В.И.Гусак,
А.Г.Дайковский, А.В.Жирнов, Е.Г.Прощаев, А.В.Тарасов
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Исследование процессов захлаживания и отогрева сверхпроводящих (СП) ускорителей связано как с выбором схемы и оборудования системы криогенного обеспечения, так и с определением конструкторской прочности элементов ускорителя при появлении в них температурных градиентов.

В УНК продольный размер плеча СП магнитов существенно больше поперечного размера. Это позволяет с целью упрощения продольные и поперечные тепловые процессы изучать раздельно, а затем учесть взаимные поправки при общем анализе процесса захлаживания или отогрева.

В основу анализа продольного распределения температуры в плече СП магнитов положены одномерные уравнения теплопроводности и гидравлики /2/:

$$\sum_i [\rho_i f_i C_i(T)] \frac{\partial T}{\partial t} = \sum_i \lambda_i(T) f_{\lambda i} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \alpha \Pi (T - T_g) \quad (1)$$

$$G(T) C_p(\rho, T_g) \frac{\partial T_g}{\partial z} = \alpha \Pi (T - T_g) + q_{oc} (T_0 - T_g) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial z} = -\xi \frac{\rho_g(\rho, T_g) [W(Z)]^2}{2 \alpha g} \quad (3)$$

$$G(T) = \rho_g(\rho, T_g) f_g W(Z) \quad (4)$$

Здесь (1), (2) - уравнения энергии для стенки и газа, (3), (4) - уравнения движения и неразрывности, обозначения общепринятые. Теплопроводность в поперечном направлении бесконечна - признак одномерности. Теплофизические свойства гелия и конструкционных материалов вычислялись в соответствии с данными /3,4/.

Система уравнений (1)+(4) решалась численно с использованием неявной схемы для уравнения (1) и метода Рунге-Кутты для остальных уравнений.

Расчетная методика была проверена при исследовании процесса захлаживания медного профиля длиной 3 м, в котором было установлено 40 температурных датчиков. Через профиль продувался гелий с температурой 90 К. Получено хорошее совпадение экспериментальных и расчетных данных.

По данной методике был выполнен расчет режимов захлаживания и отогрева СП диполей УНК с холодным ядром /1/ для двух технологических периодов: планового, когда захлаживаются все магниты УНК, и ремонтного, когда отогревается и затем захлаживается только та группа магнитов, в которой находится некачественный магнит. Учитывалась производительность криогенного оборудования как по смотому, так и по сжиженному гелию /5/.

Плановый период захлаживания рассчитывался для двух этапов: захлаживание от 300 К до 80 К и от 80 К до 4,5 К. Расчетное время этого периода около 8 суток.

Исходя из структуры УНК ремонтная группа выбрана из 110 магнитов, т.е. из одного плеча длиной 680 м. С учетом расходов и давлений, которые может обеспечить в ремонтный период система криогенного обеспечения УНК, получены расчетные профили температур по длине плеча СП магнитов (рис.1). Из рис.1 видно, что режим захлаживания характеризуется большей эффективностью по сравнению с отогревом (более короткая длина температурной волны), что связано с особенностью зависимости теплоемкости материалов от температуры. С целью обеспечения приемлемого времени ремонтного периода плеч. магнитов разбивается по гелиевому потоку на 4 участка в режиме отогрева и на 2 участка в режиме захлаживания /5/. Без учета поперечного распределения температур расчетное время отогрева с суммарным расходом через плечо 440 г/с и захлаживания с $G = 280$ г/с составит около 40 часов для каждого режима.

Знание градиентов температур в поперечном сечении магнита необходимо для определения термических напряжений в конструкции криостата, исследования влияния коэффициентов теплообмена на протекание процессов и выбор разумного компромисса между расходом гелия и продолжительностью процессов захлаживания и отогрева.

Методика расчета температурного поля в поперечном сечении СП диполя основана на решении двумерного параболического уравнения теплопроводности для нестационарного случая с учетом конструктивных особенностей СП магнита /1/. При решении использовался метод конечных элементов с применением неявной схемы (моделированный пакет НАСТ /6/).

Как и для одномерной задачи, методика отработывалась на экспериментальной модели, для чего был изготовлен полномасштабный (по поперечным размерам) модуль СП диполя высотой 120 мм с реальными каналами охлаждения. Модуль было установлено 16 температурных датчиков (рис.1). Измерения проводились при охлаждении модуля жидким азотом. На рис.3 приведено сравнение расчетных и экспериментальных данных для точек Т5, Т11 и Т15 (рис.2). Видно, что существует вполне приемлемое соответствие расчета эксперименту. Для ремонтного периода расчетная продолжительность процесса захлаживания поперечного сечения СП диполя составила около 1,5 часов, отогрева - 3 часа. Распространение температурной волны в режиме захлаживания в виде изотерм представлено на рис.2. Следует ожидать, что с учетом формирования температурных полей на начальном этапе режимов, а также процессов в поперечном сечении, времена отогрева и захлаживания в ремонтном периоде для указанных расходов не превысят 50 часов для каждого режима.

На рис.4 изображены расчетные значения температуры в поперечном сечении диполя при захлаживании (а) и отогреве (б) в зависимости от коэффициента теплоотдачи α . Коэффициент α при заданных каналах определяется расходом гелия. Из рис.4 видно, что существует диапазон значений коэффициентов α , в котором можно сохранить достаточно высокую эффективность теплообмена при разумном расходе гелия. Например, увеличение α с $600 \text{ Втм}^{-2\text{К}^{-1}}$ до $1000 \text{ Втм}^{-2\text{К}^{-1}}$ выигрывает во времени практически не дает, но потребует значительного увеличения расхода.

В заключение отметим, что созданная методика позволяет анализировать различные режимы захлаживания и отогрева СП магнитов УНК. Подобный анализ будет использован при выборе схемы системы криогенного обеспечения УНК, обеспечивающей оптимальные режимы работы ускорителя.

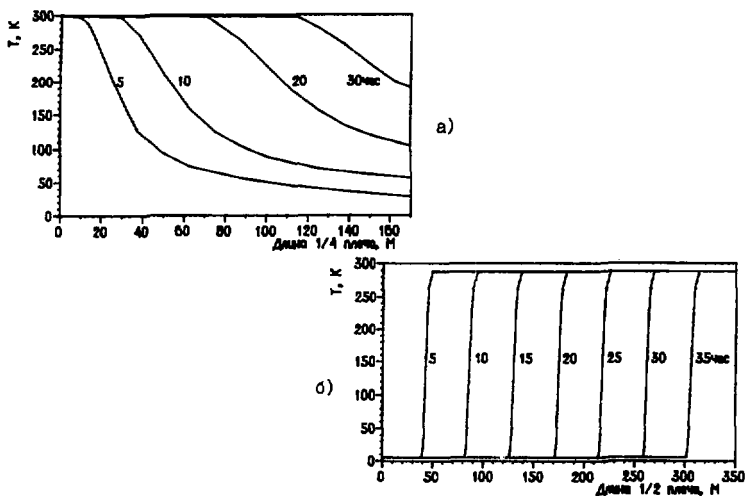


Рис.1 Температурные поля в плече УНК при отогреве (а) и захлаживании (б) в ремонтном периоде. Расходы гелия через I участок магнитов при отогреве 110 г/с, при захлаживании - 140 г/с.

Рис.2 Изотермы в поперечном сечении СП диполя с холодным ядром в режиме захлаживания от 290 К до 80 К. $\tau = 4$ млн, $T_{\min} = 80$ К, $T_{\max} = 267$ К, $\Delta T = 16,7$ К.

Т1 + Т16 - места расположения температурных датчиков в экспериментальном модуле.

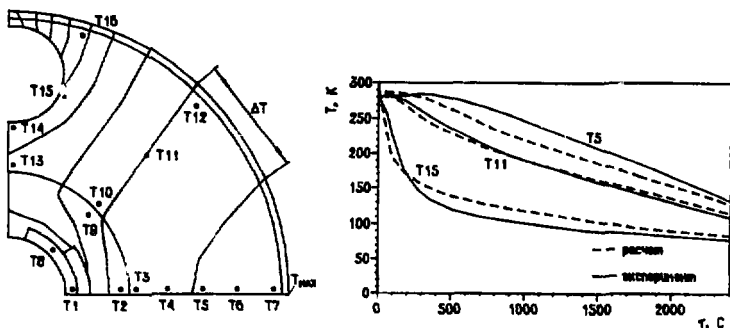


Рис.3 Сравнение расчетных и измеренных температурных полей в модуле поперечного сечения СП диполя.

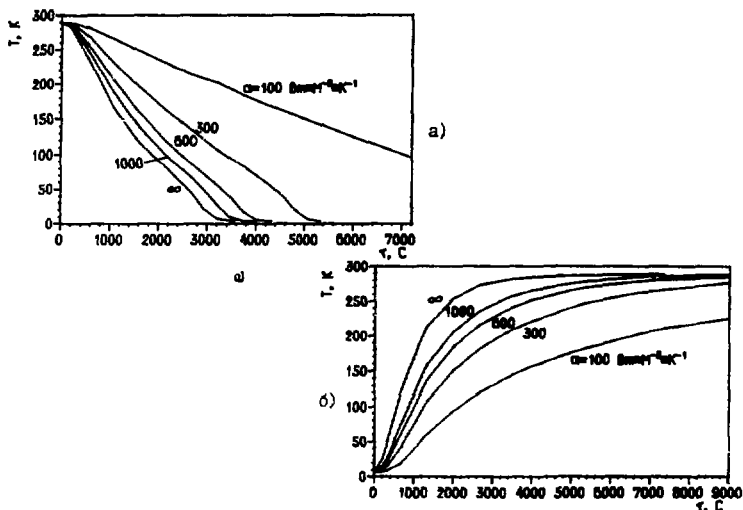


Рис.4 Расчетные кривые максимальных и минимальных значений температур в поперечном сечении соответственно в режимах захлаживания (а) и отогрева (б).

Литература

1. Ageyev A.I., Andreyev N.I., Balbekov V.I. et al. Superconducting Cold Iron Dipole Magnet for UNK. In: Proceeding of Workshop on Superconducting Magnets and Cryogenics, Brookhaven, USA, 1986.
2. Калинин Э.К., Дрейцер Г.А., Костик В.В. и др. Методы расчета сопряженных задач теплообмена. М., Машиностроение, 1983.
3. Божко Ю.Г., Жирнов А.В., Прошаев Е.Г. и др. - Препринт ИФВЭ 84-27, Серпухов 1984.
4. Кожеников И.Г., Новицкий Л.А. Теплофизические свойства материалов при низких температурах. Справочник. Изд. 2-е, Москва, Машиностроение, 1982.
5. Ageyev A.I., Myznikov K.P., Shamichev A.M. et al. Development of Cryogenic System for UNK. In: Proceeding of Workshop on Superconducting Magnet and Cryogenics, Brookhaven, USA, 1986.
6. Абрамов А.Г., Барсуков А.Б., Дайковский А.Г. и др. Препринт ИФВЭ 84-64, Серпухов 1984.

МЕТОДИКА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ МАГНИТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГОЛОВНОЙ ДИПОЛИ ТИПА А И В I СТУПЕНИ УНК

А.В.Никифоровский, П.В.Смирнов, В.А.Титов, Ю.М.Федоркин, М.С.Фомин
Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им.Д.В.Ефремова, Ленинград

Одним из основных элементов кольцевого электромагнита I ступени УНК являются диполи типа А и В с сечением рабочей области 60х70 и 43х91 мм и длиной 5800 мм. В диапазоне индукций 0,116 + 1,0Т средняя на длине рабочей области величина неоднородности магнитного поля должна быть менее $2 \cdot 10^{-4}$, максимальное значение угла поворота средней плоскости при рабочем положении магнита 0,3 мрад, изменение эффективной длины не должно превышать $1 \cdot 10^{-3}$.

Для проведения исследований на головной партии диполей разработаны методики магнитных измерений, прецизионная аппаратура, создана автоматизированная система измерений, позволяющая производить их в статистическом и импульсном режимах возбуждения магнитов при использовании индукционных преобразователей поля.

Неоднородность поля определялась по результатам гармонического анализа зависимости радиальной составляющей индукции от угловой координаты. При этом использовалось представление этой составляющей в виде следующего ряда:

$$B_z = B_0 \sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{r}{R_0} \right)^{k-1} \cdot (a_k \cdot \cos k\varphi + b_k \cdot \sin k\varphi).$$

где B_0 — амплитуда основной гармоники.

a_k, b_k — относительные коэффициенты k -ой гармоники на границе рабочей области R_0 .

$\frac{r}{R_0}$ — относительная радиальная координата точки.

Величины вертикальной и горизонтальной составляющих неоднородности также представлялись рядами:

$$\frac{\Delta B_x}{B_0} = \sum_{k=2}^{\infty} \left(\frac{r}{R_0} \right)^{k-1} \cdot [b_k \cdot \cos(k-1)\varphi - a_k \cdot \sin(k-1)\varphi], \quad (2)$$

$$\frac{\Delta B_z}{B_0} = \sum_{k=2}^{\infty} \left(\frac{r}{R_0} \right)^{k-1} \cdot [b_k \cdot \sin(k-1)\varphi + a_k \cdot \cos(k-1)\varphi]. \quad (3)$$

Методика измерений построена на использовании в качестве преобразователя поля индукционной рамки, ориентированной на измерение радиальной компоненты индукции и гармонической катушки на основную гармонику для компенсации z -ой составляющей в сигнале рамки. Рамка с угловым раствором 15° , числом витков 48 и длиной 1100 мм размещалась в пазах на поверхности стеклокерамического цилиндра вместе с гармонической катушкой. Комплекс из трех рамок подсоединялся к автоматизированному угловому приводу через специальный преобразователь "угол-код", отсчетное устройство которого имело жесткую связь с рамками.

Гармоническому анализу подвергался массив данных из 144 точек, полученных путем измерения потокоцепления рамки и катушки при повороте их с шагом $5 \pm 0,1^\circ$ на один оборот в прямом и обратном направлениях (для снижения ошибок в угловых координатах и от дрейфа аппаратуры). Мгновенные значения потокоцеп-

ления рамки при различных углах поворота измерялись с дискретностью 0,1 мВ.с пятиразрядным электронным интегратором, позволяющим производить измерения в течение всего времени, необходимого для поворота рамки в обоих направлениях (60 с). Возможность непрерывного интегрирования в течение этого времени, высокая точность и помехоустойчивость обеспечивались наличием в интеграторе двух двухтактных каналов интегрирования, работающих поочередно на общий сумматор в течение отрезка времени, равного периоду питающей сети. Поскольку период работы каналов интегратора и время поворота рамки на один шаг не совпадали, поворот осуществлялся в стартовом режиме для считывания показаний во время остановки рамки.

Гармонический анализ в магнитах А проводился при расположении оси вращения преобразователя на продольной оси апертуры. При расположении рамки на радиусе 30 мм, что составляет 0,86 R_0 , обеспечивается достаточная чувствительность к гармоникам с высокими номерами, и при определении коэффициентов 13 гармоник достигается хорошая сходимость ряда (~ 2), что необходимо для определения неоднородности в любой точке рабочего объема.

В магните типа В максимально возможный радиус расположения рамки 22,5 мм, что при $R_0 = 45,5$ мм и центральном расположении оси вращения приводит к снижению её чувствительности к гармоникам с $K > 5$ до уровня ошибок измерений. По этой причине гармонические коэффициенты для разложения поля относительно центра сечения апертуры определялись с использованием результатов двух измерений гармонического состава при смещенной на ± 20 мм вдоль координаты λ оси вращения рамки. По данным этих измерений в выбранных точках оси X определялись значения функций $\frac{\Delta B_x}{B_0} = f(x)$ и $\frac{\Delta B_z}{B_0} = f(x)$, которые затем использовались при составлении систем уравнений с применением рядов (2) и (3) (при $\varphi = 0$) для нахождения значений a_k и b_k .

Описанные методики и аппаратура позволили при измерении относительных коэффициентов 13 гармоник с погрешностью $\pm 1,0 \cdot 10^{-6}$ и $\pm 1,6 \cdot 10^{-5}$ (в зависимости от K) получить ошибку в определении неоднородности, не превышающую $3 \cdot 10^{-5}$.

Эффективная длина и интегральное значение угла поворота средней плоскости определялись с помощью преобразователя поля, представлявшего собой четыре струны из вольфрамовой проволоки, натянутых вдоль продольной оси магнита и объединенные в два параллельных витка. Требуемая геометрия расположения струн и ориентация витков в пространстве задавались с помощью двух пар взаимно перпендикулярных цилиндров, снабженных ампулами жидкостного уровня и механизмами для точной ориентации образующих цилиндров относительно профиля полюсов магнита и горизонта. При диаметрах цилиндров 20 и 34,7 мм угол раствора витков 120°, что позволяет исключить чувствительность преобразователя к 3-й гармонике поля, давшей наибольший вклад в погрешность измерений. Измерения с преобразователем производились при импульсном возбуждении магнитов и скорости изменения поля 0,15 Т/с.

Для нахождения эффективной длины, согласно выражению $L_{eff} = \frac{1}{B_0} \int B(z) \cdot dz$, необходимо измерение величины B_0 , т.е. индукции в центральной части магнита. Нахождение B_0 сводилось к двум измерениям потокосцепления с преобразователем при разной длине витков. Для этой цели одна из пар цилиндров могла перемещаться вдоль рабочей области и сдвигаться в центральной зоне магнита на точно известное расстояние. Для нахождения интегрального значения индукции производилось третье измерение, когда витки преобразователя проходили через всю область поля. Ошибка определения эффективной длины ± 2 мм.

Величина угла поворота средней плоскости определялась по величине горизонтальной составляющей индукции B_x , пропорциональной этому углу. Для этой цели плоскость витков преобразователя ориентировалась вертикально. Погреш-

Т а б л и ц а 3

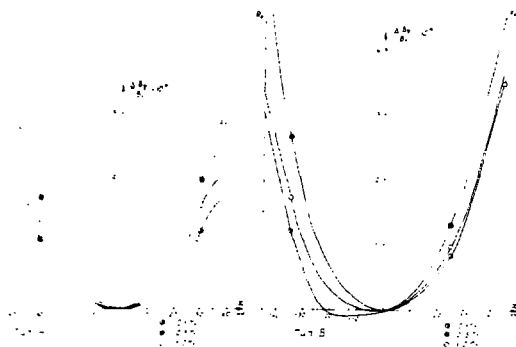
Диполь типа В. Гармонические коэффициенты в центральной области поля
 $R_0 = 45,5 \text{ мм}$

Коеф.	$B_z / T_z \backslash k$	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$a_k \cdot 10^4$	0,1	0,0	0,0	-0,5	-2,2	0,1	0,0	0,0	0,1	0,0	0,1	0,0	-0,1
	0,5	+0,3	-0,5	-1,2	-0,1	0,1	0,0	0,1	0,1	0,0	0,1	0,1	-0,1
	1,0	+0,3	-0,4	-1,3	-0,3	0,1	0,0	0,1	0,1	0,0	0,1	0,0	-0,1
$B_k \cdot 10^4$	0,1	0,4	0,5	-0,1	0,4	-0,2	6,3	0,1	-3,5	0,2	2,6	-0,1	-2,8
	0,5	0,0	3,8	0,1	-3,5	-0,2	8,2	0,0	-3,5	0,1	2,7	-0,2	-2,9
	1,0	+0,2	2,4	0,1	-4,0	-0,2	8,3	0,1	-3,6	0,1	2,6	-0,1	-2,8

Т а б л и ц а 4

Диполь типа В. Средние на длине магнита коэффициенты гармоник
 $R_0 = 45,5 \text{ мм}$

Коеф.	$B_z / T_z \backslash k$	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$a_k \cdot 10^4$	0,1	0,0	0,0	-0,4	-1,8	0,0	0,0	0,0	0,1	0,0	0,0	0,0	-0,1
	0,5	0,2	0,0	-1,1	-0,1	0,1	0,0	0,0	0,1	0,0	0,1	0,0	-0,1
	1,0	0,2	0,1	-0,2	-0,2	0,0	0,0	0,1	0,1	0,0	0,1	0,1	-0,1
$B_k \cdot 10^4$	0,1	0,3	-3,3	-0,1	-0,7	-0,1	5,6	0,1	-3,0	0,1	2,4	-0,1	-2,3
	0,5	0,1	-0,7	0,1	-4,5	-0,1	8,8	0,1	-3,0	0,0	2,4	-0,1	-2,3
	1,0	0,2	-1,8	0,1	-4,5	-0,1	8,7	0,0	-3,0	0,1	2,4	-0,1	-2,3



Р и с. 1. Неоднородность поля в центральной зоне магнитов

ность установки в вертикальную плоскость исключалась поворотом вертикального цилиндра на 180° вокруг оси Y и проведением второго измерения величины B_x . Погрешность определения положения средней плоскости составляла 0,05 мрад.

По описанным методикам были испытаны три диполя типа А и диполь типа В. Измерения проводились на уровнях индукции в 0,1, 0,5 и 1,0 Т в статическом режиме возбуждения магнитов и в импульсном при изменении поля со скоростью 0,15 Т/с.

Результаты гармонического анализа магнитного поля для центральной области приведены в таблицах 1 и 3, интегральные значения коэффициентов гармоник, учитывающие поля рассеяния, представлены в таблицах 2, 4. Все приведенные результаты получены при статическом возбуждении, данные динамических измерений не приводятся, поскольку измерения в динамике не выявили влияния вихревых токов на коэффициенты гармоник (меньше ошибок измерений).

По данным, приведенным в таблицах, произведена реконструкция неоднородности поля по оси X . Результаты реконструкции отражены на рис.1 и 2. Из этих результатов следует, что интегральное значение неоднородности не превосходит допустимой величины при всех уровнях индукции. Вклад остаточного поля на уровне поля инжекции не выводит неоднородность поля за допустимый уровень. Величина основной гармоники остаточного поля составляла $3,2 \cdot 10^{-3}$ Т в магните А и $4,5 \cdot 10^{-3}$ Т в магните В.

На рис.3 приведена зависимость эффективной длины от индукции. Результаты показывают, что относительное изменение длины составляет $1,1 \cdot 10^{-3}$, что близко к допуску.

Измерения интегрального значения угла поворота средней плоскости показали, что его величина у изготовленной партии магнитов находится в диапазоне $0,05 \pm 2,0$ мрад.

Т а б л и ц а 1

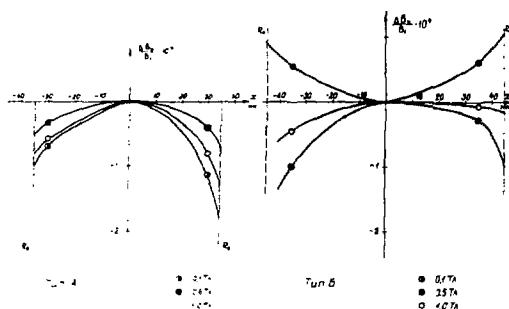
Диполь типа А. Гармонические коэффициенты в центральной области поля
 $R_0 = 35$ мм

Коэф.	B_i / T	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$a_k \cdot 10^4$	0,1	0,9	0,0	-0,3	0,1	0,0	0,0	0,0	0,1	-0,6	0,0	0,8	0,3
	0,5	0,5	0,0	-0,1	0,0	-0,1	0,0	0,2	0,1	-0,4	-0,1	0,6	0,2
	1,0	0,6	0,0	-0,1	0,0	-0,1	0,0	0,2	0,1	-0,4	0,0	0,5	0,3
$B_k \cdot 10^4$	0,1	0,0	1,2	0,0	0,3	0,0	1,7	0,0	-2,1	0,1	2,0	0,0	-2,8
	0,5	0,1	2,4	0,0	0,3	0,0	1,5	0,0	-2,4	0,0	2,1	-0,1	-2,9
	1,0	0,1	1,3	0,0	0,5	0,0	1,5	0,0	-2,4	0,0	2,1	-0,1	-3,0

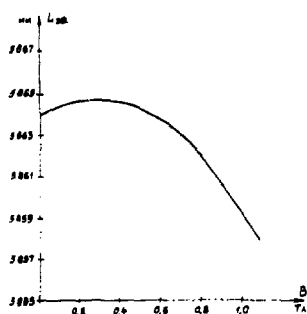
Т а б л и ц а 2

Диполь типа А. Средние на длине магнита коэффициенты гармоник
 $R_0 = 35$ мм

Коэф.	B_i / T	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
$a_k \cdot 10^4$	0,1	0,8	0,0	-0,1	0,1	0,0	0,0	0,1	0,1	-0,1	-0,1	0,5	0,3
	0,5	0,5	0,0	0,0	0,1	-0,1	0,0	0,2	0,1	-0,4	0,0	0,6	0,3
	1,0	0,6	0,1	0,0	0,0	-0,1	0,0	0,2	0,1	-0,4	-0,1	0,4	0,3
$B_k \cdot 10^4$	0,1	-0,1	-1,3	-0,1	0,2	0,1	1,4	-0,1	-1,8	0,2	1,7	-0,1	-2,3
	0,5	0,0	-0,3	-0,1	0,0	0,1	1,2	-0,1	-2,0	0,1	1,8	-0,3	-2,4
	1,0	0,0	-1,3	0,0	0,2	0,0	1,2	-0,1	-2,0	0,1	1,8	-0,3	-2,4



Р и с. 2. Среднее значение неоднородности на длине магнита



Р и с. 3. Зависимость эффективной длины магнита от индукции

СВЕРХПРОВОДЯЩИЙ ДИПОЛЬ С ХОЛОДНЫМ МАГНИТНЫМ ЭКРАНОМ

В.Л.Васильев, В.Е.Брегин, В.С.Капихин, М.Н.Косыкин, В.А.Титов, В.П.Шаныгин
Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры
им.Д.В.Фурьева, Ленинград

В соответствии с программой разработки магнитной системы второй ступени УНК в НИИЭФА продолжались исследования укороченных моделей сверхпроводящих дипольных магнитов с длиной обмотки один и два метра, отличающихся конструкцией обмоточных проводов и формой воротников бандажной системы. Конструктивные особенности моделей и их основные параметры обсуждались на II-й Всесоюзной конференции по прикладной сверхпроводимости [1]. Опыт, приобретенный при разработке и создании моделей сверхпроводящих диполей, результаты их экспериментального исследования и критический анализ принятой конструктивной схемы показали, что дипольные магниты обладают рядом недостатков.

В связи с этим в НИИЭФА в 1986 году была разработана конструкция диполя с магнитным экраном, находящимся внутри криостата и имеющем температуру, близкую к температуре жидкого гелия (см.рис.1). Такое расположение магнитного экрана упрощает конструкцию диполя, облегчает сборку и повышает надежность всех его элементов. Магнит состоит из следующих основных элементов:

1. Двухслойная сверхпроводящая седлообразная обмотка оболочечного типа, наматываемая из кабеля, содержащего 17 круглых композитных проволок ϕ 0,85 мм с NbTi нитями;
2. Бандажная система обмоточного блока, состоящая из пакетов штампованных воротников асимметричного типа из нержавеющей стали;
3. Камера двухфазного гелия, образованная двумя концентрическими трубами из нержавеющей стали, расположенными между обмоточным блоком и магнитным экраном;
4. Прокладки из нержавеющей стали, удерживающие обмоточный блок внутри магнитного экрана;
5. Магнитный экран, состоящий из двух пакетов, симметрично расположенных относительно вертикальной плоскости и соединенных вместе бандажом из листовой нержавеющей стали толщиной 6 мм;
6. Теплозащитный азотный экран с многослойной экрановакуумной изоляцией;
7. Теплоизоляционная опора телескопического типа;
8. Вакуумный корпус.

При разработке нового варианта диполя были учтены достижения отечественной промышленности, выпускающей композитные проводники на основе NbTi сплава. Принято, что критическая плотность тока в сверхпроводящих нитях при $B = 5,0$ Т и $T = 4,2^\circ\text{K}$ составляет $2,3 \cdot 10^5$ А/см². В таблице I представлены основные параметры предлагаемого варианта дипольного магнита.

Наружный контур магнитного экрана имеет форму, близкую к овальной, которая определялась из условия однородного намагничивания железа экрана во всех его сечениях. При этом, как показывают расчеты, выполненные на ЭМ по программе VESTOR [2] с учетом конечной величины магнитной проницаемости, магнитное поле в рабочей области диполя остается достаточно однородным в широком диапа-

surface fields. The drift tubes in the fringing fields are at ambient temperature and are centered in the openings of the end shields. The last drift tube shields the exit magnetic diaphragm and can be biased to stop back-streaming low energy electrons from the collector. The collector is modeled after the Orsay design.¹³ The electron beam is absorbed in a large cavity where the ions can be extracted through an axial hole at the rear end. The collector is water-cooled during operation, but a built-in heater wire allows the collector to be degassed before operation.

In the initial set-up we will observe the x-rays emerging from the trapped ions without any extraction, by observing the trapped ion through the collector with an x-ray detector. However the extraction optics, diagnostics, and analyzing magnet are already under design, construction or testing, and soon we will be able to extract the ions and to deliver ion beams through the accelerator columns to the experimental areas on ground potential.

5. Summary

We have discussed our facility at Kansas State University, which is perfectly suited for studies of atomic collisions involving highly charged, low and medium energy ions. It should be fully operational by next year and will be operated as a user facility. We encourage collaborations with in-house researchers, because it facilitates communications and experiments. We would like to welcome especially our colleagues from the Union of the Soviet Socialist Republics, who are interested in atomic physics, to join us in the exploration of this novel area.

References:

1. H. Gould, D. Greiner, P. Lindstorm, T.J.M. Symons and H. Crawford, Phys. Rev. Lett. 52, 180 (1984).
2. P. Thieberger, J. Barrette, B.M. Johnson, K.W. Jones, M. Meron, H.E. Wegner, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-30, 1431 (1983).
3. M. Grieser, R. Hammel, B. Huck, H. Ingwersen, E. Jaeschke, B. Kolb and R. Repnow, IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-30, 2099 (1983).
4. E.D. Donets, Nucl. Instr. and Meth. B9, 522 (1985).
5. C.L. Cocke, P. Richard, J.S. Eck and R. Pardo, Nucl. Instr. Meth. B10/11, 838 (1985).
6. R. Middleton, Nucl. Instr. Meth. 214, 139 (1983).
7. L.M. Bollinger, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-24, 1076 (1977).
8. Glassman Inc., Whitehouse Station, NJ, USA, model PG200P1-LR.
9. Cryogenic Consultants Ltd, 231 The Vale, London W3 7QS, GB.
10. M.P. Stöckli, K. Carnes, C.L. Cocke, B. Curnutte, J.S. Eck, T.J. Gray, J.C. Legg and P. Richard, Nucl. Instr. Meth., B10/11, 763 (1985).
11. M.P. Stöckli and C.L. Cocke, Rev. Sci Instr. 57, 751 (1986).
12. Raytheon Co., Waltham, MA, USA, model QXX1966.
13. J. Arianer, C. Goldstein, H. Laurent, and M. Malard, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30, 2737 (1983).

Анализ режимов предварительного захлаживания и отогрева диполя при плановых остановках УНК, выполненный на ЗЕМ [3], показал, что отсутствие непосредственного контакта железа магнитного экрана с гелием не будет создавать трудностей для нормальной работы системы криостатирования сверхпроводящих магнитов УНК.

Рис.1. Поперечное сечение сверхпроводящего диполя с холодным магнитным экраном.

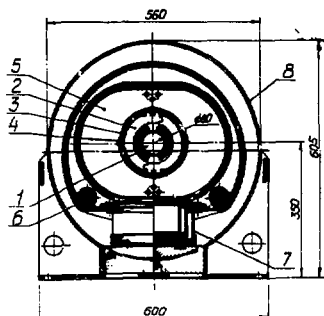


Рис.2. Силовые линии магнитного поля для магнитной индукции в рабочей области 1 Тл.

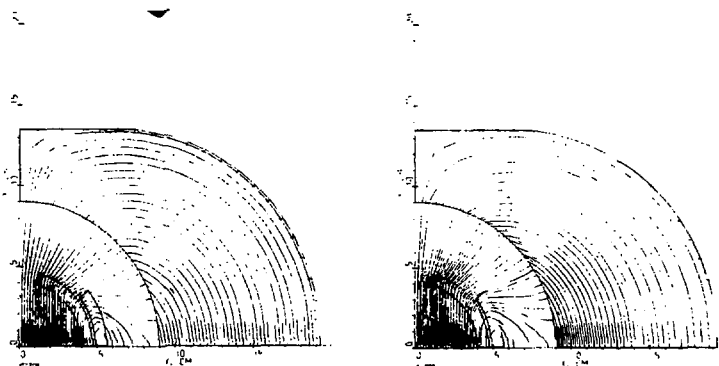


Рис.3. Силовые линии магнитного поля для магнитной индукции в рабочей области 5 Тл.

Л и т е р а т у р а

1. В.А.Васильев и др. 3 кн.: Сверхпроводимость в технике. Труды второй Всесоюзной конференции по техническому использованию сверхпроводимости. Л., 1984, т. II, с. 73.
2. В.С.Кашихин. Программы SCALAR, VECTOR, FECS численного моделирования электромагнитных систем электрофизических устройств. Л., 1982 г., 20 с. Препринт НИИЭФА: Б-0598.
3. В.Н.Васильев и др. Криостатирование сверхпроводниковых магнитов с холодным магнитным экраном. Настоящий сборник, с. 312.

ИНЖЕКТОР ЭЛЕКТРОНОВ НАКОПИТЕЛЬНОГО КОМПЛЕКСА "СИБИРЬ-2"

В.Г.Вешеревич, М.М.Карликов, Г.Н.Кузнецов, В.А.Дукьянов,
О.А.Нежевенко, Г.Н.Острейко, Б.З.Персов, С.И.Рутинский,
Ю.Н.Семенов, Г.В.Сердобинцев, М.А.Тюнов, Е.И.Цаймерденов,
В.И.Иковлев

Институт ядерной физики СО АН СССР, Новосибирск

1. Для накопительного комплекса "СИБИРЬ-2" — источника СИ [1] необходим инжектор электронов с энергией 50–100 МэВ. В связи с тем, что инжекция производится с частотой 1 Гц в промежуточный накопитель с временем обращения 30 нс, длина импульса тока инжектора не должна превышать 15 нс, чтобы исключить влияние фронтов инжектора на динамику пучка.

Инжектор должен обеспечивать следующие параметры пучка:

- величину тока в импульсе 200 мА;
- энергетический разброс 1%;
- поперечный эмиттанс 0,1 мрад·см.

В качестве инжектора предлагается использовать линейный ускоритель.

Блок-схема ускорителя изображена на рис.1. Он содержит инжектор электронов, состоящий из диодной пушки, эмиттирующей электронный пучок с энергией 40 кэВ, током 4 А, длительностью 15 нс, и фокусирующей линзы. Геометрия пушки, рассчитанная программой SAM [2], изображена на рис.2. В правом верхнем углу показаны распределения плотности тока и фазовый портрет пучка на выходе из пушки.

После инжекции несгруппированный пучок попадает в первый резонатор ускоряющей структуры, где происходит его группировка и ускорение. Входное отверстие первого резонатора действует на пучок как короткофокусная линза с переменным фокусным расстоянием, что приводит, помимо перефокусировки пучка, к недопустимому увеличению его поперечного эмиттанта. Руководствуясь опытом, полученным авторами при создании сильноточного ускорителя-источника позитронного комплекса ВЭПП-4 [3], решено установить на входе первого резонатора сетку, что ликвидирует фокусирующее воздействие входного отверстия. Численные расчеты показывают, что в варианте с сеткой для получения требуемых выходных характеристик пучка можно использовать первый резонатор половинной длины с теми же размерами элементов, что и у регулярных резонаторов структуры. В качестве ускоряющей структуры целесообразно использовать структуру, работающую на накопленной энергии. Поскольку мы ориентировались на применение только одного генератора на частоту 297 МГц мощностью 20 МВт [5], была выбрана модификация ускоряющей структуры с шайбами и диафрагмами, предложенной В.Г.Андреевым [6], с радиальными опорами шайб. Длина структуры 3 м. Структуры с радиальными опорами известны, однако в описанных структурах [8] соотношение геометрических размеров явно неоптимально.

Использование структуры с шайбами и диафрагмами на накопленной энергии позволяет решить следующие задачи:

- благодаря высокому шунтовому сопротивлению можно получить максимальную энергию электронов [7];
- благодаря большому запасу энергии можно ускорить пучок с максимальным током;
- благодаря большой величине групповой скорости имеется возможность заполнить ускоряющую структуру в виде единой резонансной секции с одним вводом мощности и, таким образом, исключить необходимость фазировки отдельных секций и облегчить требования к точности изготовления и настройки.

Установлено, что коэффициент нестационарной теплоотдачи переменен и в микросекундном диапазоне. Интенсивность теплоотдачи на данной стадии теплообмена быстро падает, пропорционально $(1 - \bar{\xi})^{-1}$, где $\bar{\xi}$ - время процесса.

Сравнение расчетов при $\alpha = 1000 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$ и $\alpha = f(1 - \bar{\xi})^{-1}$ показывает практическое совпадение результатов по динамике эвакуации гелия из криостата. И все же представляется правильным считать результаты расчетов по $\alpha = 1000 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$ оценкой нижнего предела возможных режимных параметров при эвакуации гелия. Таким образом, интенсивность теплоотвода к гелию (K_T) составляет $500 + 1000 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$ и в основном определяется термическим сопротивлением электрической изоляции.

При определении массовых расходов в предохранительных клапанах учитывался теплоподвод к потоку хладагента от стенок труб, связывавших концевые части криостата магнита с "теплыми" клапанами. Длина и диаметр этих труб составляют 1 м и 25 мм. Коэффициент расхода предохранительного клапана принят равным 0,5. Высота кольцевого зазора внутреннего гелиевого канала обмотки составляет 2,5 мм. Объем гелия в лобовых частях криостата (V) равен 3 литрам.

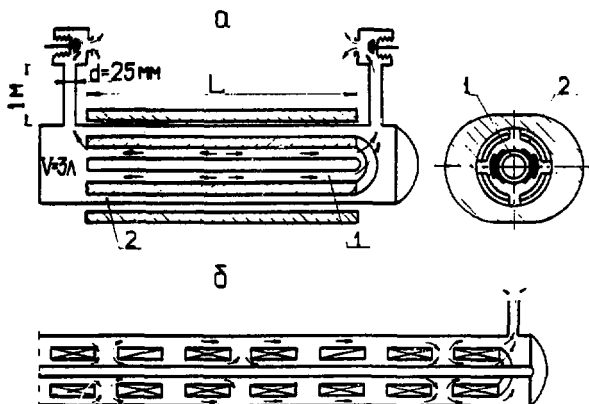
Расчет динамики истечения гелия из каналов магнита и клапанов производился численным методом при реальных термодинамических свойствах гелия. Решалась система одномерных уравнений энергии и динамики течения гелия в протяженных каналах в сопряжении с уравнением энергии, перешедшей в нормальное состояние обмотки. Учитывались характерные условия аварийного вывода энергии. Принималось, что связь по потоку гелия между соседними магнитами отсутствует. Такая ситуация близка к условиям эвакуации гелия из центрального магнита при одновременном переходе в нормальное состояние цепочки из большого числа магнитов для случая, когда на каждом магните установлен предохранительный клапан.

Расчеты выполнялись из условия, что тепло воздействует только на внутренний канал обмотки. Такой подход оправдан следующим: интенсивность нагрева бандажа обмотки и гелия в обводном канале существенно ниже, чем во внутреннем канале. Нагрев гелия в обводном канале происходит с заметным запаздыванием через ~ 1 с после начала процесса. К этому моменту времени интенсивное истечение гелия из внутреннего канала уже закончено (рис.2а).

Результаты, представленные на рис.2, показывают, что максимальное давление в криостате слабо зависит от условия, открыт ли клапан в момент перехода магнита или же при давлении 0,5 МПа. Если давление открытия клапана равно 1 МПа (вариант 5), то эвакуация гелия происходит при практически постоянном давлении в лобовой части магнита.

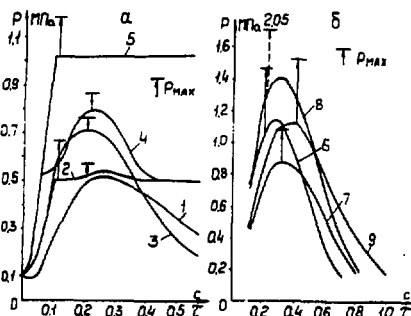
На основании полученных результатов можно утверждать, что выбранные проходные сечения предохранительных клапанов (35 мм) и труб для выброса гелия (25 мм) достаточны для безаварийной эвакуации гелия. При этом максимальное давление в криостате не превысит 0,9 + 1,2 МПа, а время полного открытия клапанов, характеризующее инерционность срабатывания клапанного устройства, составляет 0,1 + 0,2 с.

Опыт эксплуатации крупных сверхпроводниковых магнитных систем ускорителей [1] показывает, что возможны отказы в работе предохранительных клапанов. Поэтому были выполнены расчеты (рис.2б) по росту давления в лобовых частях магнитов для случаев, когда нормально срабатывают клапаны, установленные через 12 м (варианты 6, 7 на рис.2б) и через 18 м (варианты 8,9). Другими словами, принято, что длина обмотки равна 12 и 18 м. В вариантах 7 и 9 $\alpha = 1000 \text{ Вт/(м}^2\cdot\text{К)}$, а в вариантах 6 и 8 $\alpha \rightarrow \infty$. Из данных рис.2б следует,



Р и с. 1. Схема эвакуации гелия из одного (а) и цепочки магнитов (б)

1 - внутренний канал охлаждения; 2 - обводной канал охлаждения

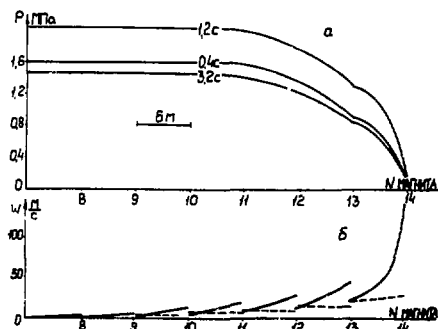


Р и с. 2. Рост давления в криостате при длине диполя 6 м (а) и при длинах магнита 12 м и 18 м (б)

1, 2, 7, 9 - коэффициент теплоотдачи (α) равен $1000 \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К})$;
3, 4, 5, 6, 8 - $\alpha \rightarrow \infty$; P_{max} - максимальное давление в середине ($L/2$) внутреннего канала охлаждения.

что во всех рассмотренных случаях максимальное давление в криостате не превышает $2,05 \text{ МПа}$.

Расчеты, выполненные в постановке, что гелий истекает только из концов сплошного, неразрывного по длине канала обмотки, не позволяют определить влияние пропускной способности обводного канала на режим эвакуации гелия. Если магниты соединены в цепочку через коллекторные оъемы (V) (рис. 1а), то гелий будет течь не только по внутреннему, но и по обводному каналу оомо-точного блока, сечение которого в магнитах $\sim 1/4$ и в 4 раза больше внутреннего. считывалось, что после каждого магнита "холодный" гелий обводного канала



Р и с. 3. Поля давлений (а) и распределение скоростей гелия в обводных и внутренних каналах цепочки из 14 магнитов в момент времени 1,2 с (б)

смешивается с "теплым" гелием внутреннего канала. Исходя из описанной модели рассмотрены характеристики эвакуации гелия из цепочки, содержащей 14 магнитов, для варианта, когда клапаны установлены только на ее краях.

На рис.3 показаны поля давлений на половине длины цепочки для различных моментов времени (t) и распределение скоростей гелия (V) в обводных (сплошные линии) и внутренних (пунктирные линии) каналах цепочки магнитов для момента времени (1,2 с), соответствующего максимальному давлению в криостатах ($X = 1000 \text{ ат/м}^2 \cdot \text{с}$).

Прходные сечения клапанов (диаметр 70 мм) выбраны такими, чтобы давление в месте его установки в процессе эвакуации гелия оставалось практически таким же, как и в режиме криостатирования $0,15 + 0,2 \text{ МПа}$. Из данных рис.3 видно, что максимальное давление в цепочке магнитов близко к 2 МПа.

В заключение следует отметить, что предложенная методика расчета гидро-теплодинамических процессов в каналах сверхпроводниковых магнитов при их переходе в нормальное состояние позволила определить требования к конструкции криостата, числу и сечениям клапанов и труб для эвакуации гелия из цепочек магнитов УНК.

Выполненные исследования показывают, что криостаты для УНК целесообразно проектировать на давление $1 + 2 \text{ МПа}$. В этом случае представляется реальным заметно сократить число предохранительных клапанов, устанавливаемых в кольцо ускорителя, снизить теплопритоки и сократить объем работ по замене и отладке клапанов.

Л и т е р а т у р а

1. J.H.Rode. Proc. ICSC-10, July 31 - August 3, 1984, Helsinki, Finland, pp. 760-770.
2. В.И.Васильев и др. Сверхпроводящий диполь с холодным магнитным экраном. Настоящий сборник, с.306.

КРИСТАТИРОВАНИЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ МАГНИТОВ С ХОЛОДНЫМ МАГНИТНЫМ ЭКРАНОМ

В.Н.Васильев, А.Ф.Волков, Л.Б.Динабург, В.В.Калинин, В.А.Титов,
Т.П.Николишвили

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

В настоящее время во многих исследовательских центрах, разрабатывающих оборудование для ускорителей, интенсивно ведутся работы по созданию сверхпроводниковых магнитов с холодным магнитным экраном. Цель этих исследований - разработка конструкций магнитов, максимально удовлетворяющих условиям их длительной, надежной и экономичной эксплуатации.

В докладе рассмотрены криогенные аспекты работы УНК при использовании магнитов с холодным магнитным экраном для варианта конструкции, в котором каналы двухфазного и однофазного гелия размещены в кольцевом зазоре на границе между магнитным экраном и сверхпроводниковым обмоточным блоком (рис.1). Для криостатирования цепочек таких магнитов [1] использована известная схема, основанная на противоточном теплообмене потока однофазного гелия, циркулирующего в каналах сверхпроводниковых обмоточных блоков, с потоком двухфазного гелия, движущимся вне обмоточных блоков (рис.1а). Двухфазный гелий образуется в результате дросселирования однофазного гелия на выходе из последнего магнита цепочки. Теплообмен между потоками осуществляется через тонкостенную обечайку.

Определены параметры системы криостатирования магнитов для трех режимов работы УНК: захлаживание (отогрев), криостатирование и переход магнитов в нормальное состояние.

На рис.1б показано распределение температур в цепочке магнитов длиной 730 м и при тепловых нагрузках (таблица 1), характерных для режима криостатирования УНК.

Охлаждение обмоточных блоков магнитов происходит следующим образом. В каждом магните поток однофазного гелия делится на два. Один из них движется по внутреннему кольцевому каналу и нагревается от тепловой нагрузки, действующей на обмоточный блок. Другой поток однофазного гелия течет с внешней стороны обмоточного блока по обводному каналу и охлаждается в результате теплообмена с двухфазным гелием. На выходе из каждого магнита оба потока однофазного гелия смешиваются.

Градиент температур по длине цепочки магнитов в данной схеме криостатирования в основном зависит от давления и равновесной температуры двухфазного гелия на выходе из цепочки и потерь давления по длине канала двухфазного гелия.

Распределение температур, показанное на рис.1б, обеспечивается при следующих зазорах в кольцевых каналах магнита: канал двухфазного гелия - 8 мм, внутренний и обводной каналы однофазного гелия по 2,5 мм. Потери давления в каналах однофазного и двухфазного гелия соответственно составляют 0,05 МПа и 0,01 МПа при расходе гелия 0,085 кг/с.

Т а б л и ц а 1

Характеристики основных криогенных режимов магнитов УНК

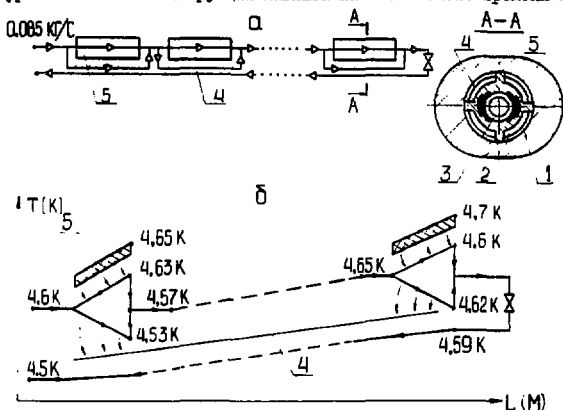
1. Криостатирование				
Вид теплоотвода	Тепловая нагрузка (Вт)			
	на магнит		на цепочку	
	4,5 К	80 К	4,5 К	80 К
Вихревые и прочие тепловые потери в элементах магнита	5,37	—	605	—
Изоляция и механические опоры	2,8	36	315	4100
Аварийные, корректирующие и основные тоководы	—	—	235	—
Линии сброса, криогенные связи и арматура	—	—	170	250
Всего:	8,17	36	1320	4350
2. Захлаживание				
Режим	плановый		экстренный	
Температурный интервал (К)	300-80	80-4,5	300-80	80-4,5
Время процесса (час)	60	70	60/35	15
3. Переход в нормальное состояние				
Максимальное давление в криостате			1,5 МПа	
Максимальный расход в клапане			2 кг/с	
Время максимального открытия клапана			0,1 - 0,2 с	

Опыт крупномасштабного изготовления магнитов показывает, что в пусконаладочный период эксплуатации ускорителей возникает необходимость в замене части магнитов, установленных в кольце. По этим соображениям желательно, чтобы время захлаживания при таких экстренных ремонтных работах было по возможности небольшим и не превышало нескольких суток. Однако темп захлаживания при этом не должен превышать определенной величины, гарантирующей отсутствие в конструкции магнитов существенных механических напряжений. Поэтому рассматривался режим захлаживания с плавным понижением температуры гелия на входе в цепочку магнитов.

Градиенты температур в элементах магнита (рис.2) рассчитывались на основе численного решения нестационарной задачи двумерной теплопроводности в поперечном сечении магнита с учетом многокомпонентности его структуры, включающей такие элементы, как сверхпроводниковую обмотку, механический бандаж и магнитный экран (см.рис.1а). Принималось во внимание, что неидеальность термического контакта между отдельными элементами конструкции магнита может вызвать определенное затягивание процесса захлаживания. В этом отношении наиболее существенное влияние на процесс охлаждения может оказать неидеальность механического контакта поверхностей магнитного экрана с наружной обечайкой канала двухфазного гелия. Оценки показали, что коэффициент теплопередачи от магнитного экрана к гелию по этой причине уменьшится с 500 Вт/(м²·К) до 100 Вт/(м²·К).

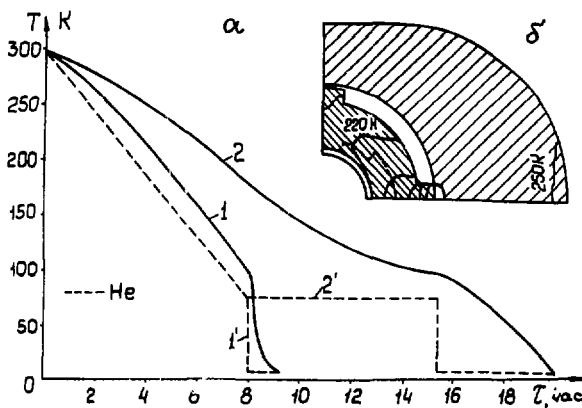
Учитывалось, что часть теплоты от магнитного экрана отводится теплопроводностью через гильзы, фиксирующие обмоточный блок в магнитном экране.

Результаты, представленные на рис.2, показывают, что в режиме плавного снижения температуры гелия на входе в магнит (пунктирные линии на рис.2а) за 8 часов в нем не возникает существенных градиентов температур. Максимальная температура магнита (длина 1 на рис.2а) в этом случае не будет превышать температуры гелия более чем на 25 К. Данный градиент температур возникает к 3 часу процесса и в дальнейшем не увеличивается. Характер распределения температур в элементах конструкции магнита на этот момент времени приведен на рис.2б



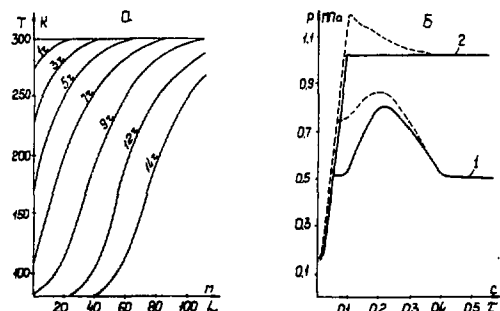
Р и с. 1. Схема криостатирования (а) и температуры в цепочке магнитов μ Нк (б).

1 — двухфазный канал; 2 — обводной канал; 3 — внутренний канал; 4 — поверхность теплообмена; 5 — обмотка магнита.



Р и с. 2. Кривые захлаживания диполя (а) и изотермы в его сечении через 3 часа процесса (б)

1 — при теплообмене через обечайку; 2 — без теплообмена через обечайку.



Р и с. 3. Формирование фронта температур по длине цепочки магнитов (а) и рост давления гелия при переходе магнита в нормальное состояние (б)

1 - клапан открыт при 0,5 МПа; 2 - клапан открыт при 1 МПа.

В качестве иллюстрации влияния вкладышей на темп захлаживания на рис.2б показана температурная зависимость для варианта, в котором тепло от магнитного экрана отводится только через два вкладыша (линия 2). Условно принято, что обечайка канала двухфазного гелия в этом случае не имеет теплового контакта с магнитным экраном.

После режима плавного снижения температуры гелия на входе в магниты можно скачком понижать температуру гелия до 4,5 К, поскольку в области температур (100 + 4,5)К в магнитах не возникает существенных термических напряжений. Следует отметить, что общее время захлаживания цепочки магнитов заметно больше периода плавного снижения температуры на входе в нее. В режиме захлаживания (отогрева) при экстренных работах по замене отдельных магнитов в кольце ускорителя оно определяется пропускной способностью каналов охлаждения цепочки магнитов.

На рис.3а показан характер формирования и движения фронта температур вдоль цепочки магнитов, полученный на основе численного решения системы одномерных уравнений течения гелия в каналах вдоль цепочки магнитов.

При давлениях на входе в цепочку 0,5 МПа и 1 МПа экстренное захлаживание будет длиться 75 и 50 часов. Время планового захлаживания всего кольцевого магнита УНК определяется производительностью криогенных установок и не превышает 130 часов (таблица 1). Отогрев магнитов во многом подобен захлаживанию. Однако при работах по замене магнитов холодные элементы конструкции должны быть нагреты несколько выше точки росы для того, чтобы не происходило конденсации влаги при разгерметизации криостатов.

На рис.3 представлены результаты расчета динамики роста давления в центре (пунктирные линии) и на краях (сплошные линии) каналов 6-метрового магнита УНК при переходе обмотки в нормальное состояние. Диаметры труб для эвакуации гелия и предохранительных клапанов равны 25 и 35 мм.

Изложенные выше результаты расчетов показывают, что предложенная конструкция магнитов с холодным железом удовлетворяет требованиям надежной эксплуатации кольцевого сверхпроводникового магнита УНК во всех криогенных режимах.

Л и т е р а т у р а

1. В.А.Васильев и др. Сверхпроводящий диполь с холодным магнитным экраном. Настоящий сборник, с.305.

ПРЕЦИЗИОННЫЕ РАСЧЕТЫ ДВУМЕРНЫХ ПОЛЕЙ МАГНИТОВ СИНХРОТРОНА СПИН

Э.А. Айрян*, Е.П. Жидков, А.В. Федоров, Б.Н. Хоромский, И.А. Челаев,
И.П. Юдин, О.И. Юдашев

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

* Ереванский физический институт

Магниты сверхпроводящих (СП) синхротронов предъявляют жесткие требования к качеству магнитного поля, в частности, однородность поля $\Delta B/B_0$ в области, занятой пучком, должна быть не хуже 10^{-4} в широком диапазоне изменения величины B_0 . Отсюда возникает необходимость в проведении численных расчетов магнитного поля с повышенной точностью.

В настоящей работе исследуется зависимость распределения двумерных полей от величины тока в СП обмотке возбуждения для дипольных и квадрупольных СП магнитов регулярного периода синхротрона СПИН /1,2/. Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Проанализирована проблема достижимой точности проводимых расчетов. Для исследований использовались численные алгоритмы на последовательности сгущающихся сеток, представленные в виде комплекса программ GRIDS /3/.

Методика проведения расчетов

В комплексе программ GRIDS используется дифференциальная постановка задачи магнитостатики относительно однокомпонентного векторного потенциала /4/. Дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial u}{\partial y} \right) = -j, \quad (1)$$

где μ , j — заданные функции [$\mu = \mu(|B|)$ задана в виде таблиц /5/], дискретизируется методом конечных разностей. Условие $u(\infty) = 0$ учитывалось либо заданием $u = 0$ на достаточно удаленной от центра магнита границе Γ , либо с помощью разработанной методики, использующей граничное интегральное уравнение, справедливое для гармоничных функций ($t \in \Gamma$)

$$\alpha(t) \cdot u(t) = - \int_{\Gamma} \frac{\partial}{\partial n} \ln|t-s| u(s) ds + \int_{\Gamma} \ln|t-s| \frac{\partial u}{\partial n}(s) ds, \quad (2)$$

где $\alpha(t)$ — угол между отрезками границы, выходящими из точки t , n — внешняя нормаль, $|t-s|$ — расстояние между точками t и s . При численном решении (1) дискретное множество точек (сетка), в которых ищется неизвестная функция, может содержать как прямоугольные, так и треугольные ячейки. Дискретный аналог уравнения (1), определенный в узлах сетки, представляет собой систему нелинейных алгебраических уравнений. Главной трудностью в процессе численного определения магнитного поля является решение этой системы. При повышении требований к точности расчетов вычислительные ресурсы, как правило, значительно возрастают. В комплексе программ GRIDS реализован экономичный по ресурсам ЭВМ многосеточный алгоритм, предложенный в 6. Последовательность сеток строится по принципу: каждая последующая сетка получается путем размельчения предыдущей сетки, либо какой-то ее части. для решения задачи на каждой сетке используется двухступенчатый итерационный процесс, когда циклы последовательной верхней релаксации для потенциала u чередуются с нижней релаксацией для магнитной проницаемости μ . С помощью приближенных решений, полученных на вспомогательных грубых сетках, по некоторым экстраполяционным формулам находится начальное приближение для итерационного процесса на более мелкой сетке. Такой многосеточный

алгоритм характеризуется тем, что при увеличении числа узлов сетки число итераций, необходимое для решения системы нелинейных уравнений, от сетки к сетке не возрастает, а убывает. Подобная организация расчетов при заданной точности позволяет существенно сократить время ЭВМ, требуемое для решения задачи, и надежно контролировать достигнутую точность. Например, по сравнению с программой `poisson` /7/ время ЭВМ, требуемое для вычисления полей целого набора токов в дипольных и квадрупольных СП магнитах, при одинаковой точности по программе `grids` в 5-10 раз меньше /3/. После вычисления потенциала дальнейшее исследование характеристик поля производится с помощью гармонического анализа. Для переноса значений u из узлов сетки в точки окружности используется интегральное уравнение, аналогичное (2). Отметим, что такой подход позволяет учитывать гармонические свойства потенциала в большей части апертуры, сохранять точность и необходимые свойства гладкости.

Поля дипольного и квадрупольного СП магнитов

В качестве примера прецизионных расчетов характеристик магнитов синхротрона СПИН приведем результаты расчетов полей дипольного и квадрупольного СП магнитов.

На рис.1 приведена конфигурация поперечного сечения дипольного СП магнита. Вследствие симметрии, расчеты проводились для 1/4 части данной конфигурации (см. рис.2). Вычисление потенциала проводилось на последовательности неравномерных сеток размерности $(2l \times 2l)$, $(4l \times 4l)$ и $(8l \times 8l)$ узлов. Для граничного условия $u(\xi) = 0$, $\xi \in \Gamma$, результаты в терминах гармоник магнитного поля (см. /5,8,9/) представлены на рис.3 и в таблице 1. Эти результаты показывают, что величина дипольной составляющей поля $v_1 = v_1(r)$ становится нелинейной, и относительные величины амплитуд гармоник поля $c_n = c_n(r)$ перестают быть константами при значениях величины тока в СП обмотке больше 1,5 кА. До величин $v_1 = 1,5T$ поле имеет высокую степень однородности. Для максимальной рабочей величины $v_1 = 2,3T$ суммарная нелинейность не превышает 3%. В таблице 2 приведены величины $\tilde{v}_1^{\infty}$ и c_n^{∞} , полученные с учетом условия $u(\infty) = 0$ вместо $u_r = 0$. В скобках приведены значения разностей $\tilde{v}_1^{\infty} - v_1$, $c_n^{\infty} - c_n$, где $\tilde{v}_1^{\infty}$ и c_n^{∞} получены при точном учете условий на бесконечности. Аппроксимация краевой задачи во внешней области проводилась с помощью ГИУ. Анализ таблицы 2 показывает, что для больших токов точный учет условия на "бесконечности" дает заметное улучшение результатов. На рис.4 показана конфигурация поперечного сечения СП квадрупольного типа линзы Цановского. Симметричность квадруполь позволила проводить расчеты в 1/4 сечения магнита. На осях $x=0$ и $y=0$ ставились однородные условия Неймана. Организация вычислений была аналогичной приведенной выше для дипольного магнита. Использовалась та же последовательность сеток: $(2l \times 2l)$, $(4l \times 4l)$ и $(8l \times 8l)$. В таблице 3 приведены величины градиента G , отношения G/I , величины поля v_2 на радиусе $r_0 = 1,5$ см и относительные амплитуды высших гармоник поля c_n (см. также рис.5) на том же радиусе $r_0 = 1,5$ см, полученные с помощью комплекса программ `grids`.

Выводы

В работах /5,9,10,11/ рассматривались вопросы получения оптимальной по ряду характеристик конфигурации СП диполя и СП квадрупольного для синхротрона СПИН. Представленная методика численных расчетов, основанная на многосеточном алгоритме, позволяет получать распределения магнитного поля с высокой точностью. Приводятся результаты прецизионных расчетов характеристик поля дипольного и квадрупольного СП магнитов. Важная информация получена точным учетом краевого

условия на "бесконечности" с помощью граничного интегрального уравнения и использованием интегрального уравнения для пересчета потенциала в точки окружности апертуры магнитов [8].

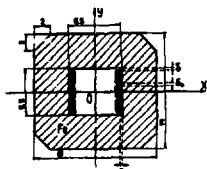


Рис. 1. Конфигурация СП диполя. Размеры даны в [см].

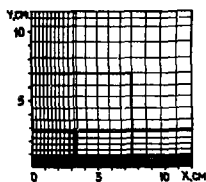


Рис. 2. Расчетная сетка размерностью 21x21 узлов для 1/4 части СП диполя в реальном масштабе.

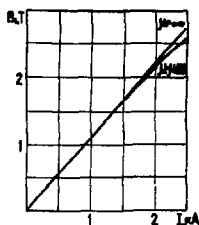


Рис. 3а. Зависимость величин дипольной составляющей поля от тока в СП обмотки диполя.

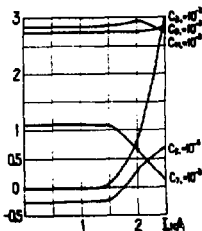


Рис. 3б. Зависимость величин B_z на радиусе $r_0 = 2,5$ см от тока в СП обмотки диполя.

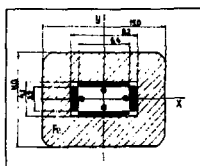


Рис. 4. Конфигурация СП квадруполь. Размеры даны в [см].

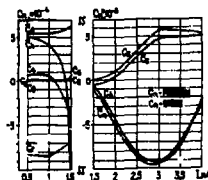


Рис. 5. Величины неоднородностей поля C_n на радиусе $r_0 = 1,5$ см в зависимости от тока в витке СП обмотки квадруполь.

Таблица 1

Величины v_i и C_n на радиусе $r_0 = 2,5$ см. Сравнение результатов, полученных с помощью GRIDS на различных сетках: I - сетка из 21 x 21 узлов, II - сетка из 41 x 41 узлов, III - сетка из 81 x 81 узлов.

$$v_i(r, \theta) = v_i \left[1 + \sum_{n=3,5,7,\dots} C_n \cdot (r/r_0)^{n-1} \cdot \cos[(n-1)\theta] \right]$$

I, A	v_i, T	$C_3, \%$	$C_5, \%$	$C_7, \%$	$C_9, \%$	$C_{11}, \%$	$C_{13}, \%$
500	I 0,54826	-0,002	-0,001	0,186	0,378	0,357	0,189
	II 0,54826	-0,005	-0,024	0,119	0,267	0,298	0,191
	III 0,54826	-0,005	-0,026	0,110	0,271	0,284	0,185
1500	I 1,64297	0,067	-0,006	0,184	0,377	0,356	0,189
	II 1,64267	0,074	-0,020	0,115	0,288	0,298	0,191
	III 1,64263	0,073	-0,022	0,106	0,271	0,284	0,186
2500	I 2,58777	2,833	0,519	-0,007	0,097	0,873	0,321
	II 2,59783	2,956	-0,044	0,114	0,243	0,328	0,205
	III 2,59456	2,981	0,071	0,010	0,281	0,269	0,249

Таблица 2

Сравнение величин v_1 и c_n на радиусе $r_0 = 2,5$ см для двух способов учета краевого условия $u(\infty) = 0$.

I, A	v_1, T	$C_3, \%$	$C_5, \%$	$C_7, \%$	$C_9, \%$	$C_{11}, \%$
500	0,54826 /0,00001/	-0,0048 /0,0022/	-0,0235 /0,0025/	0,1200 /0,0080/	0,2872 /0,0132/	0,2979 /0,0109/
1000	1,09655 /0,0005/	-0,0058 /0,0012/	-0,0222 /0,0018/	0,1196 /0,0076/	0,2874 /0,0124/	0,2978 /0,0108/
2000	2,16336 /0,00146/	0,7725 /-0,0205/	0,0105 /-0,0195/	0,0806 /0,0166/	0,2900 /0,0140/	0,3051 /0,0091/
3000	3,00133 /0,01045/	4,4144 /0,0917/	0,3626 /0,0245/	-0,1178 /-0,0071/	0,2614 /0,0003/	0,3402 /-0,0008/

Таблица 3

Величины градиента поля G , отклонения G/I , поля v_2 и амплитуды высших гармоник поля c_n [в единицах 10^{-4}] на радиусе $r_0 = 2,5$ см для СП квадрупольного типа линии Пойнсовского. I - G415, II - Poisson.

$$v_y(r, \theta) = v_2 \left[\cos \theta + \sum_{n=4,6,\dots} C_n (r/r_0)^{n-1} \cos((n-1)\theta) \right]$$

I, A		G в/см	G/I в/(см·А)	v_2 в	C_4	C_6	C_8	C_{10}	C_{12}	C_{14}
500	I	2681,6	5,3633	4022,5	0,70	0,09	-0,02	-0,01	0,00	-0,00
	II	2686,2	5,3724	4029,3	5,04	-8,18	5,37	-5,70	6,81	-4,34
1000	I	5363,3	5,3633	8045,0	0,64	0,08	-0,02	-0,00	-0,00	0,00
	II	5371,9	5,3719	8057,9	4,08	-8,40	5,34	-5,64	6,70	-4,05
1500	I	8036,1	5,3574	12054,2	-5,11	0,83	0,39	-0,09	0,00	-0,02
	II	8037,7	5,3580	12056,0	-10,14	-6,96	6,23	-5,76	6,20	-5,20
2000	I	10618,1	5,3090	15927,1	-45,52	9,63	2,47	-0,63	-0,01	-0,00
	II	10600,0	5,3000	15900,0	-52,63	4,11	6,90	-6,71	5,70	-13,62
2500	I	13031,8	5,2127	19547,7	-83,30	34,71	-0,12	-2,01	0,68	-0,66
	II	12998,7	5,1995	19498,0	-86,21	27,91	3,60	-7,06	7,92	-33,11

Литература

1. Шалаев И.А. и др. ОИЯИ, Р9-83-582, Дубна, 1983.
2. Шалаев И.А. Ускоритель СПИН - сверхпроводящий синхротрон с магнитным полем, формируемым железом. В сборнике аннотаций XII Международной конференции по ускорителям высоких энергий. Новосибирск, 7-11 августа, 1986, Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1986.
3. Айрян Э.А., Хоромский Б.Н., Килин И.П., Кудашев О.И. ОИЯИ, II-84-802, Дубна, 1984.
4. Дойников Н.И. Постановка задач численного анализа полей нелинейных магнитных систем. Препринт НИИЭФА ОБ-8, Ленинград, 1976.
5. Кудков Е.П., Полякова Р.В., Шалаев И.А., Килин И.П. ОИЯИ, Р9-81-12, Дубна, 1981.
6. Ayrtjan E.A., Zhidkov E.P., Khromsky B.N. Sov. Phys. Sol. 29(1983), pp. 125 - 130.
7. Воронцов С.Б. и др. Poisson - система программ по расчету, анализу и оптимизации магнитостатических и электрических полей. ОИЯИ, Б1-11-12070, Дубна, 1978.
8. Айрян Э.А. и др. ОИЯИ, Р11-86-80, Дубна, 1986.
9. Шалаев И.А., Килин И.П. ОИЯИ, Р9-80-334, Дубна, 1980.
10. Шалаев И.А., Килин И.П. ОИЯИ, Р9-80-333, Дубна, 1980.
11. Кудков Е.П., Полякова Р.В., Шалаев И.А., Килин И.П. ОИЯИ, Р9-82-384, Дубна, 1982.

РАЗРАБОТКА И ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОРЕЗОНАТОРНОГО СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО УСКОРИТЕЛЯ ЭЛЕКТРОНОВ

А.Н.Диденко, С.Н.Артёменко, В.Л.Каминский, Н.А.Ничинский,
Г.М.Самойленко, Г.Ю.Циков

Научно-исследовательский институт ядерной физики при Томском
политехническом институте им. С.М. Кирова

Освоение технологии изготовления сверхпроводящих ниобиевых резонаторов (СПР) с добротностью более 10^9 позволило нам приступить к работам по созданию ускоряющих систем на их основе. В качестве первого шага нами разработан и изготовлен однорезонаторный ускоритель электронов на базе разъемного 10-см резонатора с дроссельным соединением. Основные элементы ускорителя - электронный пучок, ускоряющий резонатор и магнитный спектрометр - размещены в стандартном вертикальном гелиевом криостате. Это позволило избежать изготовления специального криостата с системами транспортировки пучка.

Возбуждение резонатора и контроль поля в нем осуществлялись с помощью регулируемых по глубине штырей связи, подключенных к вводам из коаксиального кабеля РК-50-3-2I. Система ВЧ-питания ускоряющего резонатора является дальнейшим развитием установки для исследования параметров СПР на низком и высоком уровне мощности с высокостабильным задающим генератором и усилителем на ЛБВ мощностью до 30 Вт. Система индикации и контроля позволяет непрерывно определять величину нагруженной добротности, коэффициента связи, уровень вводимой мощности, амплитуду СВЧ-поля, сдвиги резонансной частоты. Рабочий режим установки - импульсный с регулируемой частотой и скважностью и непрерывным.

Измерения добротности СПР на низком уровне мощности производились по известному методу декремента, а на высоком уровне мощности в связи с зависимостью потерь в резонаторе от уровня поля с использованием $1/I$:

$$Q_{H2} = Q_{H1} \sqrt{\frac{P_{изл.2} \cdot P_{вч}}{P_{изл.1} \cdot P_{вч2}}}$$

где $Q_{H1}, P_{вч}, P_{изл.1}$ - соответственно нагруженная добротность, вводимая в СПР и излученная мощность, индекс "1" соответствует измерениям в режиме малых амплитуд, а "2" - на высоком уровне мощности.

Предельные параметры ускоряющего резонатора $Q_0 = 2 \cdot 10^9$, $E_{\text{макс}} = 26$ МВ/м. Указанная амплитуда поля достигалась только после подавления тренировок ВЧ-полем резонансного ВЧ-разряда (РВР), возникающего в резонаторе при амплитудах поля на оси в 1,3,6,12,15,19,21 МВ/м. Дальнейшее повышение амплитуды поля ограничивалось развитием в резонаторе тепловой неустойчивости. В связи с этим с целью дальнейшего повышения поля начата работа по расчету температурных полей в сверхпроводящих СВЧ-системах. По уравнению нестационарной двумерной теплопроводности в цилиндрических координатах составлен алгоритм расчета численным методом на ЭВМ БЭСМ-6 при следующих граничных условиях:

- а) на наружной поверхности - охлаждение сверхтекучим гелием с учетом сопротивления Калана;
- б) на внутренней поверхности - нагрев ВЧ-мощностью, изменяющейся по радиусу по функции Бесселя и во времени по экспоненте.
- в) на границах контакта цилиндра и крышек - граничные условия IY рода.

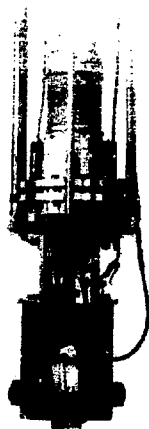
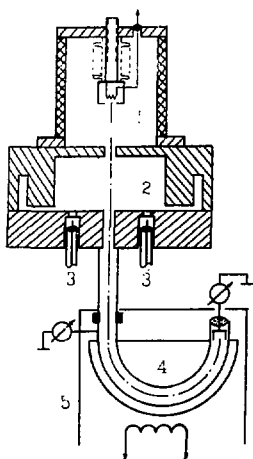


Рис.1. Схема и внешний вид охлажденной части ускорителя

1 - электронная пушка, 2 - сверхпроводящий резонатор,
3 - линии связи, 4 - магнитный спектрометр со сверх-
проводящей обмоткой, 5 - сверхпроводящий магнитный экран.

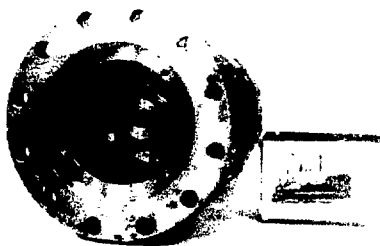


Рис.2. Электронная пушка ускорителя

После разовой тренировки резонансный разряд в дальнейшем не наблюдался в любых режимах работы, пока СДР находился при гелиевой температуре. Циклирование без нарушения вакуума при каждом новом охлаждении СДР приводило к воспроизводимости уровней и интенсивности РЭР и необходимости повторения тренировки, что указывает на влияние на резонансный разряд процессов образования и разрушения криосадка.

Установлено, что в СРР, изготовленных без применения отжига, автоэмиссия со стенок носит случайный характер с незначительным током, и, как правило, связана с развитием в СРР термомагнитного пробоя.

Наиболее стабильным уровнем поля в СРР в проведенных экспериментах является диапазон 13...15 МВ/м.

Электронная пушка, устанавливаемая непосредственно на ускоряющем резонаторе, была изготовлена на основе керамического корпуса тиратрона ТТИ-500/16. Основное требование при таком расположении инжектора – минимальное тепловыделение при удовлетворительном токопрохождении через резонатор.

Нами были испытаны автоэмиссионные, термические и ИДМ катоды. В конце концов мы остановились на прямонакальном миниатюрном вольфрамовом катоде, который при напряжении накала 6 В и токе 30 мА обеспечивал стабильную эмиссию в несколько десятков микроампер. Роль высоковольтной изоляции успешно выполнял жидкий гелий. Изготовленная пушка обеспечивала работу при напряжении до 40 кВ.

Для определения энергии ускоренных электронов был изготовлен магнитный спектрометр с полукруговой фокусировкой. Его магнитопровод изготовлен из мягкой стали, намагничивающая катушка содержит 800 витков сверхпроводящего ниобий-титанового провода. Камера спектрометра представляет собой 10 мм медную трубку, согнутую по радиусу 30 мм. Измерение тока электронов, прошедших через резонатор, осуществляется как с этой трубки, изолированной от остальных узлов, так и с цилиндра Фарадея, установленного на конце трубки на стеклянном изоляторе. Калибровка спектрометра проводилась по электронам с энергией инжекции. Для устранения влияния магнитного поля спектрометра на резонатор были установлены экраны из сверхпроводящих материалов, так что при добротности 10^8 влияния спектрометра на параметры резонатора не обнаружено.

Проведенные эксперименты по ускорению электронов в сверхпроводящем резонаторе подтвердили правильность принятых технических решений и работоспособность установки в целом. При добротности резонатора $5 \cdot 10^8$ и энергии инжекции 30 кэВ получен ускоренный ток величиной несколько меньше микроампера с максимальной энергией в спектре около 150 кэВ, что согласуется с расчетами, проведенными на основе численного решения уравнения движения электронов в поле резонатора.

В дальнейшем предполагается, увеличив ток электронов, исследовать влияние пушки на параметры резонатора, а затем перейти к двухрезонаторной схеме ускорителя.

Л и т е р а т у р а

1. Kneisel P., Stoltz G., Halbritter J. – Proc. Appl. Supercond. Conf., Annapolis, 1972, 667-661.

**МОДЕРНИЗАЦИЯ
ДЕЙСТВУЮЩИХ
УСКОРИТЕЛЕЙ**

Председатель: Л.Л.Гольдин
Секретарь: Ш.З.Сайфулин

Сессия 14

323/324

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ИНДИВИДУАЛЬНОЙ КОРРЕКЦИИ ПОЛЯ МАГНИТНЫХ БЛОКОВ СИНХРОТРОНА У-10

Н.Н. Алексеев, Е.В. Пушкин, А.С. Рябцев

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Введение

Один из применяемых на У-10 способов коррекции магнитного поля кольцевого магнита состоит в шунтировании дополнительных ярменных обмоток каждого из 96 магнитных блоков индивидуально подобранными сопротивлениями. Изменяющийся во времени магнитный поток основного магнитного поля синхротрона создает в цепи дополнительной обмотки Э.д.с. и соответственно ток, величина которого обратно пропорциональна шунтирующему сопротивлению.

Такая система позволяет корректировать на момент инжекции магнитное поле каждого магнитного блока синхротрона подбором соответствующего тока.

На практике подобрать оптимальные поправки к магнитному полю каждого блока оказывается достаточно трудно. На У-10 эти поправки рассчитывались на основании результатов магнитных измерений и экспериментальных данных об отклонениях равновесной орбиты. И в том и в другом случае точность расчета оказывалась недостаточной, т.к. магнитные характеристики блоков при ускорении частиц отличаются от магнитных характеристик, полученных из магнитных измерений (из-за взаимного влияния блоков, возмущения магнитного поля блоков токами Луко, влияния магнитных элементов трактов вторичных пучков и т.п.). Кроме того, из опыта известно, что оптимальные отклонения равновесной орбиты всегда отличны от нуля и могут быть получены только эмпирическим подбором корректирующих магнитное поле поправок на максимум интенсивности ускоренного пучка. Т.к. успешно оптимизировать вручную 96 параметров невозможно, применение данной системы коррекции на У-10 оказалось малоэффективным.

Естественный путь модернизации данной системы, позволивший существенно повысить эффективность ее использования на У-10, заключался в замене реостатов управляемыми от ЭВМ транзисторными регуляторами тока. Для автоматизации управления и контроля были использованы стандартные интерфейсные и программные средства АСУ У-10 /1/. Таким образом была создана автоматизированная система индивидуальной коррекции поля магнитных блоков кольцевого магнита У-10.

Аппаратура

Структурная схема системы приведена на рис. 1. 96 регуляторов тока (РТ) с каркасами управляющей электроники размещаются в трех стойках конструктива "Витня", расположенных на центральном пульте управления У-10. РТ являются пассивными, т.е. используют в качестве силового электропитания напряжение, наведенное в дополнительной обмотке электромагнита изменяющимся во времени магнитным потоком основного магнитного поля (~ 100 В на 48 витков). РТ подобного типа не позволяют корректировать магнитное поле на "площадках" магнитного цикла. Так как основное назначение РТ связано с коррекцией магнитного поля на начальном этапе ускорения, они работают в импульсном режиме. Временная продолжительность импульса выбрана ~ 100 мс. За это время магнитное поле основного магнита синхротрона успевает вырасти в ~ 10 раз и индивидуальная коррекция поля каждого магнитного блока уже не требуется. Диапазон регулирования тока $0 \div 5$ А выбран

operations a scintillator detector with a plastic scintillator and a BF_3 -counter are situated at a place seeing the target directly through a collimation tube of the target shielding wall. Both further detectors are calibrated by the aim of the alpha counter. For the experiment several separate detection methods are planned and cultivated (proton recoil detector, stilbene crystal scintillation detector and diverse activation foils).

3. PRESENT STATUS

After test of the high beam power regime at the 0° -direction with the rotating target and without a tritium loaded layer the 30° analyzing magnet was built up. Further changes of the ion optical arrangement at the low energy beam region are tested with a small sized deuterium target inside a massive target shielding wall. The measured 3 MeV neutron field was extrapolated for a tritium loaded target with the same sizes and experimentally checked. From the measured neutron spectra an integral source strength of $8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$ results for a d^+ beam current of 0.5 mA at 180 keV energy. The extrapolation of this parameters seems to expect maximum source strengths up to 10^{12} s^{-1} (4 mA / 200 keV) at the small sized target and resp. up to $2 \cdot 10^{12} \text{ s}^{-1}$ (10 mA / 220 keV) at the rotating target. The maximum operational beam parameters are 25 mA ion current and 240 keV energy. The breakdown rate falls tendentially and reached in January 1988 less than one shot per hour. The maximum operation time is limited by the target type (20 hours with the small sized target) and by the ion source (cathode life time of 200 hours).

After exact measurements of the real neutron field in the experiment a successive increasing of the neutron strength is planned in the middle of the next year as a new stage of operation. With respect to the resulting shielding the operation with a rotating target can start at the end of 1989.

5. REFERENCES

- /1/ U.Jahn, E.Paffrath, D.Schmidt, D.Seeliger
Intensive Neutronengeneratoren auf der Basis der DT-Reaktion
Kernenergie 28 (1985) 11/12, 433
- /2/ H.H.Farshall
14 MeV DT-sources, cap. IV, vol. 2 of Neutron physics and nuclear data
science and technology
New York / Tokyo, Pergamon Press, 1983
- /3/ P.Eckstein, U.Jahn, E.Paffrath, D.Schmidt, D.Seeliger
Intense neutron generator development at the TU Dresden,
Proc. of IAEA AGM on Neutron source properties
Leningrad, 2.-13.6.86, IAEA-TECDOC-410, Vienna (1987) 360
- /4/ P.Eckstein, A.Meister, E.Paffrath, R.Schwierz, D.Seeliger
Experience on automation of the intense neutron generator INGE-1
(see proc. of this conf.), p.52.

таким образом, чтобы обеспечивать коррекцию магнитного поля на момент инжекции в пределах $\pm 5\%$.

РТ собран по схеме инвертирующего стабилизатора тока. Управляющие сигналы поступают на входы РТ из блоков IО-разрядных цифроаналоговых преобразователей (ЦАП), размещенных в мультиплексорных каркасах специнтерфейса АСУ У-10 "Вишня" / 1 /. В системе используются групповые блоки опорного напряжения (БОН). Один БОН обслуживает 32 канала ЦАП. БОН работает в импульсном режиме и таким образом обеспечивает импульсный режим работы ЦАП и РТ. Импульс на выходе БОН имеет крутой передний фронт (~ 1 мс), плоскую вершину, стабилизируемую на уровне 5,12 В, и пологий задний фронт (~ 100 мс). Для автоматизированного контроля выходных токов РТ используются 32-канальные АЦП с буферной памятью.

Математическое и программное обеспечение

Вертикальную составляющую магнитного поля в медианной плоскости магнита в окрестности равновесной орбиты с учетом тока в корректирующей обмотке в линейном приближении можно записать в виде

$$B(x, I) = B_0 + B'_1 \cdot I + B''_1 \cdot x + B'''_1 \cdot x \cdot I,$$

где B_0 — поле на равновесной орбите, x — смещение по радиусу, I — ток в корректирующей обмотке.

Таким образом ток в корректирующей обмотке магнита приводит к изменению в окрестности равновесной орбиты как среднего значения магнитного поля, так и градиента магнитного поля (производной магнитного поля по радиальной координате x). Изменение среднего значения магнитного поля позволяет корректировать горизонтальное отклонение равновесной орбиты, изменение градиента — бетатронные частоты и градиентные резонансы (гармоники модуляции β -функции).

Основные методики оптимизации режима коррекции магнитного поля, применяемые на У-10, подробно описаны в работе /2/.

При коррекции равновесной орбиты в режиме текущей эксплуатации ускорителя применяются модификации метода компенсации гармоник и метода бампов. Токи коррекции непосредственно рассчитываются по измеренным отклонениям равновесной орбиты, а также оптимизируются на максимум интенсивности ускоренного пучка.

Применяемая модификация метода компенсации гармоник позволяет корректировать в орбите большое число гармоник, в том числе с номерами, значительно отличающимися от значения бетатронной частоты.

Как видно из рис. 2, создаваемые системой индивидуальной коррекции поля магнитных блоков У-10 местные корректирующие возмущения равновесной орбиты позволяют индивидуально корректировать положение пучка в каждом Φ -блоке (фокусирующем в горизонтальной плоскости) и таким образом оптимизировать форму равновесной орбиты в соответствии со всеми особенностями конструкции вакуумной камеры ускорителя.

На рис. 3 а показаны минимизированные при помощи системы индивидуальной коррекции магнитного поля отклонения равновесной орбиты. Оказалось, что при такой орбите (измеренные отклонения пучка не превосходят 2–3 мм) интенсивность ускоренного пучка составляет лишь $\sim 50\%$ от максимального значения. Измеренные отклонения равновесной орбиты, полученные в результате оптимизации на максимум интенсивности ускоренного пучка, превосходят 10 мм и приводятся на рис. 3 б.

Коррекция градиентных резонансов непосредственно связана с исправлением гармоник модуляции β -функции. При расчете азимутального распределения токов коррекции гармоник β -функции обеспечиваются минимальные искажения равновесной орбиты.

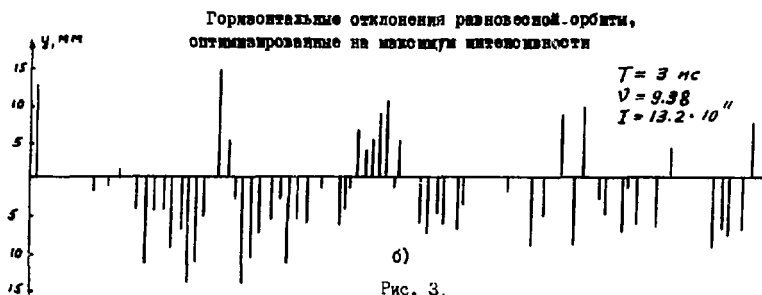
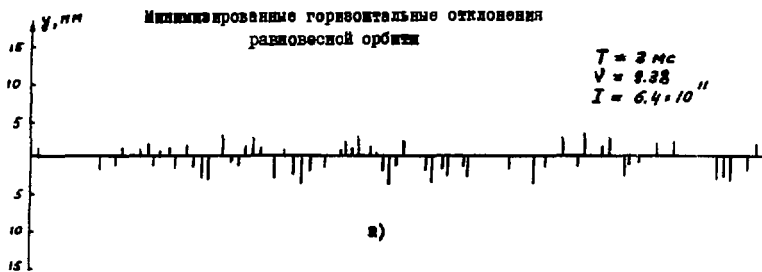


Рис. 3.



Рис. 4.

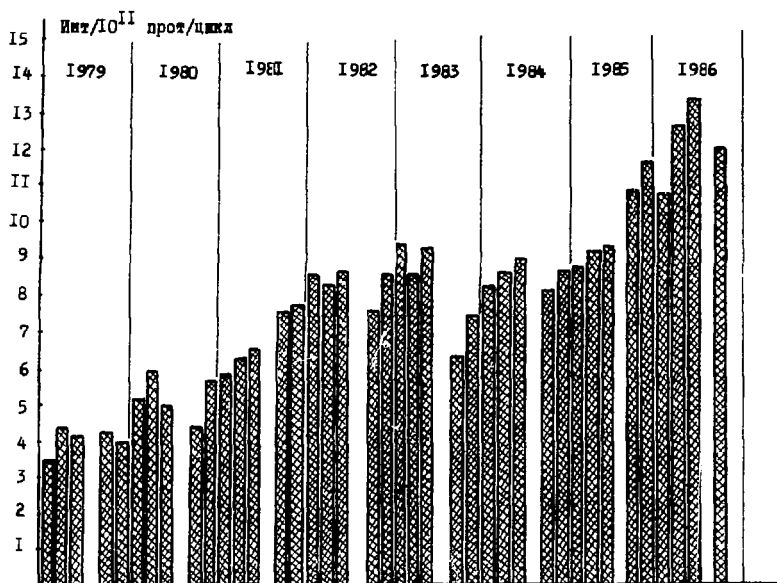


Рис. 5. Гистограмма усредненной по 4-6-недельным сеансам интенсивности синхротрона У-10.

На рис. 4 приводится распределение по азимуту У-10 корректирующих поправок магнитного поля на момент инъекции, соответствующее максимальной интенсивности ускоренного пучка. На том же рисунке показаны восстановленные корректируемые отклонения равновесной орбиты.

Заключение

Практическое применение на У-10 автоматизированной системы индивидуальной коррекции магнитного поля на основе описанных выше методик ее настройки оказалось весьма эффективным. Система позволила в ~1,5 раза увеличить акцептанс синхротрона на момент инъекции и за счет этого поднять интенсивность ускоренного пучка более, чем на 20 %. На рис. 5 показана гистограмма усредненной по 4-6-недельным сеансам интенсивности У-10 за несколько последних лет. Увеличение интенсивности в конце 1985 г. связано с вводом в эксплуатацию системы индивидуальной коррекции магнитного поля блоков У-10 и освоением методик ее использования.

Авторы выражают признательность Л.Л. Гольдину, просмотревшему работу и сделавшему ряд полезных замечаний, а также благодарят А.С. Кузнецова, О.В. Харитонову и А.Д. Ковшова, принимавших активное участие в работах по созданию системы.

Л и т е р а т у р а

1. Алексеев Н.Н. и др. В сб.: Труды девятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, с. 264. Дубна. 1965.

ВАКУУМНАЯ КАМЕРА И СИСТЕМА ОТКАЧКИ ПРОТОН-ТЯЖЕЛОИОННОГО СИНХРОТРОНА ИТЭФ

Д.Б. Зудинов, П.Е. Иванов, В.И. Круглов, К.К. Оносовский.

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

I. Требования к вакууму

Как известно, при ускорении ионов потери ускоряемых частиц на молекулах остаточного газа связаны с изменением зарядности ионов при его взаимодействии с молекулами газа. Перезарядившийся ион сразу выпадает из процесса ускорения. Величина потерь на перезарядке в существенной мере зависит от энергии инъекции и зарядности иона.

В настоящее время существует несколько типов источников тяжелых ионов, но в любом из них величина ионного тока падает с увеличением зарядности. При ускорении же малозарядных ионов увеличивается полное время ускорения, что, в свою очередь, ужесточает требования к вакууму.

Для принятых в проекте тяжелоионного ускорителя ИТЭФ источника и инжектора, обеспечивающих на выходе ионы урана с $\frac{Q}{m} = 0,15$ и энергией 1 МэВ/и, по оценкам, требуется средний вакуум в камере $5 \cdot 10^{-6}$ Па, при этом потери не превысят 50 %.

II. Выбор средств откачки

Практически среднее давление в камере определяется формулой:

$$P_{\text{ср}} = \frac{K}{n} \sum_{i=1}^n P_i,$$

где n - число насосов, P_i - давление на входе i -го насоса, K - коэффициент, учитывающий неравномерность распределения давления.

Относительно небольшая проводимость камеры, большое расстояние между насосами приводят в нашем случае к значениям $K = 2,5 + 3,0$. С учетом этого, а также принимая во внимание, что на вакуумной камере ускорителя будут места повышенного газовыделения, на которых получить вакуум лучше, чем 10^{-7} Па, практически невозможно, для получения среднего вакуума $5 \cdot 10^{-6}$ Па с помощью дискретно расположенных вакуумных насосов, последние должны надежно обеспечивать давление на входе лучше 10^{-6} Па и иметь большую скорость откачки.

Использование встроенных магниторазрядных насосов в качестве распределенной системы откачки нерационально, т.к. цикл ускорения имеет большую паузу по магнитному полю, и в самое нужное время - на старте ускорения встроенный магниторазрядный насос практически не работает. Заманчивой представлялась идея, использованная в Новосибирске на ускорителе НАП, где вдоль всей оси вакуумной камеры установлены распылители титана. Однако такая система требует значительных эксплуатационных забот. С нашей точки зрения существует опасность перегорания испарителей и возможность неконтролируемого пересечения камеры остатками испарительной проволоки, что сильно ухудшает эксплуатационную надежность ускорителя.

Применение криогенной откачки с использованием жидкого гелия по экономическим соображениям не рассматривалось.

Поэтому, принимая во внимание все изложенное, мы начали проводить исследования по использованию нераспыляемого геттера.

III. Опыты с геттером из титана. Его характеристики

При первых же опытах на пористом титане мы получили, правда в ограниченном объеме, предельное давление $2 \cdot 10^{-8}$ Па. В дальнейшем, при тщательной предварительной подготовке вакуумных поверхностей и длительном обезгаживании прогревом при 400°C удалось достичь вакуума $5 \cdot 10^{-10}$ Па.

Измерения скорости откачки поверхности пористого титана дали следующие результаты: скорость откачки по азоту — $0,02 \text{ л}/(\text{с} \cdot \text{см}^2)$, скорость откачки по аргону из-за ее малости измерить не удалось. Измерения производились в диапазоне давлений $10^{-6} + 10^{-8}$ Па. При вакууме хуже чем 10^{-6} Па скорость откачки резко уменьшается.

Проведенные опыты по охлаждению поверхности пористого титана до азотной температуры показали, что при этом скорость откачки титанового геттера возрастает на 1,5–2,0 порядка, но инертные газы по-прежнему практически не откачиваются. Это свойство титанового геттера было использовано для поиска течей при вакууме 10^{-8} Па. Методика очень проста: после охлаждения пористого титана до температуры жидкого азота отключается магниторазрядный насос и предполагаемые места течей обдуваются струей гелия. При попадании гелия через течь в вакуумную систему вакуумметр сразу же показывает увеличение давления. После включения магниторазрядного насоса вакуум быстро восстанавливается и можно продолжать поиск течей после выключения насоса. Чувствительность при этом не хуже, чем при работе с течеискателем ПТИ-10.

IV. Конструкция камеры

Вакуумная камера синхротрона ИДЭФ состоит из восьми одинаковых периодов соответственно магнитной структуре кольца. Каждый период вакуумной камеры состоит из шести секций, устанавливаемых в зазорах магнита.

Конструкция одной из секций периода представлена на рис. 1. Каждая такая секция состоит из двух криволинейных камер, устанавливаемых в зазоре магнитных блоков, и прямолинейного промежутка между ними. В зависимости от места установки секций в размерах откачивающих устройств и в сечениях самих камер имеются принципиальные отличия.

Профиль стенки камеры показан на рис. 2. Такая камера обладает рядом преимуществ. У нее минимальная внутренняя поверхность, которую легко обрабатывать и промывать. У камеры хорошая механическая прочность, достаточно большое электрическое сопротивление.

В каждой из двух частей вакуумной секции устанавливается откачивающий элемент — нержавеющая трубка с нанесенным на ее наружную поверхность слоем пористого титана. Внутри трубки расположен токоподводящий стержень.

V. Сверхвысоковакуумные откачные посты и система предварительной откачки

В каждом из восьми периодов кольцевой вакуумной камеры устанавливаются четыре сверхвысоковакуумных поста. Сверхвысоковакуумный пост включает в себя магниторазрядный насос НМД-0,4 (или НМД-0,16) и геттерный насос на пористом титане. Последний представляет собой стакан из нержавеющей стали диаметром 100 мм и длиной 500 мм, на наружную поверхность которого нанесен пористый титан. Стакан может заполняться жидким азотом, что, как указывалось выше, улучшает предельный вакуум и позволяет производить поиск течей на сверхвысоком вакууме.

Откачка вакуумной системы от атмосферного давления до $10^{-2} + 10^{-3}$ Па производится постом предварительной откачки, включающим в себя форвакуумный насос

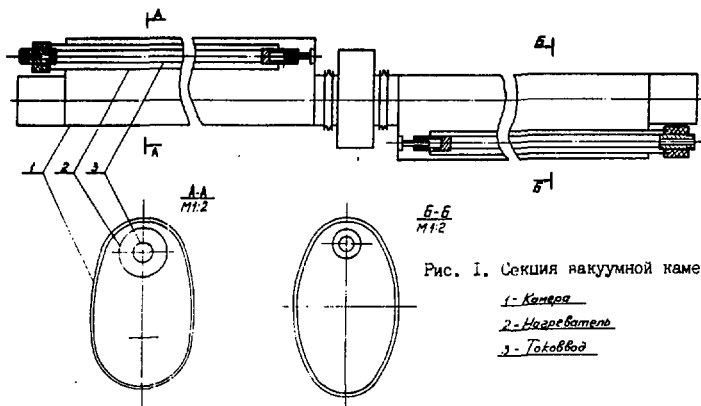


Рис. 1. Секция вакуумной камеры.

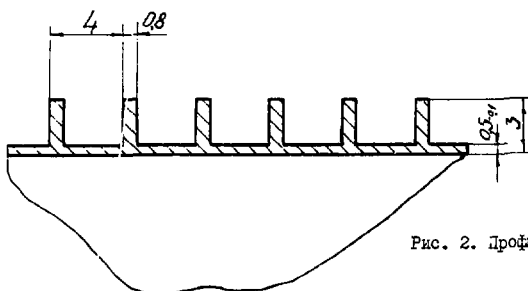


Рис. 2. Профиль стенки камеры.

НВЗ-20, турбомолекулярный насос ТМН-200 и магниторазрядный "черновой" насос НМДО-0,25 (НОРД-250) с дополнительным водоохлаждением.

VI. Подготовка поверхностей. Обезгаживание. Активация геттера

Все детали вакуумной камеры после механической обработки промываются и проходят процесс электрополировки. После этого производится их очистка в ультразвуковой ванне в среде фреона-113.

Собранная камера после предварительной откачки и проверки на герметичность прогревается под вакуумом при температуре 400°C в течение 48 часов. Прогрев осуществляется внешним ленточным нагревателем ЭНГЛУ-400. При этом прогревается и магниторазрядный насос НМД-0,4, а откачка ведется "черновым" насосом НОРД-250.

После остывания камеры включается насос НМД-0,4 и при необходимости (если вакуум хуже, чем $1 \cdot 10^{-6}$ Па) производится повторная проверка на герметичность течеискателем ПИ-10.

При достижении вакуума $1 \cdot 10^{-7}$ Па производится активация геттера - нагрев его до 500°C (пропусканием через него эл. тока) и 30-минутная выдержка при этой температуре. Откачка при этом производится насосом НМД-0,4. После остывания геттера (через 4 + 0 часов) в камере устанавливается вакуум $1 \cdot 10^{-6}$ Па, который имеет тенденцию к улучшению.

СИСТЕМА КРИОГЕННОЙ ОТКАЧКИ ВАКУУМНОЙ КАМЕРЫ СИНХРОФАЗОТРОНА ОИЯИ

Б.В.Василишин, Л.П.Зиновьев, И.И.Куликов, В.А.Мончинский, А.И.Пикин,
И.Н.Семеновички

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

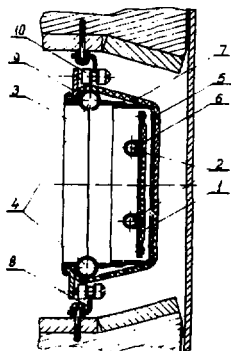
1. Введение

Созданием II очереди системы криогенной откачки (СКО) вакуумной камеры синхрофазотрона завершился второй этап реализации предложенного в 1980 г. проекта этой системы [1]. Первым этапом явился монтаж I очереди СКО в 1983 г. [2].

Смонтированная в 1985 г., в периоды весенней и летней паводковых остановок синхрофазотрона, II очередь СКО представляет собой 50 секций криогенной откачки, размещенных практически равномерно по всему внутреннему периметру вакуумной камеры ускорителя.

2. Конструкция и размещение СКО

Поскольку доминирующими компонентами остаточного газа в вакуумной камере синхрофазотрона являются азот и кислород, для эффективной откачки с использованием механизма конденсации достаточно иметь температуру криопанелей не выше 25K, при этом коэффициент "прилипания" молекул указанных газов близок к единице [3]. В качестве проникаемого для молекул радиационного экрана экрана шевронная структура с углом раствора шеврона 120° . Секции установлены в объеме вакуумной камеры синхрофазотрона вблизи боковой стенки на внутреннем периметре (см.рис.1).



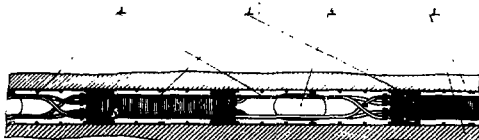
Р и с. 1.

Поперечный разрез секции криогенной откачки в вакуумной камере синхрофазотрона. 1 – криопанель, 2 – трубки охлаждения криопанели, 3 – шеврон, 4 – трубки охлаждения радиационного экрана, 5 – сплошной экран, 6 – многослойная изоляция криопанели, 7 – многослойная изоляция экрана, 8 – направляющая, 9 – кронштейн, 10 – ролик из отеклотекстолита.

Криопанель I, представляющая собой пластину из нержавеющей стали толщиной $2 \cdot 10^{-3}$ м и шириной 0,2 м, охлаждается гелием, циркулирующим по трубам 2. Откачка объема камеры осуществляется через зазоры между шевронами 3. Шевроны охлаждаются двухфазным азотом, циркулирующим по трубам 4. От теплового излучения ближайшей боковой стенки вакуумной камеры криопанель защищена сплошным коробчатым экраном 5, изготовленным из листовой нержавеющей стали.

Каждая секция закрепляется в камере с помощью двух пар узлов крепления — одна пара жестко фиксирует секцию к элементам камеры (на рис.1 не показана), а вторая пара допускает свободное перемещение секции при температурных изменениях ее длины. Подвижный узел включает в себя направляющую 8, ролик из стеклотекстолита 10 и кронштейн 9, на котором закреплена ось ролика.

Секции устанавливаются в камере таким образом (см.рис.2), что откачивающие участки I секций, включающие в себя криопанели и шевронные экраны, размещены в промежутках между окнами 4 в вакуумную камеру и соединяются между собой с помощью переходных трубопроводов 2, являющихся частью секций.



Р и с . 2 Вид на секции со стороны продольной оси вакуумной камеры. I — откачивающие участки секций, 2 — переходные трубопроводы с гибкими металлорукавами, 3 — полюса магнита синхροфазотрона, 4 — существующие окна в вакуумную камеру.

Чтобы исключить значительные перемещения, которые имели место в I очереди СКО при температурных изменениях длины во время охлаждения и нагрева сборок секций, на каждой секции II очереди СКО предусмотрена компенсация этих изменений длины с помощью гибких металлорукавов, приваренных к переходным трубопроводам гелия и азота. Секции размещены по внутреннему периметру вакуумной камеры так, что образуется разомкнутое кольцо (см.рис.3).

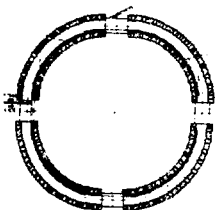
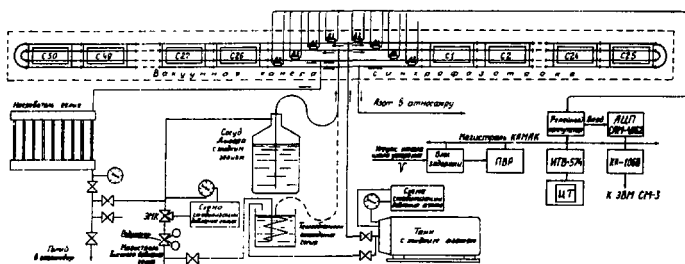


Рис. 3. Схема размещения секций СКО в вакуумной камере синхροфазотрона. I — магнитопровод электромагнита синхροфазотрона, 2 — вакуумная камера, 3 — секция криогенной откачки, 4 — переходные трубопроводы

3. Технологическая схема

Питание СКО жидким гелием осуществлялось, как и в I очереди, по временной схеме от транспортных сосудов Дьюара (см.рис.4). Жидкий гелий по криогенному трубопроводу поступал на 2 параллельных ветки-полукольца, в каждой ветке секции соединены последовательно. Термостабилизация криопанелей обеспечивалась за счёт отвода тепла гелием при его испарении и нагреве до 25 К.

Жидкий азот в экраны секций подавался из танка емкостью 8 м³. Потoki гелия и азота через секции поддерживались на заданном уровне с помощью схем стабилизации давления в сосуде Дьюара с жидким гелием и в танке с жидким азотом. Температура гелия и азота на входе и выходе каждой из параллельных веток изменялась с помощью температурных датчиков на основе угольных резисторов типа ТВО-0,125 [4]. Для обработки информации использовалась ЭВМ СМ-3, которая была сопряжена с температурными датчиками через блоки КАМАК [2].



Р и с. 4. Технологическая схема СКО.

С 1 + 50 - секция криогенной откачки, Д1 + Д8 - температурные датчики, ЭМК - электромагнитный клапан, ПВР - параллельный входной регистр, КК-106В - контроллер крэйта, ЦТ - цветной телемонитор, ИТВ-574 - блок управления цветным телемонитором.

4. Результаты испытаний СКО и экспериментов по ускорению ядер на синхрофазотроне

В ходе проведенных испытаний среднее по периметру вакуумной камеры давление остаточного газа было улучшено с $3,5 \cdot 10^{-4}$ Па до $5 \cdot 10^{-5}$ Па.

Расход жидкого гелия составил 150 л/час при температуре на выходе из криопанелей 22К. Таким образом, мощность, отводимая гелием от СКО, составила около 600 Вт. Расход жидкого азота составил около 200 л/час. Время ввода СКО в рабочий режим - 5 час.

СКО использовалась в сеансах ускорения кремния и магния от лазерного ионного источника. При ускорении ядер Mg^{2+} увеличение интенсивности за счёт улучшения вакуума с помощью СКО составило $\sim 10^3$. В табл. I приведены интенсивности ускоренных в последнее время на синхрофазотроне ядер от лазерного ионного источника.

Т а б л и ц а I

Интенсивности ядер, ускоренных на синхрофазотроне

ядра	p	d	${}^3He^{2+}$	${}^4He^{2+}$	${}^7Li^{3+}$	${}^{12}C^{6+}$	${}^{16}O^{8+}$	${}^{19}F^{9+}$	${}^{24}Mg^{12+}$	${}^{28}Si^{14+}$
интен-сив-ность	$2 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^{10}$	$5 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^7$	$3,5 \cdot 10^7$	$1,5 \cdot 10^4$

Л и т е р а т у р а

1. Балаандиков Н.И. и др. ОИЯИ, Р8-80-172, Дубна, 1980.
2. Васильшин Б.В. и др. ОИЯИ, 9-84-281, Дубна, 1984.
3. Dawson J.P., Naugood J.D. Cryogenics, vol.5, N2, p.57, 1965.
4. Дашков В.И. ОИЯИ, 9-80-213, Дубна, 1980.

РАЗВИТИЕ СИСТЕМЫ ИНJEKЦИИ ПУЧКА БУСТЕРА ИФВЭ

Э.А.Мяс, В.И.Стодповский, С.В.Счастливец,
В.Н.Толпекин, Е.Ф.Троянов

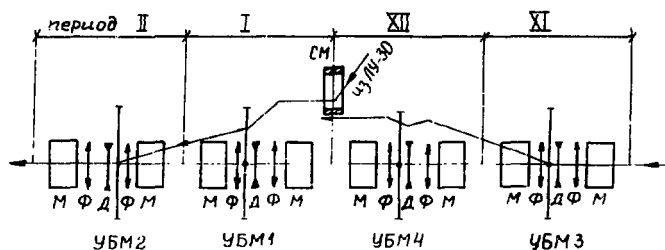
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Краткое описание системы инжекции пучка бустерного синхротрона ИФВЭ приведено в работе [1]. Система (рис.1) состоит из вводного септум-магнита (СМ) с углом отклонения $8,5^\circ$ и четырех ударных бамп-магнитов (УБМ) [2], создающих локальное искажение орбиты в районе СМ. Для пучка с энергией 30 МэВ (энергия инжекции бустера) угол отклонения в септум-магните соответствует 14 мрад/кА, для УБМ эта величина равна 7,3 мрад/кА. Эффективная толщина ножа СМ составляет 4 мм. Ударные бамп-магниты, электрически эквивалентные длинным линиям, имеют волновое сопротивление 8 Ом (УБМ 1,3,4) и 16 Ом (УБМ 2) и нагружены на соответствующие резисторы. Питание УБМ осуществляется за счёт разряда на магнит через тиратронный ключ формирующей схемы, содержащий 6 LC - звеньев и одну последовательную RC - цепочку. Такая схема обеспечивает в нагрузке практически постоянный ток в течение 2 мкс, после чего происходит его экспоненциальный спад с постоянной времени 11,5 мкс. Обрезающий (клипперный) ключ прерывает этот процесс, обеспечивая быстрый ($\sim 0,15$ мкс) сброс тока в магните до нуля. Момент включения клипперного ключа определяется выбранным числом оборотов инжекции (период обращения частиц при инжекции равен 1,33 мкс).

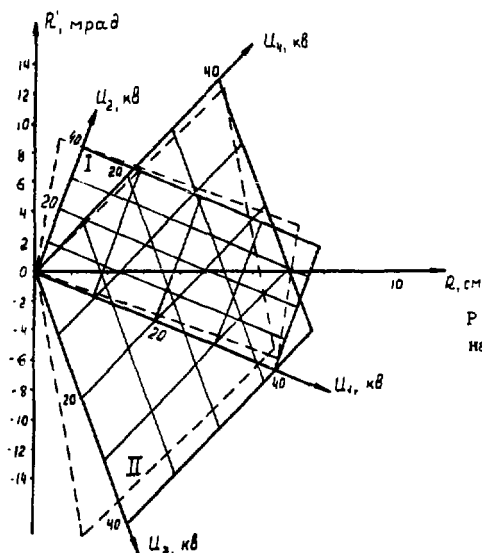
При пусконаладочных работах применялась, как правило, 1-оборотная инжекция с использованием УБМ 1,2. С начала 1986 года в качестве рабочего режима используется 2 -оборотная инжекция.

Значения напряжений на формирующих линиях систем питания УБМ могут быть определены с помощью диаграммы, приведенной на рис.2. Сетка I позволяет определить напряжения, которые необходимо установить для УБМ1 и УБМ2, чтобы точку с координатами R, R' на азимуте септум-магнита вывести на замкнутую орбиту, т.е. в начало координат. Сетка II показывает напряжения для УБМ3, УБМ4, при которых частица, двигавшаяся по равновесной орбите, перейдет в точку R, R' на азимуте септум-магнита. Масштаб по R и R' выбран таким, чтобы фазовый эллипс на азимуте септум-магнита имел вид окружности. При расчётах диаграммы использовались значения функций Флоке, соответствующие частоте радиальных бетатронных колебаний $Q_R = 3,85$ [3]. Имеет место слабая зависимость режимов УБМ от значения Q_R ; в качестве иллюстрации на рис.2 пунктиром изображены границы сеток для $Q_R = 4,0$.

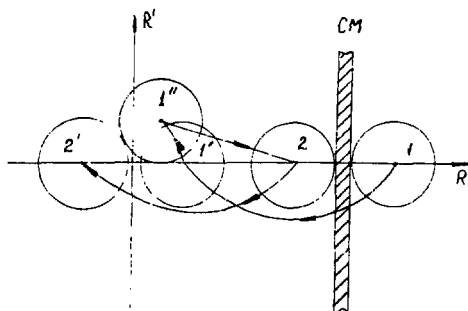
Схема оптимального заполнения аксептанса при 2 -оборотной инжекции представлена на рис.3. С помощью УБМ 1,2 в центр аксептанса переводится точка, соответствующая середине ножа септум-магнита. При этом центр инжектируемого пучка I попадает в положение I' . По завершении первого оборота, в результате бетатронного движения, он оказывается в положении I'' и с помощью УБМ3,4 забрасывается в положение 2, вплотную к ножу СМ. В начале второго оборота пучки 1 и 2 за счёт действия УБМ 1,2 переводятся в положение $I', 2$. По завершении второго оборота срабатывают клипперные ключи, и инжекция прекращается. В нашем случае при эмиттансе инжектируемого пучка 4π см.мрад такой способ инжекции обеспечивает наиболее плотную "упаковку" 2 оборотов с эффективным эмиттансом 19π см.мрад. При расстоянии от орбиты до внутреннего края септума 5 см зарядные напряжения, соответствующие этому режиму, получаются равными $U_1 = 38$ кВ, $U_2 = 22$ кВ, $U_3 = 19$ кВ, $U_4 = 15$ кВ.



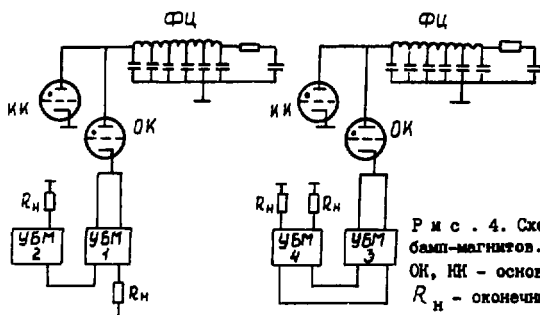
Р и с . 1. Расположение оборудования системы инжекции бустера.
СМ - септум-магнит, УБМ I-4 - ударные бамп-магниты.



Р и с . 2. Графики напряжений на формирующих линиях УБМ.



Р и с . 3. Схема заполнения фазового пространства при двухоборотной инжекции.



Р и с . 4. Схема включения ударных бамп-магнитов. ФЦ - формирующая цепь, ОК - основной и клипперный ключ, R_n - оконечные нагрузки (16 Ом).

Поскольку напряжения на парах магнитов УБМ1,2 и УБМ3,4 отличаются не сильно, была исследована возможность практического применения режима двухоборотной инжекции с попарным последовательным питанием УБМ только от двух источников. В частности, для режима $U_1 = U_2 = 27$ кВ и $U_3 = U_4 = 15$ кВ эффективный эмиттанс возрастает всего на 15% (до 22π см.мрад) по сравнению с наиболее оптимальным вариантом. Такой режим был введен в постоянное использование на бустере, поскольку при этом не только упрощается наладка процесса инжекции, но и сокращается число используемых высоковольтных импульсных тиристоров ТТН1-2500/50 и оконечных нагрузок УБМ. Схемы включения четырех УБМ с питанием от двух модуляторов показаны на рис.4.

Эффективность инжекции (как и процесса ускорения в целом) определяется, в том числе, величиной акцептанса ускорителя. Были проведены измерения акцептанса с использованием мишенной методики. Для этого возбуждались когерентные радиальные колебания пучка с амплитудой ~ 2 см, а его положение (средний радиус) в камере смещалось к внутренней или к наружной стенкам до возникновения заметных потерь интенсивности. После этого в апертуру камеры вводилась вертикальная проволоочная мишень, координата которой могла измеряться с точностью $\pm 0,5$ мм. Координата мишени, при которой начинались дополнительные потери частиц, являлась границей свободной зоны вакуумной камеры. Определенный таким образом акцептанс при скорректированной орбите составил 60π см.мрад, что практически соответствует геометрической апертуре вакуумной камеры (с учётом искажений орбиты).

В реальных условиях для 2-оборотной инжекции имеется значительный запас по акцептансу. Реально наблюдаемая эффективность инжекции весьма близка к 100% (а при неточной синхронизации может превышать эту цифру за счёт инжекции части третьего оборота). При токе линейного ускорителя 80 мА двухоборотная инжекция обеспечивала накопление $1,3 \cdot 10^{12}$ прот./бустерный цикл; при этом суммарная (за 29 циклов инжекции в основной ускоритель) интенсивность ускоренного пучка в бустерной пачке превышала $2 \cdot 10^{13}$, что в настоящее время с запасом обеспечивает потребности ускорителя У-70.

Л и т е р а т у р а

1. Е.А.Алеев, В.Л.Брук и др. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, т. I, стр. I4, Дубна, 1985.
2. М.А.Амиев, А.Д.Артёмов и др. Там же, т. I, стр. 395.
3. В.И.Валбеков, К.П.Ломов и др. Препринт ИВВЭ 82-76, Серпухов, 1982.

АВТОМАТИЗИРОВАННАЯ СИСТЕМА ИЗМЕРЕНИЯ АЗИМУТАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОТЕРЬ ПУЧКА НА ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ ИТЭФ

А.С. Рябцев, А.В. Уваров

Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

Традиционный способ измерения азимутального распределения потерь частиц при ускорении, применяемый на кольцевых ускорителях / 1/, основывается на создании многоканальной измерительной системы, включающей большое число (десятки и даже сотни) распределенных по азимуту ускорителя детекторов, информация от которых собирается и обрабатывается в центре управления ускорителем. Из-за большого числа измерительных каналов подобные системы дороги в изготовлении и требуют больших эксплуатационных затрат.

Идея о том, что на протонном синхротроне ИТЭФ У-1С можно измерять азимутальное распределение потерь частиц при помощи одного измерительного канала, была предложена К.К.Оносовским и заключалась в том, что детектор устанавливается на платформе радиального мостового крана, который перемещается в процессе измерений над магнитной дорожкой синхротрона. Проблема передачи информации от движущегося детектора до связанного с ЭВМ блока обрабатывающей электроники была решена при помощи телеметрического канала связи. Созданная таким образом система оказалась простой в изготовлении и надежной в эксплуатации. Выбранная полоса пропускания телеметрического канала (~ 1 КГц), а также широкий динамический диапазон ($\sim 10^5$) позволяют обрабатывать сигналы потерь частиц в продолжение всего цикла ускорения и вывода пучка. Платформа с детектором перемещается достаточно медленно (~ 10 м/мин), что дает возможность исследовать динамические сигналы потерь частиц в процессе ускорения с хорошим разрешением по азимуту (около 400 точек измерения на периметре кольца с шагом 0,6 м).

Основной недостаток системы, связанный с большими затратами времени на измерение полного распределения (~ 20 мин), ограничивает область применения системы стационарными режимами работы ускорителя, когда азимутальное распределение потерь частиц при ускорении существенно не меняется от цикла к циклу ускорения.

Структурная схема измерительной системы представлена на рис. 1. Детектор излучения представляет собой сцинтиллятор с фотоэлектронным умножителем (ФЭУ), работающим в токовом режиме. Сигнал с ФЭУ преобразуется широкодиапазонным преобразователем напряжение - частота в последовательность импульсов с частотой следования $0,5-5 \cdot 10^4$ Гц, модулирующих по амплитуде несущую частоту ВЧ передатчика. Глубина модуляции - 100 %. Передатчик работает на четвертьволновую штыревую антенну. Приемная антенна составлена из двух согласованных проводников, закрепленных на внутренней стене магнитного зала. Сигнал с приемной антенны поступает на вход приемника, который выполнен по схеме синхротронного детектора для обеспечения высокой селективности телеметрического канала. С выхода приемника протектированный сигнал передается в блок обработки данных (БОД). По внешнему синхронимпульсу в БОД измеряется частота входного сигнала, пропорциональная в каждый момент времени интенсивности потерь частиц. Измеренное значение запоминается в регистре БОД до очередного цикла измерения. Для азимутальной привязки информации, поступающей по телеметрическому каналу, измерительная система включает в себя канал меток, позволяющий определить местоположение детектора. Датчики положения - магнитоуправляемые контакты, установлен-

вает необходимый уровень магнитного поля, а с меньшим корректирует значение показателя спада.

В момент инжекции основное поле создается катушками 0, а коррекция показателя спада с помощью предимпульса в катушках 1 и 1к ступеней. Затем в последних формируется основной импульс тока I_1 . После достижения определенного уровня I_1 ($\sim 1,2$ кА) катушки 1 шунтируются с помощью тиристорного коммутатора 1/1. Возникающее различие в токах I_1 и $I_{1к}$ позволяет поддерживать n на заданном уровне $\sim 0,5$ вплоть до включения последующих ступеней. Форма импульса тока 2 ступени I_2 близка к половине периода синусоиды. Длительность предимпульса тока 3 ступени $I_{3п}$ превышает половину длительности тока I_2 . Переход в малые значения n осуществляется на конечном этапе скатия ($R_k \leq 10$ см), когда магнитное поле создавалось практически только с помощью основного импульса тока в 3 ступени.

Схемы формирования достаточно сложных по форме импульсов тока в 1 и 3 ступенях аналогичны. Для примера рассмотрим работу схемы импульсного питания 3 ступени (рис.2). Предимпульс создается разрядом емкости C_1 через тиристорный коммутатор $T_{1п}$ и дроссель насыщения $L_{1п}$ (в схеме питания 1, 1к-обмоток

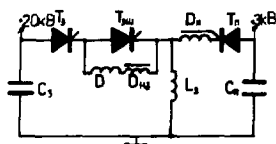


Рис.2. Схема питания 3 ступени скатия.

вместо него использована линейная индуктивность) на рабочую индуктивность L_3 . Совместное действие индуктивной связи 3 и 3 ступеней и дросселя $L_{1п}$ обеспечивает плавное нарастание тока предимпульса $I_{3п}$. Основной импульс формируется при разряде емкости C_3 через коммутатор T_3 на индуктивность L_3 . Звездение шунтируемых с помощью ключа $T_{3ш}$ дросселей 1 и 1к необходимо для плавного перехода от предимпульса к импульсу основного тока. На рис.3,4 показаны осциллограммы токов и расчетные R , n -траектории для этих токов.

экспериментальные результаты

Переход на увеличенные значения показателя спада позволил существенно (до 300 А) повысить значение циркулирующего на начальном орбите тока. Получение максимальных интенсивностей потребовало также увеличения в 3 раза яркости инжектируемого пучка, что было достигнуто при реконструкции источника электронов СМЭБ-1/1 и инжекционного тракта.

Как и ожидалось, потери частиц, ассоциируемые с разностным резонансом, не наблюдаются. Это видно из приведенной на рис.5 осциллограммы сигнала детектора тормозного излучения (ТИ). Последний импульс на ней соответствует разурению кольца при уменьшении индукции внешнего магнитного поля. Его амплитуда является относительной характеристикой числа электронов в сжатом кольце. Предшествующий ему импульс появляется при снижении значения показателя спада от $n \approx 0,5$ до $n \approx 0,05$ и является следствием пересечения резонансов

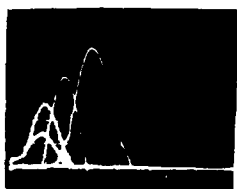


Рис.3. Осциллограммы импульсов токов в катушках 1, 1к, 2 и 3 ступеней магнитной системы адгезатора. Масштаб по вертикали 1кА/дел., развертка 1 мс/дел.

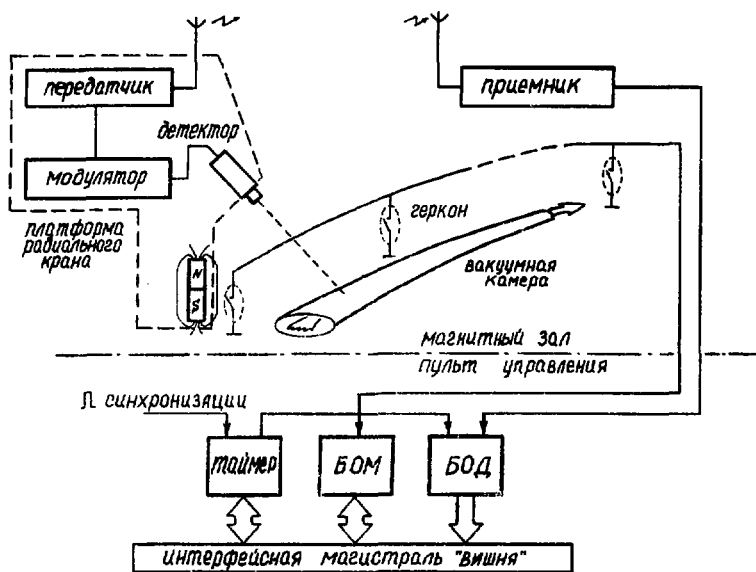


Рис. 1. Структурная схема измерительной системы.

а)

Рис. 2. Распределение потерь частиц на начальном этапе ускорения при нормальной работе синхротрона (а) и при введенной мишени (б).

б)

Рис. 3. Распределение потерь частиц на площадке магнитного поля.



ние потоки на разных расстояниях от вакуумной камеры и в разных направлениях. Предполагается также встроить в блоки обработки информации внутренние ЗУ, в которых будут накапливаться измеренные значения динамических сигналов потерь в нескольких характерных точках цикла ускорения.

В заключение авторы благодарят К.К.Оносовского за идею, положенную в основу созданной системы, Н.Н.Алексеева и А.В.Соломонова, принимавших активное участие в наладочных работах, а также Л.Л.Гольдина за постоянное внимание к работе и ряд полезных обсуждений.

Л и т е р а т у р а

1. Акимцев А.И. и др. Препринт ИФВЭ, № 154, 1978 г.
2. Алексеев Н.Н. и др. В сб.: Труды девятого Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, ОИЯИ, т.1, с.264, Дубна, 1985.

ПРИМЕНЕНИЕ УПРАВЛЯЮЩЕГО АЗИМУТАЛЬНО ПЕРИОДИЧЕСКОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ С "КРАТНОЙ" ГАРМОНИКОЙ ПРИ МОДЕРНИЗАЦИИ ЦИКЛИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ

А.А.Звонцов, Д.Д.Зрелов, В.П.Казьмин

Научно-исследовательский институт интроскопии
Томского политехнического института

В действующих в настоящее время циклических ускорителях с азимутальной вариацией управляющего магнитного поля [1-2] применяется поле, напряженность которого для средней плоскости рабочего зазора можно записать в виде:

$$H_z(r, \theta) = \langle H_z \rangle(r) \left[1 + \sum_{N=1}^{\infty} \varepsilon_N \cos(N\theta + \varphi_N) \right], \quad (1)$$

где $\langle H_z \rangle$ - средняя по азимуту θ напряженность,
 N, ε, φ - число элементов периодичности, номер, амплитуда и фаза гармоник.
Частоты бетатронных колебаний, пропорциональные величинам фокусирующих сил, для установок "радиального" типа определяются следующим образом:

$$\nu_r^2 \approx 1 - \langle n \rangle; \quad \nu_z^2 \approx \langle n \rangle + \frac{1}{2} \sum_{N=1}^{\infty} \varepsilon_N^2 = \langle n \rangle + F, \quad (2)$$

где $\langle n \rangle$ - средний по азимуту показатель спадания,
 F - флаттер поля.

Так как при модернизации циклических ускорителей особое внимание уделяется повышению фокусирующих сил, то необходимо флаттер F иметь по возможности большим. Рост флаттера обычно обеспечивается увеличением доли воздушного промежутка между секторами, шпильками или гребнями, что сопровождается снижением уровня $\langle H_z \rangle$.

Флаттер F можно увеличить не только за счет высших гармоник, но и добавив одну или несколько гармонических составляющих, частоты которых кратны частоте основной гармоник N . Изменение напряженности поля при наличии основной и кратной гармоник можно представить в виде:

$$H_z(r, \theta) = \langle H_z \rangle(r) \left[1 + \varepsilon_1 \cos(N\theta + \varphi) + \varepsilon_2 \cos(p\theta + \psi) \right], \quad (3)$$

где ε_1, φ - амплитуда и фаза основной гармоник,

ε_2, p, ψ - амплитуда, частота и фаза кратной гармоник.

Изучение магнитного поля (3) проводилось путем математического и физического моделирования. В процессе расчетов менялись амплитуда и частота обеих гармоник и фаза одной из них. Полученные результаты сводятся к следующему:

1. Напряженность поля меняется по азимуту θ по периодическому, но более сложному закону. Типичное изменение $H_z = f(\theta)$ при $N = \text{const} = 6$ и различных значениях p показано на рис.1. На рис.1 и других приводимых рисунках показано изменение напряженности для средней плоскости рабочего зазора.
2. Период (суперпериод) такого поля определяется частотой кратной гармоник p .
3. Если фазы гармоник равны 0, то максимумы напряженности повторяются по азимуту, примерно, через $360/N$ градусов, но уровень максимумов различен. Изменение фазы одной из гармоник приводит к изменению положения экстремальных точек.
4. С увеличением амплитуды ε_2 кратную гармонику можно считать основной. По динамическим свойствам рассматриваемое поле эквивалентно управляющему полю, число элементов периодичности которого равно частоте кратной гармоник. Флаттер поля в этом случае будет равен $0,5 (\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)$. Влияние амплитуды дополнительной гармоник показано на рис. 2.

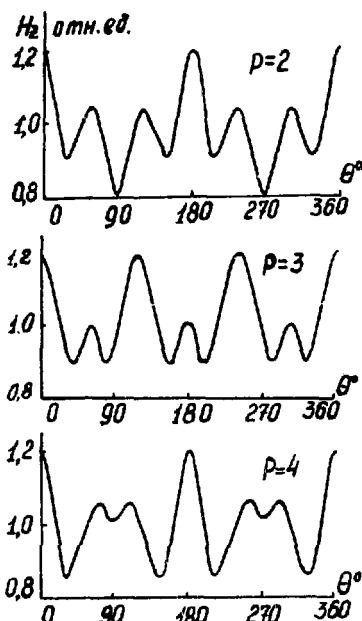


Рис.1. Изменение напряженности поля в зависимости от частоты дополнительной гармоники P при $N=6$; $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 0,1$; $\varphi = \psi = 0^\circ$

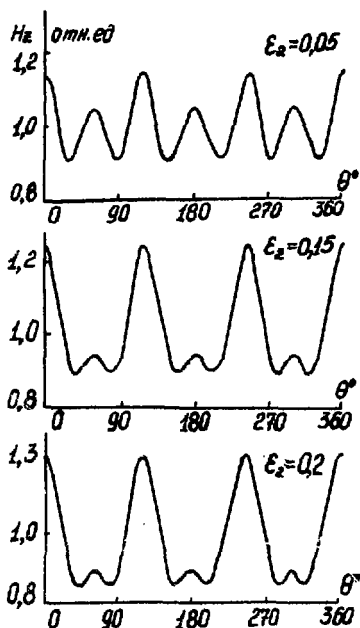


Рис.2. Изменение напряженности поля в зависимости от амплитуды дополнительной гармоники ε_2 .

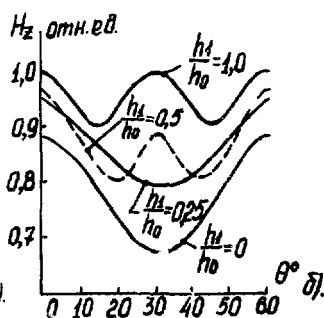
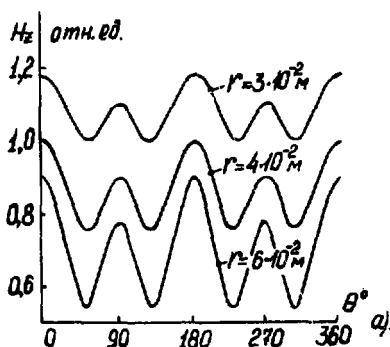


Рис.3. а) Изменение напряженности поля в рабочем зазоре на различных радиусах.

б) Изменение напряженности на одном элементе периодичности в зависимости от отношения $h_1 : h_0$

Размер поперечного сечения пучка регистрировался в ППК, ЗПК и ДС с помощью отпечатков на винипрозе и кадмии. Характерный отпечаток на кадмии в ППК показан на рис.1. Размеры пучка: диаметр 10 мм, толщина 0,5 мм.

На ускоренном трубчатом пучке с параметрами: энергия $W \approx 1$ МэВ и ток $I = 300$ А, были проведены первые эксперименты по исследованию взаимодействия пучка с различными ЭДС.

Л и т е р а т у р а

1. Orzechowski T.J., Anderson B.R., Fawley W.M. et al., Phys. Rev. Lett, v.54, N9, 1985, p.889.
2. Orzechowski T.J., Anderson B.R., Clark J.C. et al., Phys. Rev. Lett, v.57, N17, 1986, p.2172.
3. Аверьянов В.И., Архипов О.В., Братман В.Л. и др. ЖТФ, т.57, №6, 1987, с.1213.
4. Александров В.С., Голубев И.И., Долбилов Г.В. и др. Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П, Дубна, 1987, с.193.
5. Нечаев В.Е., Солуянов Е.И., Фукс М.И. Письма в ЖТФ, т.5, вып.2, 1979, с.113.
6. Дергобузов К.А., Евдокимов О.Б., Кононов Б.А., Ягушин Н.И. ПТЭ, №1, 1975, с.29.

РАЗВИТИЕ СИСТЕМ ВЫВОДА И КАНАЛОВ ЧАСТИЦ ДЛЯ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ ВЫСОКОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ПРОТОННОГО СИНХРОТРОНА ИВЭЗ

В.М.Адо, А.Г.Афонин, Н.А.Гамзев, В.И.Котов, В.П.Крычков, В.Н.Лебедев, Р.А.Рзаев, Н.Е.Тюрин, С.А.Черный.

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Выводы

В 1985 году в ИВЭЗ осуществлен перевод ускорителя У-70 на новый комплекс инжекции от быстроразогнющего бустера на энергию 1,5 ГэВ. Ввод в строй бустера предполагает значительное повышение интенсивности (до $5 \cdot 10^{13}$), что открывает новые возможности в проведении физических исследований на выведенных пучках высокой интенсивности.

В настоящей работе сообщается о результатах начального периода освоения бустерной интенсивности на новых каналах частиц и экспериментальных установках и налагаются планы дальнейшего развития ^{1/} систем вывода пучков и каналов частиц.

1. Предварительные итоги работы ускорительного комплекса

К настоящему времени предельная интенсивность У-70 составляет $\sim 1 \cdot 10^{13}$ протонов в пучке. Потери в процессе ускорения достигают $\sim 10\%$ от накопленной интенсивности и в основном происходят при переходе через критическую энергию.

Средняя интенсивность при проведении физического сеанса возросла до $6,5 \cdot 10^{12}$ прот./пучк. Простой ускорительного комплекса в физических сеансах пока еще велик и находится в пределах (15-30)%.

Была проведена значительная работа по подготовке экспериментальной базы ИВЭЗ и в первую очередь нейтринного канала № 8 ^{2/} к пучку высокой интенсивности.

Выбрана новая трасса быстрого вывода, использующая систему отклоняющих магнитов медленного вывода. Схема вывода протонного пучка из ускорителя представлена на рис.1. Пучок подводится к головному магниту OM-18 с помощью системы локального искания орбиты и перебрасывается через это септум (толщиной 0,7 мм) с использованием ударных магнитов KM-14 и KM-16. Схема показала надежную работоспособность.

Максимальная интенсивность пучка, выведенная из ускорителя системой быстрого вывода при потере $\sim 5\%$ достигла $7,0 \cdot 10^{12}$ протонов в пучке.

На данном этапе работы У-70 по-прежнему используются и внутренние мишени. На рис.2а представлена характерная схема использования плато магнитного цикла ускорителя для потребителей на быстром и медленном выводах и от внутренних мишеней. Быстрый вывод в канал № 8 реализуется в начале плато. С целью уменьшения потерь при выводе пучка ^{1/2} в азимутальном направлении отклоняется вакуумной камерой У-70 осуществляется разрыв для размещения фронтов импульса ударного магнита.

После обрабатывания системы быстрого вывода осуществляется медленный вывод протонов в направлении В, для чего пучок протонов разбавляется, и для устранения глубокой модуляции с частотой обращения 200 кГц в пучок вносятся дополнительный импульсный разброс. Длительность вывода составляет 0,8 с, эффективность - 85%.

На второй половине пята обеспечивается работа, как правило, трех внутренних мишеней с общей потребляемой интенсивностью до $2 \cdot 10^{12}$ прот./цикл.

Общая планировка каналов частиц $U-70$ и расположение их экологической защиты представлены на рис.3, а основные характеристики адронных и нейтринных пучков обобщены в таблицах 1 и 2.

Создание комплекса каналов с рекордной для данного класса ускорителей интенсивностью — до $6 \cdot 10^{12}$ протонов в сек. — выдвигает необходимость разработки новых подходов также к решению радиационных проблем. Это прежде всего минимизация потерь протонного пучка при его выводе из ускорителя и транспортировке до мишеней. В частности, для создания приемлемого уровня радиационной обстановки в направлении нейтринного канала разработана оптическая система нейтринного канала с большим запасом апертуры в местах наибольших размеров сгибающей пучка^{2/} и введены в действие скраппер пучка для обдирки его гало после ускорения и специальные коллекторные системы и т.д.

Серьезную проблему представляют высокие радиационные нагрузки на оборудование каналов, что приводит к необходимости использования в зонах мишеней станций специального защитного оборудования с радиационно-стойкими осмотрами на основе цементобетона.

Другая проблема — высокий уровень наведенной активности на используемом оборудовании. Например, уровень мощности эквивалентной дозы вблизи активированного оборудования мишеней станций после дигитального облучения в десятки суток выдержки составит $\sim 10^2$ бэр/час. Поэтому для обеспечения безопасной работы с этими элементами предусматривается сооружение вокруг них локальной защиты и создание условий дистанционной работы с ними.

Т а б л и ц а 1
Адронные пучки

№ канала	Интенсивность выведенного на мишень пуч- ка, прот./цикл.	Импульс частиц в канале, частиц ГэВ/с	Сорт частиц	Интенсивность частиц в ка- нале, 1/цикл	Характери- стика вывода	Приме- чание
2/14	$1 \cdot 10^{12}$	35-65 5-45	π^- e^-	$1,5 \cdot 10^6$ $4 \cdot 10^5$	Внутренняя мишень	При 40 ГэВ/с, $\Delta p/p = \pm 1\%$
18	$1 \cdot 10^{12}$	3-17 2-14	π^+ π^-	10^8 10^4	Внутренняя мишень	При $p=5$ ГэВ/с При $p=8$ ГэВ/с
Канал ре- активност- ных до- зметров	$2 \cdot 10^{11}$	0,8-2	(e^+e^-)	0,02	Внутренняя мишень	
21	$2 \cdot 10^{11}$ $2 \cdot 10^{12}$	70 7-60 70	Σ, Ξ -гипероны π^+ π^- p	$1,4 \cdot 10^8$ $4 \cdot 10^7$ 10^7-10^{10}	Медленный вывод —	При $p=35$ ГэВ/с $\Delta p/p = \pm 3\%$ Дифракц. рассе- яние протонов
22	$1 \cdot 10^{13}$ $1 \cdot 10^{13}$ $1 \cdot 10^{12}$	70 10-60 10-60 30	π^+ π^- e^-	$1 \cdot 10^{10}$ 10^9 $3 \cdot 10^8$ 10^6	Дифракц. вывод Медленный вывод —	При $p=35$ ГэВ/с $\Delta p/p = \pm 2,5\%$
24	$1 \cdot 10^{13}$	10-40 55	π^+ π^- $e^\pm$ Поляриз. протоны	$1,5 \cdot 10^8$ $5 \cdot 10^7$ 10^7 10^7	Медленный вывод	При $p=35$ ГэВ/с $\Delta p/p = \pm 1\%$ $p = 30$ ГэВ/с $\Delta p/p = \pm 5\%$

Таблица 2
Нейтринные лучи

№ канала	Название пучка	Импульсы ролиталей нейтрино ГэВ/с	Средняя энергия нейтрино, ГэВ	Поток на детекторе $\frac{1}{\text{м}^2 \cdot \text{протон}}$	Энергетич. разделение нейтрино, %	Примечание
8	Пучок нейтрино широкого спектра (ν_μ)	Весь диапазон	5-6	$2 \cdot 10^{-3}$ $1 \cdot 10^{-3}$		
8	Дихроматические пучки нейтрино (ν_μ)	8-25	(2-10); (7-23)	(2-6) $\cdot 10^{-5}$ (0,6-2) $\cdot 10^{-6}$ (1-3) $\cdot 10^{-5}$ (1-7) $\cdot 10^{-7}$	(10-17); (4-8)	Ожидается в 1988-89г.
8	Пучок электронных нейтрино (анти-нейтрино) от распада $K_L^0 \rightarrow \pi^0 \nu_e$	Весь диапазон	10	$2 \cdot 10^{-6}$	-	Ожидается в 1989 г.
23	Пучок меченых нейтрино от распадов $K \rightarrow \pi^0 e \nu_e$ $K \rightarrow \mu \nu_\mu$	5-35	13.5 24	$5,5 \cdot 10^{-8}$ $1,5 \cdot 10^{-6}$	3-5 5-8	Ожидается в 1987 г.

Перечисленные выше меры позволят, в принципе, решить основные радиационные проблемы экспериментальной базы с высокоинтенсивными пучками.

Бустерная интенсивность на канале № 8 использовалась для экспозиции пузырьковой камеры СКАТ на пучке нейтрино (антинейтрино) широкого спектра.

Проведены три сеанса, в которых максимальная интенсивность пучка в канале достигала $7 \cdot 10^{12}$ прот./цикл и число нейтринных событий на кадр увеличено в 2-3 раза.

Созданы и запущены новые каналы частиц № 21 и № 23, работающие на медленно выводимых протонах.

Канал № 21

Этот канал привязан к нейтринному каналу № 8, по трассе которого осуществляется как быстрый, так и медленный вывод протонов. Протонный пучок медленного вывода отклоняется на трассу канала № 21 импульсными магнитами, что обеспечивает возможность работы обоих каналов (одного на быстром, а другого на медленном выводе) в каждом цикле ускорения.

На установке СМНКС^{1/2}, расположенной на канале, начаты первые исследования с гиперонными пучками, которые выделяются полем сверхпроводящего магнита "Гиперон". Для этого первичный протонный пучок с интенсивностью в диапазоне ($5 \cdot 10^{10}$ - $5 \cdot 10^{11}$) фокусируется на мишень установки, расположенную внутри магнита. В дальнейшем на канале планируется формирование пучков вторичных частиц обоих знаков заряда и дифракционно-рассеянных протонов. Для этой цели на внешней мишень, установленную на трассе канала, будет выводиться протонный пучок с интенсивностью в диапазоне (10^{11} - $5 \cdot 10^{12}$) в цикле.

Канал № 23

Канал предназначен для работы в нейтринных пучках с применением методики мечення. Для этого на внешнюю мишень, расположенную в мишенной станции нейтринного канала, выводится протонный пучок с проектной интенсивностью до $3 \cdot 10^{13}$ част./цикл. Вторичные частицы с импульсом до 35 ГэВ/с захватываются в канал, который формирует пучок, близкий к параллельному.

Пучок нейтрино, получаемый на баз: 65 м от распадов $K \rightarrow \pi^+ \nu_\mu$ и $K \rightarrow \pi^- \bar{\nu}_\mu$ (на $3 \cdot 10^{13}$ протонов рождаются $2 \cdot 10^9$ каонов), обеспечивает возможность проведения прецизионных исследований как с мюнными, так и электронными нейтрино. Благодаря применению специальной системы мечення и мюнного идентификатора, расположенных в конце распадной базы и регистрирующих заряженные продукты распада К-мезонов, на детекторе может быть достигнуто энергетическое разрешение событий на уровне 5–10% для мюнных нейтрино и 5% для электронных нейтрино.

Проведены первые экспериментальные исследования на пучке канала. Измерены параметры пучков вторичных частиц, определен их состав.

2. Планы развития систем вывода и каналов частиц

Дальнейшая задача развития системы медленного вывода – обеспечение разводки выводимого пучка по трем направлениям, приведенным на рис.1. Для этого отклоняющий магнит OM-26 будет заменен на новый магнит с длительностью рабочего импульса 1,8 с и интегралом поля до 4 Тл·м.

Направления А и С предназначены для медленного вывода пучка для каналов № 24 и № 22 соответственно. В направлении В будут осуществляться как быстрый, так и медленный вывод протонов, причем оба вывода можно будет проводить в одном цикле ускорения, что увеличит число одновременно работающих установок. Длительность медленного вывода по всем направлениям предполагается довести до 1,8 с. Планируется реализация быстрорезонансного вывода на резонансе $3Q_p = 29/3$.

Рост интенсивности ускоренного пучка и создание высокоинтенсивных каналов требует дальнейшего повышения эффективности медленного вывода до 95–97%. С этой целью проводятся работы по созданию новых элементов систем вывода. Одновременно с работой медленного вывода будут использоваться также внутренние мишени BM24 и BM35.

В таблице 3 представлены способы вывода ускоренного пучка по направлениям и распределение его интенсивности по каналам, а также число одновременно работающих установок на каждом канале.

Т а б л и ц а 3

Вывод и распределение протонного пучка по направлениям

Название канала	Число одновременно работающих установок	Предельная интенсивность на мишени (протон/цикл)	Система вывода по направлениям
1	2	3	4
8	2	$5 \cdot 10^{13}$	Быстрый вывод В (БВ-8)
21	1	$5 \cdot 10^{12}$ (в перспективе до $3 \cdot 10^{13}$)	Медленный вывод В (МВ-21)
22	1	$1 \cdot 10^{13}$	Медленный вывод С (МВ-22)

1	2	3	4
23	I	$3 \cdot 10^{13}$	Медленный вывод В (МВ-23)
24	2	$1 \cdot 10^{13}$	Медленный вывод А (МВ-24)
2	I	$1 \cdot 10^{12}$	Внутренний мишень № 24 (М24)
18	I	$1 \cdot 10^{12}$	Внутренний мишень № 35 (М35)
ПЦ	I	$2 \cdot 10^{11}$	Внутренняя мишень № 35 (М35)

Основные варианты их совместной работы с двумя внутренними мишенями, расположенными в блоках № 24 и 35, приведены на рис.26, в, г. Здесь также указана суммарная потребляемая интенсивность в каждом варианте.

Реализация указанных режимов позволит обеспечить одновременную работу 5-7 экспериментальных установок.

С этой целью создаются новые системы каналов нейтринных и адронных пучков и модернизируется канал № 8 для проведения предельной интенсивности ускорителя.

Нейтринные пучки

Выполнена модернизация мишенной станции нейтринного канала, общий вид которой приведен на рис.4. Ее новая конфигурация допускает размещение дополнительного оборудования для организации пучков дихроматических нейтрино и обогащенных электронных нейтрино (антинейтрино). Дихроматические пучки будут формироваться в области импульсов родителей до 25 ГэВ/с, их энергетическое разделение составит $\pm (5-17)\%$, интенсивность - $(2-4)\%$ по сравнению с нейтрино широкого спектра. Создание этих пучков приведет к существенному расширению возможностей физических исследований с мюонными нейтрино и, в частности, позволит вести эффективный поиск нейтринных осцилляций в области малых энергий.

В обогащенном пучке будет иметь место примерно одинаковая пропорция электронных и мюонных компонент нейтрино, тогда как в обычных нейтринных пучках это соотношение составляет 10^{-2} . Полный поток электронных нейтрино ожидается на уровне $2 \cdot 10^{-6}/\text{м}^2 \cdot \text{протон}$.

Канал № 22

На базе медленного вывода С создается высокоинтенсивный адронный канал № 22. Медленно выведенный протонный пучок с интенсивностью до $1 \cdot 10^{13}$ за цикл фокусируется на внешней мишень, с которой отбирается в канал вторичные частицы при нулевых углах рождения с импульсами 10-60 ГэВ/с. Интенсивность пучков вторичных частиц на экспериментальной установке может достигать 10^{10} ч/п. Предусмотрена также возможность получения электронных пучков при сбросе на мишень протонов с интенсивностью до 10^{12} ч/п.

На канале будут расположены установки ФДС- $2^{1/2}$ и спектрометр с быстроциклирующей камерой в качестве вершинного детектора (СВД).

Канал № 24

Универсальный канал № 24 планируется создать на базе медленного вывода А. В зоне канала № 24 предусмотрено размещение четырех экспериментальных установок, одновременно могут работать две из них. Рассмотрена возможность формирования на одном из направлений этого канала пучков поляризованных

Рис. 1. Схема вывода протонного пучка из ускорителя.

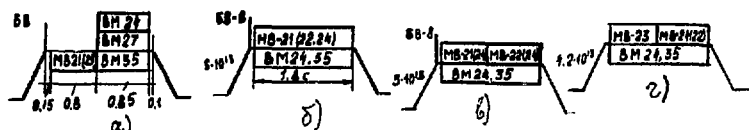
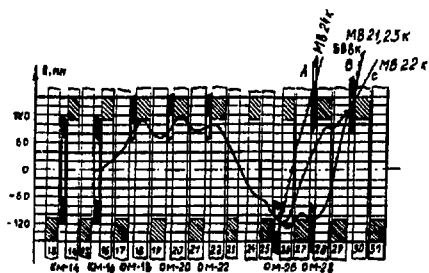


Рис.2. Реализованный (а) и планируемые (б,в,г) режимы работы системы вывода.

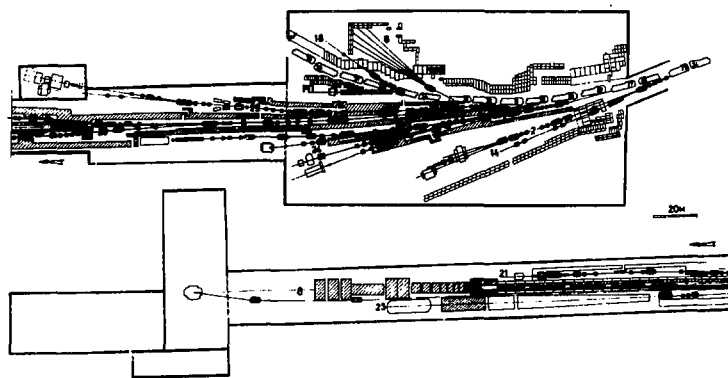


Рис.3. Общая схема каналов частиц на ускорителе ИВВЭ.

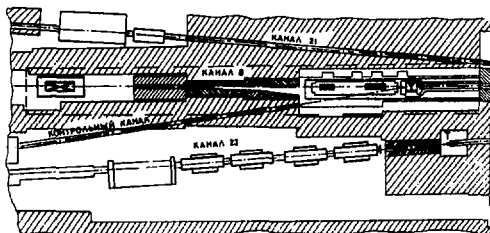


Рис.4. Общий вид мишеньной станции канала №6.

протонов от $\Lambda \rightarrow p\bar{K}^-$ - распада с импульсом до 55 ГэВ/с, с интенсивностью 10^7 частиц с заданной ориентацией спина и степенью поляризации $\sim 40\%$.

Л и т е р а т у р а

1. Адо Е.М., Афонин А.Г., Галеев Н.А. и др. Препринт ИФВЭ 85-182, Серпухов, 1985.
2. Афонин А.Г., Бритвич Г.И., Галеев Н.А. и др. Препринт ИФВЭ 86-3, Серпухов, 1986.
3. Дроздин А.И., Зеленов Б.А., Мизников К.П. и др. Препринт ИФВЭ 78-167, Серпухов, 1978.

**РАДИАЦИОННЫЕ
ПРОБЛЕМЫ
НА УСКОРИТЕЛЯХ**

Председатель: В.Н.Лебедев
Секретарь: В.И.Цовбун

Сессия 15

353/354

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ МЕТРОЛОГИЧЕСКОГО ОБЕСПЕЧЕНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ИЗМЕРЕНИЙ НА СЕРПУХОВСКОМ ПРОТОННОМ СИНХРОТРОНЕ

В.Т.Головачик, В.Н.Лебедев

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Ускорители заряженных частиц высокой энергии (УВЭ) генерируют за счет вторичного импульсного излучения со сложным компонентным и спектральным составом, пространственной и временной структурой, широким диапазоном изменения по энергии и интенсивности [1]. Это делает их наиболее сложными в земных условиях источниками ионизирующего излучения, в том числе — сложными с точки зрения метрологического обеспечения радиационного контроля (РК), отсутствие или неполнота которого могут приводить к снижению эффективности использования ядерно-физических установок. В частности, на примере Серпуховского протонного синхротрона (СПС), рассчитанного на ускорение протонов до 70 ГэВ, очевидно, что на базе существующих в Союзе образцовых средств измерений (СИ) и эталонов плотности потока и доз отдельных видов излучений сравнительно низких энергий метрологическое единство радиационных измерений не может быть обеспечено, а решение вопроса метрологического обеспечения средств РК требует разработки специальных подходов, учитывающих специфику полей излучения по всему комплексу названных выше параметров. Таким образом метрологическое обеспечение РК на УВЭ является в настоящее время самостоятельной научно-исследовательской задачей. Целью настоящей работы является анализ состояния и перспектив развития метрологического обеспечения радиационного контроля на ускорителях на примере Серпуховского протонного синхротрона.

На СПС метрологическое единство радиационных измерений планируется достичь путем:

- всеобщего использования средств измерений, реализующих прямые и косвенные методы определения максимальной эквивалентной дозы (МЭД) смешанного излучения;
- разработки и последовательной реализации метрологической поверочной схемы на основе разрабатываемых нестандартизованных образцовых и рабочих СИ;
- разработки опорных полей ионизирующих излучений как на основе радионуклидных источников фотонов и нейтронов, так и собственно излучения ускорителя, близких по своим характеристикам типичным полям излучения на рабочих местах персонала и в подлечиваемых зонах.

Средства измерений радиационного контроля на УВЭ, на СПС — в частности, делятся на две группы, отличающиеся физическими принципами определения МЭД. К первой из них относятся ТЭ детекторы, моделирующие при определении эквивалентной дозы регламентируемую зависимость коэффициента качества от линейной передачи энергии (ЛПЭ) излучения $Q(L)$ [2] и позволяющие таким образом непосредственно измерять величины поглощенной и эквивалентной доз смешанного излучения с произвольным составом и спектром. Ко второй относятся компонентные детекторы, обладающие функциями чувствительности (ФЧ), моделирующими по форме энергетические зависимости МЭД отдельных видов или энергетических групп от энергии излучения $h_{\mu}(E)$ (косвенные методы).

Спектрометр линейных перелач энергии (ЛПЭ-спектрометр) является одним из основных средств непосредственного определения величин эквивалентной и поглощенной дозы и среднего коэффициента качества смешанного излучения. Обычно детектирующей основой таких приборов является ТЭ пропорциональный счетчик низкого давления, аналогичный предложенному Росси [3]. В ЛПЭ метод получил дальнейшее развитие, направленное на уменьшение его невыявленных систематических погрешностей.

В работе [4] предложен и реализован метод градуировки счетчика с помощью полупроводникового детектора непосредственно по энергоявлению в его чувствительном объеме. Такой способ градуировки более точен и позволяет существенно сократить погрешность конечных результатов, например - с 26% до 17% для эквивалентной дозы ^{239}Pu -Be источника нейтронов. В работе [5] предложен новый подход к обработке аппаратного спектра счетчика, основанный на использовании реальной формы аппаратной линии спектрометра, учитывающей торможение заряженных частиц в пределах чувствительного объема и зависимость их средней энергии ионизации от вида и энергии. Это позволило расширить область применения ЛПЭ-спектрометра в диапазоне энергий нейтронов ниже 0,5 МэВ, где при использовании традиционного способа обработки аппаратного спектра нарушались условия Росси. В последующей работе [6] предложен метод восстановления энергетического спектра нейтронов и определения интегральных дозовых характеристик на этой основе. Сочетание методов спектрометрии нейтронов по энергии и по ЛПЭ позволило повысить информативность и достоверность определения МЭД при метрологическом обеспечении радиационного контроля смешанного фотонного и нейтронного излучения.

В эквидозиметре ЭД-02 реализован другой вариант использования ТЭ пропорционального счетчика низкого давления [7]. Прибор разработан совместно с Институтом биофизики МЗ СССР. Эквидозиметр предназначен для одновременных измерений поглощенной и эквивалентной доз и среднего коэффициента качества смешанного излучения. В данной схеме сигнал счетчика регистрируется одновременно по двум каналам - токовому и импульсному. Заряд, зарегистрированный по токовому каналу, пропорционален поглощенной дозе излучения. Импульсный канал содержит нелинейный преобразователь амплитуды импульса, характеристика преобразования которого подобрана таким образом, чтобы выходной сигнал был пропорционален разности эквивалентной и поглощенной доз. Характеристика нелинейного преобразователя оптимизирована по представительной выборке спектров нейтронов за заданной ядерно-физических установок. При такой оптимизации основная погрешность измерений эквивалентной дозы в диапазоне мощности дозы от $4 \cdot 10^{-6}$ до $4 \cdot 10^{-3}$ Зв.час $^{-1}$ не превышает 20%.

Аналоговый компонентный бэрметр (АКБ) в его последней конфигурации включает следующие детекторы:

- дозиметр поглощенной дозы смешанного излучения на основе ТЭ ионизационной камеры;
- дозиметр эквивалентной дозы нейтронов на основе ионизационной камеры, наполненной ^3He , в шаровом полиэтиленовом замедлителе $\phi 254$ мм;
- дозиметр поглощенной дозы фотонов и заряженных частиц на основе безводородной ионизационной камеры, наполненной аргоном;
- активационный детектор на основе реакции $^{12}\text{C}(\text{x}, \text{xn})^{11}\text{C}$ для определения вклада в эквивалентную дозу адронов с энергией выше 20 МэВ. АКБ в сочетании с матрицей чувствительности, аналогичной описанной в работе [8], позволяет измерять поглощенную и эквивалентную дозу смешанного излучения и вклады отдельных его компонентов.

Совместное использование прямых и косвенных методов в условиях отсутствия образцовых СИ и эталонов высокоэнергетического излучения благодаря принципиальным различиям в физике определения МЭД является неременным условием для обеспечения достоверности получаемых результатов. Количественные представления о невыявленных систематических погрешностях измерений прямыми и косвенными методами дают сравнительные измерения, результаты которых представлены в таблице I.

Т а б л и ц а I.

Результаты сравнительных измерений МЭД нейтронов в опорных полях излучения на основе радионуклидных источников

Методы, средства измерений	^{239}Pu -Be E=4,1 МэВ	^{252}Cf E=2,1 МэВ	^{252}Cf в CH_2 -шаре E=1,4 МэВ	^{252}Cf в Fe-шаре E=0,87 МэВ
<u>П р я м ы е м е т о д ы :</u>				
ЛПЗ-спектрометр:				
ЛПЗ-1 - традиционный метод обработки аппаратурных спектров [3]	1,05	0,86	1,01	0,80
ЛПЗ-2 - с учетом торможения заряженных частиц [5]	0,96	0,83	1,02	0,86
ЛПЗ-3 - при восстановлении энергетического спектра нейтронов [6]	1	1	1	1
Эквидозиметр ЗД-02	1	0,99	0,99	0,91
<u>К о с в е н н ы е м е т о д ы :</u>				
Многосаровой спектрометр	1,07	1,10	1,04	1,10
Аналоговый компонентный датчик	1,05	1,19	1,31	1,31

Каждый из описанных методов имеет свои достоинства и недостатки; в ряде случаев методы успешно дополняют друг друга. После проведения метрологической аттестации в органах Госстандарта все методы предполагается использовать в качестве образцовых СИ поглощенной и (или) эквивалентной дозы для передачи единиц этих величин рабочим СИ в опорных полях ионизирующих излучений.

Использование косвенных методов определения эквивалентной дозы предполагает наличие информации о дозовых характеристиках ионизирующих излучений. Согласно НРБ-76 [9], количественным критерием при хроническом облучении является МЭД в теле человека или критическом органе. При наличии информации о компонентно-спектральном составе излучения переход к МЭД возможен только при наличии исчерпывающей информации о дозовых характеристиках всех компонентов излучения в полном энергетическом диапазоне. Для случая УЗБ это - система глубинно-энергетических зависимостей поглощенной и эквивалентной доз излучения в фантоме для всех сортов частиц, значимых в дозовом отноше-

нии (на СПС - $n, p, \alpha^{\pm}, \mu^{\pm}, e, \gamma$), в диапазоне энергий от минимальной (для нейтронов - тепловой) до максимальной энергии ускоряемых частиц. Информация о глубинных распределениях дозы на УЗЗ, в отличие от низкоэнергетических установок, необходима из-за неаддитивности МЭД при её интегрировании по спектру излучения. Кроме того, информация о дозовых характеристиках излучений необходима при расчёте дозовых функций чувствительности детекторов при их проектировании и при интерпретации их показаний в полях с известными характеристиками излучения (например, в опорных полях).

Следует отметить, что НРБ-76, в отличие от ранее действовавших Национальных и действующих Международных [10] рекомендаций, содержит больший объем информации о дозовых характеристиках различных видов излучений (γ, e, β, n, p , тяжёлые ядра, $\alpha^{\pm}, \mu$) в широком энергетическом диапазоне до ТэВ. Однако для условий УЗЗ объем информации не является исчерпывающим, а в ряде случаев данные нуждаются в уточнении. В первую очередь необходимо отметить следующие недостатки НРБ-76.

а) Все данные приведены для "устаревшего" состава мягкой биологической ткани (3,5% азота), в то время как сами НРБ-76 и действующие Международные рекомендации регламентируют новый состав (2,6% азота). Это в первую очередь важно для дозовых характеристик нейтронов.

б) Данные по МЭД нейтронов в разных энергетических диапазонах приведены для разных геометрий облучения (круговой цилиндр - изотропное облучение, бесконечный слой - нормальное облучение).

в) Отсутствует какая-либо информация по глубинным распределениям доз, необходимая, в первую очередь, для корректного определения МЭД протонов и нейтронов с широким энергетическим спектром.

г) Отмечаются значительные расхождения данных НРБ-76 и соответствующих рекомендаций МКРЗ в области промежуточных нейтронов: различия достигают коэффициента 2. Причиной расхождений могут быть как указанные в пп. а) и б), так и другие.

д) Предлагаемый в НРБ-76 подход к нормированию потоков протонов по МЭД в максимальные кривые Брэгга при нормальном облучении плоского слоя является чрезвычайно консервативным и неоправданным для протяженных спектров протонов за защитой УЗЗ. Расчёты показывают, что если интегрирование МЭД моноэнергетических нейтронов по их спектру за защитой СПС приводит к завышению порядка 20%, то интегрирование по спектру протонов за счёт неаддитивности МЭД и неучёта углового распределения излучения приводит к её завышению на порядок; полная доза при этом будет завышена в 2 раза [11]. Расхождения в рекомендациях НРБ-76 и МКРЗ по дозовым характеристикам нейтронов и протонов иллюстрируются рис.1.

Недостаток информации восполняется в ИФВЗ систематическим исследованием дозовых характеристик излучений в фантомах различных конфигураций. В работе [12] систематизирована информация и представлен атлас глубинно-энергетических зависимостей доз нейтронов с энергией от тепловой до нескольких ТэВ. В работе [13] представлены систематизированные данные по кривым фотонов и нейтронов с энергией до 20 МэВ, необходимые для расчёта функций чувствительности ТЭ детекторов и интерпретации их показаний. Последующие работы [11] посвящены уточнению дозовых характеристик нейтронов и протонов в фантомах различных конфигураций. В них ревидованы исходные данные для расчёта, получены глубинные дозовые распределения, анализируются подходы к нормированию потоков частиц.

Работа [14], посвященная коэффициентам перехода от флюенса частиц к дозовым характеристикам радионуклидных источников ^{239}Pu - α -Be и ^{252}Cf , иллюстрирует современное состояние вопроса о дозовых характеристиках моноэнергетических нейтронов - различия между используемыми первичными источниками приводят к дополнительной неопределенности в определении МЭД порядка 10%.

В качестве базовой информации для метрологического обеспечения РК на УВЗ необходима систематизированная информация о глубинно-энергетических распределениях доз излучения в фантомах, полученная в единичных исходных предпосылках и позволяющая корректно переходить к МЭД с учетом компонентно-спектрального состава излучения и условий облучения персонала. Эти данные должны строго соответствовать регламентированной зависимости коэффициента качества от ЛПЭ $Q(L)$, что позволит исключить или свести к минимуму систематические погрешности косвенных методов, обусловленные погрешностями дозовых характеристик.

Опорные поля ионизирующих излучений. При сложившейся сегодня на ускорителях поверочной схеме передачи единицы дозы осуществляется от низкоэнергетического эталона через образцовые радионуклидные источники нейтронов и фотонов непосредственно рабочим СИ. Многообразие спектров за защитой УВЗ с одной стороны и отсутствие возможности получения надёжной экспериментальной информации о ФЧ детекторов с другой при такой поверочной схеме исключают возможность объективной оценки имеющихся систематических погрешностей. Кроме того, наиболее динамичный во времени и пространстве высокоэнергетический компонент смешанного излучения выпадает из общей системы обеспечения единства радиационных измерений из-за отсутствия и эталонов и образцовых СИ.

На СПС в качестве способа оценки систематических погрешностей при проведении измерений в неизвестном поле излучения выбрано сравнение СИ в опорных полях (ОП) ионизирующих излучений с известными и воспроизводимыми характеристиками. Выбор ОП основан на предварительном анализе спектров нейтронного излучения в рабочих помещениях и за различными защитами СПС. В работе [15] показано, что спектры за защитой СПС классифицируются на 3 группы (см. рис.2), для рабочих помещений характерны спектры третьей группы.

На данном этапе исследований для проведения сравнений выбрана система ОП ионизирующих излучений, включающая 6 полей на основе фильтрованного и нефильтрованного излучения радионуклидных источников ^{239}Pu - α -Be и ^{252}Cf и два поля на основе излучения собственно СПС, описанных ранее в работе [16].

Таблица 2. Уровни и компонентный состав излучения в пучке установки ОПИИУ

Компоненты излучения	Вклад в эквивалентную дозу, 10^{-5} Зв.час $^{-1}$	
	Без фильтра	С фильтром
Нейтроны с $E < 20$ МэВ	$33,0 \pm 1,8$	$5,0 \pm 0,4$
Адроны с $E > 20$ МэВ	$10,3 \pm 1,7$	$9,8 \pm 1,0$
Фотоны и заряженные частицы	$12,4 \pm 0,9$	$6,7 \pm 0,5$
Полная эквивалентная доза	$55,8 \pm 2,6$	$21,5 \pm 1,2$
Средний коэффициент качества	$3,7 \pm 0,3$	$2,8 \pm 0,3$

Средняя энергия нейтронов в этих опорных полях составляет в порядке возрастания 0,09; 0,43; 0,87; 1,4; 2,1; 4,1; 7,75 и 50 МэВ. Схема формирования опорных полей ионизирующего излучения ускорителя (ОПИИУ) показана на рис.3: поле формируется в виде широкого пучка, состоящего из нейтральных и заряженных адронов, за счёт вторичных частиц, рождающихся при взаимодействии первичного 70 ГэВ пучка протонов с мишенью из бериллия. Используются два ре-

жма работы установки: с открытым пучком и с фильтром из кадмиевого поли-
этилена толщиной 6 см, перекрывающим пучок. Уровни и компонентный состав из-
лучения для этих двух режимов представлены в таблице 2, спектры излучения —
на рис.4. В работе [16] сделан подробный сравнительный анализ дифференци-
альных и интегральных характеристик излучения за защитой СПС и в пучке ОПИУ.
Сходность характеристик излучения за тонкой защитой ускорителя и в пучке
ОПИУ показана несколькими независимыми методами: измерениями компонентного
состава, энергетических спектров, глубинных распределений дозы и распределе-
ний дозы по ЛПЗ, каждый из которых реализуется с помощью самостоятельных де-
текторов.

Таким образом основу метрологического обеспечения радиационных измерений
на Серпуховском протонном синхротроне составляют базовая информация о дозо-
вых характеристиках излучения и функциях чувствительности используемых детек-
торов, система детекторов смешанного излучения во главе с ТЗ детекторами и
система опорных полей ионизирующих излучений, включающая поле излучения соб-
ственно ускорителя. Ориентировочная метрологическая схема обеспечения един-
ства радиационных измерений на СПС представлена в таблице 3.

Т а б л и ц а 3. Ориентировочная метрологическая схема обеспечения един-
ства радиационных измерений на Серпуховском протонном синхротроне.

Ранг средства	Средства измерений	Основное назначение СИ
Государственный эталон единицы эквивалентной дозы	В настоящее время отсутствует	Государственная поверка сравновых СИ 1-го и 2-го разрядов
Образцовые средства измерений 1-го разряда	ЛПЗ-спектрометр на основе ТЗ пропор- ционального счетчика Дозиметр поглощенной дозы на основе ТЗ иони- зационной камеры	а) Поверка образцовых СИ 2-го разряда б) Поверка опорных полей ионизирующих излучений
Образцовые средства измерений 2-го разряда	Эквидозиметр ЭД-02 на основе ТЗ пропор- ционального счетчика Аналоговый компонентный дозиметр на основе ионизационных камер Многошаровой спект- рометр-дозиметр нейтронов	а) Поверка рабочих СИ б) Калибровка и поверка опорных полей ионизирующих излучений
Рабочие средства измерений	Стационарные радиацион- ные мониторы зонного контроля Комплекты СИ для компо- нентных оперативных измерений Комплекты СИ для компо- нентного метода инди- видуального радиа- ционного контроля	Повседневные радиационные из- мерения для обеспечения радиа- ционной безопасности персонала Систематическое снятие карто- грамм полей излучений на физических установках Индивидуальный радиационный контроль персонала

Реализация данной схемы и составляет перспективу развития метрологическо-
го обеспечения радиационных измерений на СПС. По замыслу она включает реше-
ние следующих вопросов радиационной дозиметрии и метрологии:

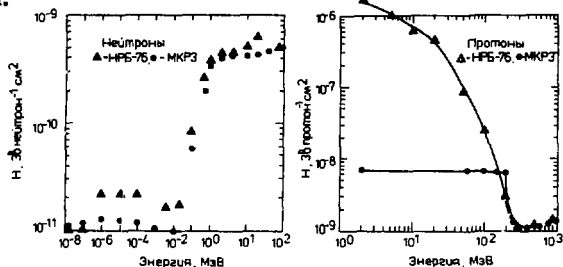
а) дальнейшее исследование дозовых характеристик излучений, выработку
подходов и подготовку единых рекомендаций по нормированию предельно допусти-
мых потоков отдельных видов излучений;

б) дальнейшее исследование функций чувствительности детекторов ионизирующих излучений, используемых как в образцовых, так и в рабочих СИ;

в) разработку на основе информации о дозовых характеристиках излучений, функций чувствительности детекторов и компонентно-спектральном составе излучения матричных алгоритмов интерпретации показаний детекторов;

г) подготовку нормативно-технической документации и ведомственную метрологическую аттестацию в органах Госстандарта образцовых средств измерений и опорных полей ионизирующих излучений;

д) ведомственную метрологическую аттестацию рабочих СИ радиационного контроля.



Р и с.1. Зависимость МЗД протонов и нейтронов от энергии по рекомендациям НРБ-76 и МКРЗ [10].

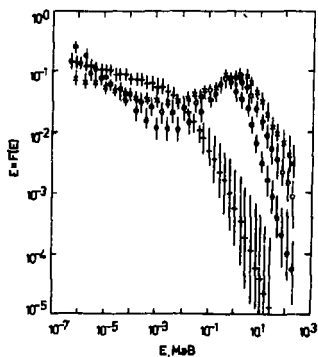


Рис.3. Классификация спектров нейтронов за защитой СИС[15]. + - группа спектров за стальными защитами ($\bar{E} = 5,7$ кэВ); • - спектры на выходе из лабиринтов ($\bar{E} = 0,3$ МэВ); о, х - третья группа спектров ($\bar{E} = 1,2$ МэВ) за толстой бетонной защитой (о) и на больших расстояниях от ускорителя (х).

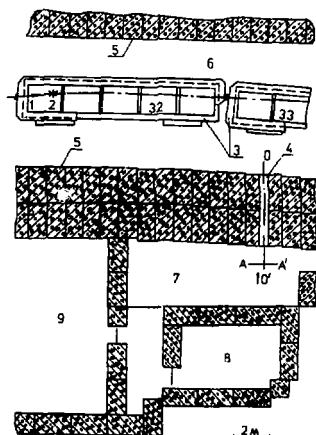


Рис.3. Схема формирования опорного поля ионизирующего излучения ускорителя.

1 - пучок первичных протонов; 2 - внутренняя мишень; 3 - блоки кольцевого электромагнита; 4 - канал-коллиматор в боковой защите (5); 6 - зал СИС; 7-9 - лабораторные помещения; 10 - кадрированный полиэтиленовый фильтр.

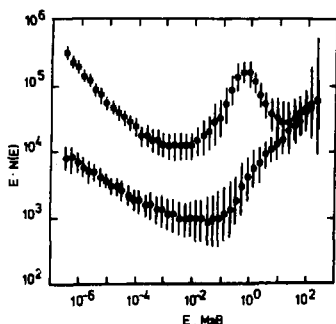


Рис.4. Спектры нейтронов в пучке ОПМУ;
о - в открытом пучке; ● - за кадмирован-
ным полиэтиленовым фильтром.

Л и т е р а т у р а

1. М.М.Комочков, В.Н.Лебедев. Практическое руководство по радиационной безопасности на ускорителях заряженных частиц. М., Энергоатомиздат, 1986.
2. ICRU Report 16. Linear Energy Transfer. Washington, 1970.
3. H.H.Rossi, W.Rosenzweig. Radiology, 1955, v.64, p.404.
4. А.В.Антипов и др. "Измерительная техника", 1981, т.II, с.70-72.
5. А.Г.Алексеев и др. Препринт ИВВЗ 81-89, Серпухов, 1981.
6. А.Г.Алексеев и др. Использование трансэквивалентного пропорционального счетчика низкого давления для спектрометрии быстрых нейтронов. Труды X Всесоюзного Совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, ОИЯИ, 1986, см. настоящий сборник, с.385.
7. А.И.Абросимов и др. Kernenergie, 28(1985)9, pp.391-397. Препринт ИВВЗ 86-90, Серпухов, 1986.
8. В.Т.Головачик и др. Препринт ИВВЗ 77-II4, Серпухов, 1977.
9. Нормы радиационной безопасности НРБ-76. М., Атомиздат, 1977.
10. ICRP Publication 21. New York, Pergamon Press, 1971.
11. В.Т.Головачик и др. Дозовые характеристики нейтронов с энергией от тепловой до 20 MeV и протонов с энергией от 2 до 600 MeV. В трудах X Всесоюзного Совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, ОИЯИ, 1986, см. настоящий сборник, с.411.
12. E.A.Belogorlov et al. Nucl.Ins.a.Meth., 199(1982)563-572.
13. A.G.Alekseev et al. Radiation Protection Dosimetry, v.14, No.4, p.289-298(1986).
14. А.Г.Алексеев и др. Препринт ИВВЗ 82-199, Серпухов, 1982.
15. Е.А.Белогорлов и др. Препринт ИВВЗ 85-148, Серпухов, 1985.
16. А.В.Антипов и др. В сб. "Материалы III Всесоюзного Совещания по метрологии нейтронного излучения на реакторах и ускорителях", т.2, М., ВНИИТРИ, 1983, с.139-150.

ОЦЕНКА РАДИАЦИОННОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ УНК НА ОКРУЖАЮЩУЮ СРЕДУ

И.Л.Ахтирей, И.С.Байшев, В.Н.Лебедев, М.А.Наслов, Н.В.Мохов, А.В.Узунян

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Создаваемый в ИФВЭ ускорительно-накопительный комплекс (УНК) на сверхпроводящих магнитах [1] имеет рекордно высокие проектные параметры пучков: энергия 3000 ГэВ, число протонов в пучке $6 \cdot 10^{14}$, средняя интенсивность $5 \cdot 10^{12}$ протон/с. Масштабы комплекса весьма велики (рис.1): периметр кольцевого туннеля, расположенного на глубине от 24 до 68 м, составляет 20772 м, суммарная длина каналов частиц экспериментальной базы имеет приблизительно ту же величину. Оценка степени воздействия УНК на окружающую среду в такой ситуации представляется одной из первоочередных задач.

Первопричиной возникновения полей ионизирующего излучения в элементах ускорителя и за их пределами являются потери пучка на различных стадиях рабочего цикла. Протоны, выбывающие из рабочего режима в силу функционально обоснованных или случайных причин, высасываются на стенки вакуумной камеры или попадают в вещество расположенных внутри специальных элементов ускорителя. При этом возникают ядерно-электромагнитные каскады, компоненты которых во многих случаях обладают значительной проникающей способностью, приводя к образованию полей мгновенного излучения. Результатом воздействия компонентов этих полей на оборудование ускорителя и окружающую среду является наведенная радиоактивность элементов комплекса, воздуха в туннелях, грунта и грунтовых вод вблизи стен туннелей.

Основной защитой персонала и населения от мгновенного излучения является толща грунта над кольцевым туннелем, каналами транспортировки частиц и над экспериментальными залами. Допустимые уровни внешнего облучения выбраны исходя из непревышения дозового предела для ограниченной части населения (категория Б), регламентированного НРБ-76 [2]. С учетом продолжительности работы УНК проектный уровень принят равным $ДМД_B = 0,05$ мЗв/час, что соответствует допустимым плотностям потока адронов $ДПП_B = 0,17$ адрон/(см²с) и мюонов $ДММ_B = 0,32$ мюон/(см²с). Отметим, что естественный фон на территории УНК создает среднюю мощность доз 0,01 мЗв/час.

Совокупность предусмотренных в проекте защитных мер (локальные защиты, коллиматоры и др.) обеспечивает на поверхности стен туннелей и подземных залов плотность потока адронов не более 10^6 адрон/(см²с). Последняя величина определена из условия допустимой концентрации радионуклидов в грунте и грунтовых водах вблизи туннелей [3]. В слое грунта с плотностью 1,8 г/см³ толщиной 1,4 м потоки адронов ослабляются примерно в десять раз. Соответственно требуемая толщина грунтовой защиты составляет 9,5 м, что при указанном выше заглублении туннеля обеспечивается с большим запасом.

При энергиях, достижимых на УНК, наиболее проникающим компонентом излучения являются мюоны. Пробеги высокоэнергетических мюонов весьма велики (~3 км грунта при энергиях 3000 ГэВ), поэтому именно эти частицы определяют основной объем радиационной защиты, влияют на выбор схемы каналов частиц, на привязку комплекса к местности и на масштабы системы радиационного контроля. Формирование поля мюонов различно на трех основных участках УНК: кольцевой туннель,

система аварийного вывода пучка, адронные и нейтринные каналы [4].

Возникновение полей мюонов вокруг кольцевого туннеля связано с потерями на вакуумной камере части пучка ускоряемых протонов. На рис.2 даны рассчитанные по программам комплекса MARS [4-6] контуры грунтовой защиты вокруг туннеля УНК, соответствующие приведенным выше значениям $D_{\text{ПД}}^{\text{Б}}$. Сравнивая приведенные результаты с глубинами заложения туннеля, видим, что на дневной поверхности Земли обеспечиваются уровни доз внешнего облучения на много порядков ниже $D_{\text{ПД}}^{\text{Б}}$.

При гашении высокоинтенсивных пучков УНК в аварийном поглотителе развиваются адронные каскады, формирующие мощный источник мюонов. Для обеспечения необходимой поперечной защиты за поглотителем трасса канала аварийного сброса отклонена на угол 3 мрад вниз по отношению к плоскости кольца [7]. Расчитанные мюонные факелы, соответствующие $D_{\text{ПД}}^{\text{Б}}$, для трех энергий протонов в сбрасываемом пучке изображены на рис.3. Сравнивая с приведенным на рисунке рельефом местности, можно видеть, что необходимый запас по толщине обеспечен.

Основной источник мюонов на каналах вторичных частиц - распады транспортируемых π - и K -мезонов. Выбранная с учетом возникающих мюонных факелов схема каналов УНК показана на рис.4. В области распространения мюонов за экспериментальными залами естественный грунт с учетом кривизны Земли не обеспечивает необходимого ослабления. Поэтому в проекте предусмотрена организация дополнительной грунтовой насыпи, как это показано на рис.4. Аналогичным образом естественный рельеф должен быть дополнен необходимой грунтовой насыпью и вдоль трассы нейтринного канала.

Одной из центральных на больших протонных ускорителях является проблема наведенной радиоактивности. Основными реакциями образования радионуклидов являются: расщепление ядер адронами с энергией выше 50 МэВ; (n, p) , (n, d) , $(n, 2n)$ реакции на быстрых нейтронах и захват тепловых нейтронов. Образующиеся радионуклиды представляют опасность при возможных строительных разработках грунта в промежутках между сеансами работы ускорителя, поступлениях вод с вымытыми из грунта радионуклидами в дренажные системы, питьевую воду, открытые водоемы и реки, выбросах радиоактивных газов и аэрозолей в атмосферу.

Накопление радионуклидов в веществе (грунте, воде и т.п.) определяется, с одной стороны, характером облучения (компонентный состав, временной режим), с другой - химическим составом вещества. Конкретная концентрация радионуклидов в веществе достигается как результат двух конкурирующих процессов: накопления под воздействием излучения и самопроизвольного распада.

Для характерного состава грунтов в районе УНК, полученного на основе натурных исследований и справочных данных, наиболее критичным параметром активности является удельная гамма-активность грунта, определяемая как сумма удельных активностей по всем радионуклидам. Расчет удельной активности грунтов непосредственно за стенкой туннеля УНК через сутки после очередного сеанса после 4-го года работы УНК дает значения от $6.5 \cdot 10^{-6}$ до 10^{-5} Ки/кг для различных типов грунтов, что в 65-100 раз выше допустимого для нерадиоактивных веществ согласно ОСП-72/80 [2] к твердым радиоактивным отходам. Удельная активность грунтов пропорциональна плотности потока адронов в грунте, поэтому радиоактивным будет только грунт, расположенный на расстоянии не более 3 м от внешней поверхности стен УНК. Таким образом, при принятых глубинах расположения туннелей УНК приповерхностный слой грунта в районе УНК радиоактивным не будет.

Наведенная активность грунтовых вод представляет опасность при поступлении вод с вымытыми из грунта радионуклидами в дренажные системы, водозаборные скважины, сети питьевого водоснабжения, открытые водоемы и реки - т.н. "места

разгрузки". В проекте УНК за уровень допустимого облучения грунта водоносных горизонтов принята такая величина плотности потока адронов в грунте непосредственно у стен туннелей, при которой концентрация радионуклидов в воде, поступающей в места разгрузки, не превышает допустимой концентрации радионуклидов в питьевой воде для категории Б - ДК_Б, регламентированной ИРБ-76 [2].

В математической модели, описывающей процесс накопления радионуклидов в грунтовых водах [3], использованной для расчета ДПП адронов в грунте водоносных горизонтов в районе УНК, имеется равновесное соотношение между адронами и сопутствующими им низкоэнергетическими нейтронами. Исходные данные (коэффициенты вымывания, сорбции и др.) и упрощения, использованные в модели, выбраны на основании экспериментальных и натурных данных таким образом, чтобы расчетное содержание радионуклидов в воде во всех случаях не могло быть заниженным.

Величины ДПП рассчитывались как функции основных гидрогеологических параметров - скорости движения воды в водоносных горизонтах и расстоянии до мест разгрузки. По результатам расчета, во всем диапазоне скоростей движения воды величина ДПП не ниже 10^6 адрон/(см²с). По данным гидрогеологических исследований в районе УНК скорость воды в водоносных горизонтах колеблется в пределах (0,2-45) м/сутки. Зависимости усредненных в этом диапазоне скоростей движения воды минимальных значений ДПП от расстояния до места разгрузки приведены на рис.5. На том же рисунке приведен соответствующий коэффициент запаса, значения которого для реальных условий УНК превосходят величину 40-45.

Радионуклиды, образующиеся в воздухе внутри туннелей УНК и хладагентах систем охлаждения элементов ускорителя - сжиженном гелии - будут поступать в атмосферу при работе вентиляции туннелей и при выбросе отработанных хладагентов. В проектной схеме вентиляции подземных туннелей УНК воздухоотводом являются сами туннели. Шахты притока и вытяжки чередуются, при этом среднее расчетное время облучения воздуха в подземных туннелях составит 1 час. Расстояние между вытяжными шахтами - от 2 до 3,5 км - в несколько десятков раз превышает проектную высоту выбросных труб, что позволяет рассчитывать предельно-допустимые выбросы (ПДВ) для каждой вытяжной шахты отдельно. Количественно выброс радиоактивности в атмосферу из туннелей определяется необходимым для вентиляции расходом воздуха и уровнем его активации. Поэтому величина ПДВ принята равной технологической величине выброса и из этого условия определена необходимая высота труб, при которой обеспечивается требуемое разбавление К_Б.

Величина необходимой кратности разбавления активированного воздуха при его выбросе в атмосферу определяется по двум критериям - по концентрации радионуклидов [2] и по мощности внешнего излучения из объема активированного воздуха.

Из радионуклидов, образующихся при облучении воздуха в туннелях УНК, в число регламентируемых по допустимой концентрации в атмосфере попадают Н³ и Ве⁷ (Н³: $T_{1/2} = 12,3$ года, ДК_Б = $8.0 \cdot 10^{-11}$ Ки/л с учетом поступления трития через кожные покровы, равного поступлению при вдыхании; Ве⁷: $T_{1/2} = 53,3$ суток, ДК_Б = $4.1 \cdot 10^{-11}$ Ки/л). Содержание остальных радионуклидов - С¹¹, С¹⁰, И¹⁴, О¹⁴, О¹⁵, Сг³⁸, Сг³⁹, Аг⁴¹ - регламентируется по величине допустимой мощности дозы ДМЛ_Б.

При принятой в расчетах величине потерь пучка протонов в I-й и II-й отупляющих УНК величина усредненной по оценкам туннеля плотности потока адронов с Е > 20 МэВ не превышает $3.5 \cdot 10^6$ см⁻²с⁻¹. Концентрация радионуклидов Н³ и Ве⁷ через 1 час облучения (максимальное время облучения) при этом в 180 раз для Н³ и в 9 раз для Ве⁷ меньше величин допустимых концентраций уже для воздуха

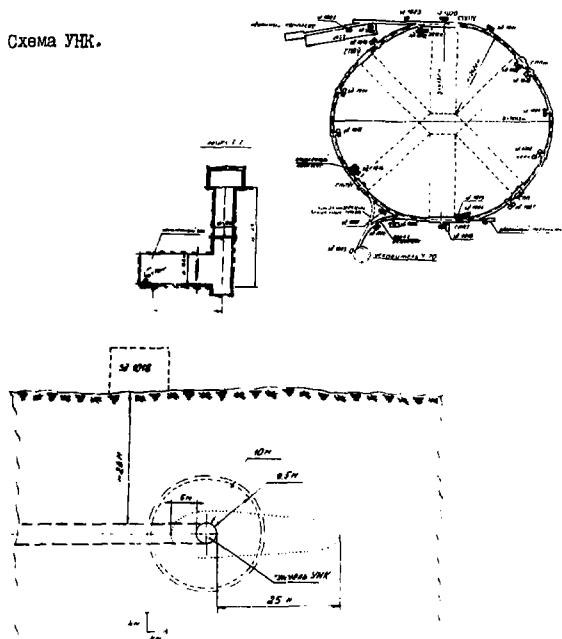
непосредственно на выходе вентиляционной трубы, без учета его разбавления в атмосфере. Минимальная допустимая кратность разбавления активированного воздуха для принятой величины $ДМД_B$ и удельной активности воздуха для тех же условий $1.4 \cdot 10^{-7} \text{ Ки/л}$ равняется $K_B = 700$ (определена по мощности дозы в центре активированного воздуха радиусом 50 м). При 5000 часов работы ускорителя в годы среднегодовая величина $K_B = 400$. Отсюда определяются необходимые высоты труб для выброса из туннеля.

Для рассчитанных труб высотой 23 м и диаметром 1,5 м в зоне расположения УНК эффективная высота выброса составит не менее 32 м. Для такого одиночного высокого источника нагретых выбросов максимальный коэффициент разбавления примесей в атмосфере равен $K_B = 4 \cdot 10^5 \text{ м}^3/\text{с}$, что при скорости истечения $24 \text{ м}^3/\text{с}$ обеспечивает кратность разбавления $1,7 \cdot 10^4$. Эта величина в 40 раз превышает значение K_B , что гарантирует значительный запас в любой точке под трубой.

Активация жидкого гелия в системе криостатирования УНК и его возможные проектные и аварийные утечки по оценке не требуют каких-либо дополнительных мер защиты.

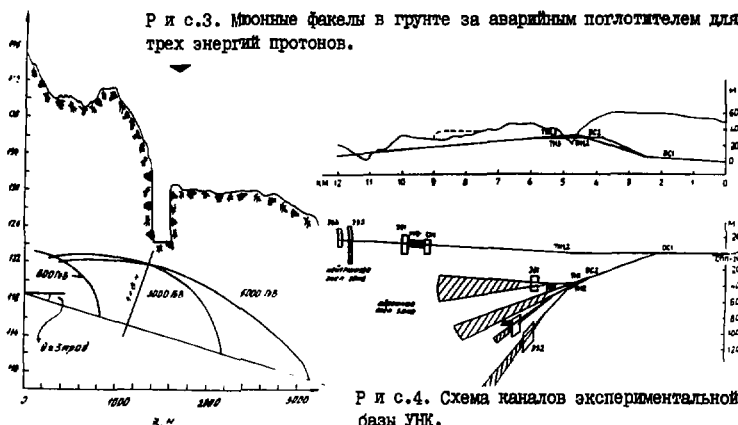
В целом расчеты показывают, что при проектном уровне потерь пучка концентрации регламентируемых радионуклидов на поверхности земли за счет выброса в атмосферу активированного воздуха из подземных туннелей в сотни тысяч раз ниже $ДК_B$, а мощность дозы — в десятки раз ниже $ДМД_B$.

Р и с.1. Схема УНК.



Р и с.2. Контуры $ДМД_B$ вокруг туннеля УНК в районе СПП:
... — мюоны, --- адроны, - - - радионуклиды грунтовой воды.

Р и с.3. Мюнные факелы в грунте за аварийным поглотителем для трех энергий протонов.



Р и с.4. Схема каналов экспериментальной базы УНК.

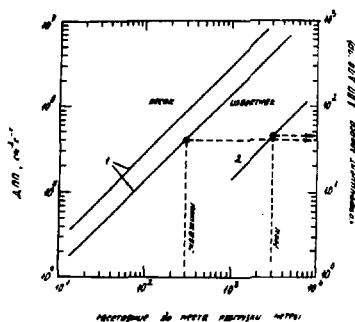


Рис. 5. Минимальные значения ДПП и коэффициент запаса в зависимости от расстояния до места разгрузки. 1 - расчет по ДК_Б для питьевой воды; 2 - то же для воды открытых водоемов.

Л и т е р а т у р а

1. Агеев А.И., Балбеков В.И., Гридазов В.И. и др. - В кн.: "Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц". Дубна, СИИИ, 1983, т.1, с.8.
2. Нормы радиационной безопасности НРБ-76 и основные санитарные правила ОСП-72/80. М.: Энергоатомиздат, 1981.
3. Кучинин С.Л. - Препринт ИВВЗ 83-122, Серпухов, 1983.
4. Мохов Н.В., Стриганов С.И., Узунян А.В. - В кн.: "Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц" Дубна, СИИИ, 1983, т.2, с.207.
5. Мохов Н.В. - Препринт ИВВЗ 82-168, Серпухов, 1982.
6. Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. - Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985.
7. Байшев И.С., Васильев В.А., Гуров Г.Г. и др. - В кн.: "Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц" Дубна, 1983, СИИИ, т.1, с.366.

СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЕЙ ВТОРИЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БЛИЗИ ТОЛСТЫХ МИШЕНЕЙ, ОБЛУЧАЕМЫХ ЛЕГКИМИ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИМИ АДРОНАМИ

В.П.Бамблевский, А.Р.Крылов, Г.Н.Тимошенко

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Проектирование и создание ускорителей релятивистских ядер ставит перед физикой защиты определенные задачи. Современные расчетные методики позволяют достаточно корректно описывать поля вторичного адронного излучения из толстых мишеней, облучаемых пучками протонов. Эти данные используются при оценках радиационной обстановки за биологическими защитами. На ускорителях релятивистских ядер первоочередной задачей является изучение закономерностей формирования полей вторичного излучения от мишеней и конструктивных деталей ускорителей, расчеты же защит могут осуществляться затем по этим данным методами, традиционными для высокоэнергетических протонных ускорителей.

В настоящей работе приводятся результаты сравнения дифференциальных характеристик полей вторичного адронного излучения из толстых медной и свинцовой мишеней, облучаемых протонами и ядрами ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон, полученных расчетным путем по программе "JONCAS" ^{1-3/} и экспериментально ^{4/}. Для описания адро-ядерных взаимодействий в программе используется модель "файрстрик" ^{4/}, по которой рассчитываются двойные дифференциальные сечения образования нейтронов, протонов и π -мезонов в А-А столкновениях. Двойные дифференциальные сечения образования адронов в адрон-ядерных взаимодействиях рассчитывались по программе "D2N2" ^{5/}. Исползованная версия программы "JONCAS" предназначена для расчета межъядерного каскада в цилиндрической мишени при нормальном падении в центр ее торца бесконечно узкого пучка ядер с энергией несколько ГэВ/нуклон. Программа реализует метод последовательных столкновений ^{6/} в приближении первых двух взаимодействий, вследствие чего размеры мишени сравнимы со средней длиной пробега вторичных адронов с энергией несколько сотен МэВ в веществе мишени.

В работе ^{1/} приведены угловые зависимости выходов адронов с энергией более 20 МэВ, вылетающих из медной мишени ϕ 10 см и толщиной по пучку 13 см, облучаемой протонами и ядрами ^{12}C , полученные с помощью углеродсодержащих активационных детекторов. На рис.1 приведено сравнение экспериментальных данных и расчетных выходов нуклонов в диапазоне углов 10-140° относительно направления пучка частиц. Для определения вклада заряженных π -мезонов, вылетающих из мишени, в выход адронов были рассчитаны спектры π -мезонов под углами 20°, 70°, 120°; их вклад под этими углами составил, соответственно, 6,9%, 1,1%, 0,7%. Поскольку погрешности численного интегрирования при расчетах спектрально-угловых распределений нуклонов ~10%, вклад π -мезонов при сравнении с экспериментом не учитывался.

Более корректным сравнением расчетных и экспериментальных результатов из работы ^{1/} является сравнение активации углеродсодержащих детекторов, непосредственно измерявшейся в эксперименте, и аналогичных величин, полученных путем свертки сечений реакций $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$, $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$ с расчетными спектрально-угловыми распределениями. В угловом интервале 15-135° эти величины согласуются в пределах экспериментальных и расчетных погрешностей, что подтверждает корректность расчетов дифференциальных по углу характеристик полей вторичного излучения вблизи толстой медной мишени. Расчетные выходы нуклонов из мишени, полученные интегрированием угловых распределений в диапа-

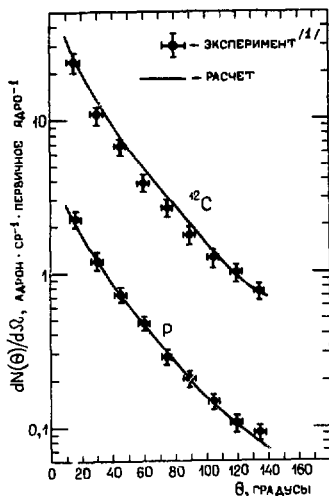


Рис.1. Угловые зависимости выходов адронов с энергией более 20 МэВ из толстой медной мишени, облучаемой протонами и ядрами ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон.

зоне углов $15-135^\circ$ при облучении толстой медной мишени I ядром ^{12}C и протоном, составляют $47,8 \pm 4,5$ и $4,6 \pm 0,3$; экспериментальные значения 44 ± 7 и $4,8 \pm 0,7$. Аналогичные расчетные и экспериментальные угловые зависимости выходов адронов с энергией более 20 МэВ, вылетающих из свинцовой мишени ϕ 10 см и толщиной 17 см, облучаемой протонами и ядрами ^{12}C , представлены на рис.2. Расчетные значения выходов нуклонов из свинцовой мишени при падении на нее I ядра ^{12}C и I протона составляют $35,3 \pm 1,6$ и $5,4 \pm 0,4$; экспериментальные значения выходов - 49 ± 7 и $5,9 \pm 0,9$ соответственно.

Еще более строгой проверкой методической точности расчетов является сравнение дифференциальных по углу и энергии характеристик поля вторичного излучения. На рис.3 и 4 представлены расчетные и измеренные методом времени пролета ^{12}C спектры нейтронов из толстой медной мишени под углами 70° и 105° . На рисунках не указана погрешность численного интегрирования. Видно, что расчеты, в целом, правильно отражают характер спектральных распределений в области энергий более 50 МэВ; при этом различие в величинах спектров не превышает 50-60%. Расчетные выходы нейтронов с энергией более 20 МэВ в I ср под углами 70° и 105° отличаются от экспериментальных значений соответственно на 24% и 16%. Поведение расчетных спектров в области низких энергий (менее 50 МэВ) отличается от экспериментальных результатов, по-видимому, вследствие того, что

в модели "файрстрик" не учтены испарительные процессы в ядре-мишени после ядро-ядерного взаимодействия, и описание межъядерного каскада ограничено двумя первыми поколениями. Однако для целей расчета дозы за защитой это различие не является принципиальным, т.к. в формировании полей излучения за защитой определяющую роль играют нейтро-

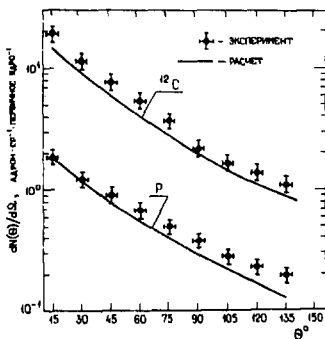


Рис.2. Угловые зависимости выходов адронов с энергией более 20 МэВ из толстой свинцовой мишени, облучаемой протонами и ядрами ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон.

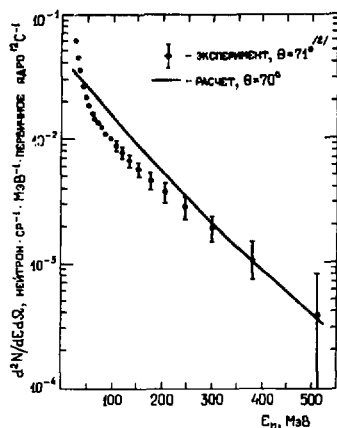


Рис.3. Спектр нейтронов, вылетающих из толстой медной мишени под углом 70° при облучении её ядрами ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон.

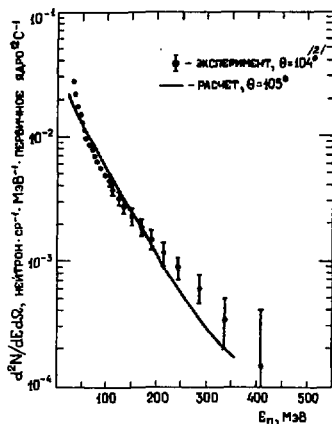


Рис.4. Спектр нейтронов, вылетающих из толстой медной мишени под углом 105° при облучении её ядрами ^{12}C с энергией 3,65 ГэВ/нуклон.

ны вторичного излучения с энергией более 100 МэВ. К тому же оценки показали, что учет нейтронов третьего поколения приведет к увеличению выхода нейтронов из толстой медной мишени на несколько процентов. Расчет спектров протонов и π^- -мезонов под углами 70° и 105° позволял сравнить вклад заряженных компонента в выход адронов с экспериментально полученными результатами^[3]. Так, для $\theta = 70^\circ$ экспериментальное отношение выхода заряженных частиц к выходу адронов составило 10,2%, а расчеты дают значение этого отношения 14%. Для угла 105° и расчетное и экспериментальное отношения составляют 5%.

В программе "I $\bar{O}$ NCAS" не учтены некоторые процессы, например межъядерный каскад от фрагментов ядер-снарядов. Оценки, сделанные на основании работы^[7], показали, что доля адронов, образованных в результате взаимодействия на толщине медной мишени фрагментов ядер-снарядов, не превысит 25%. Однако хорошее, в целом, согласие расчетов дифференциальных и интегральных характеристик полей вторичного адронного излучения, возникающего при работе на пучках легких релятивистских ядер, позволяет использовать программу "I $\bar{O}$ NCAS" для получения исходных данных по расчету радиационной обстановки за боковой защитой с достаточной точностью.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бамблевский В.П. ОИЯИ, I6-85-35, Дубна, 1985.
2. Алейников В.Е., Солодилов А.В., Тимошенко Г.Н. ОИЯИ, PI6-85-97, Дубна, 1985.
3. Алейников В.Е., Тимошенко Г.Н. АЭ, 1983, т.55, вып.6, стр.142.
4. Myers W.D. Nucl. Phys., 1978, v.A296, p.177.
5. Сычев Б.С., Серов А.А., Манько Б.В. Препринт МРТИ № 799, М., 1979.
6. Сычев Б.С. ОИЯИ, P9-3269, Дубна, 1987.
7. Olson J.L. et. al. Phys.Rev., 1983, C,v.28, No.4, p.1602.

ОЦЕНКА РАДИАЦИОННЫХ НАГРУЗОК ПРИ МЕДЛЕННОМ ВЫВОДЕ РЕЛЯТИВИСТИЧЕСКИХ ЯДЕР ИЗ НУКЛОТРОНА

Л.Н.Зайцев, С.П.Никулин, А.Е.Сырейщиков

Московский инженерно-физический институт

Первые годы эксплуатации Тэватрона (США) подтвердили предположение о том [1], что при быстром резонансном выводе пучка ($\sim 10^{12}$ протонов, 620 ГэВ) в некоторых сверхпроводящих обмотках (СПО) могут возникать дозы излучения, превышающие предельно-допустимые значения. С целью предотвращения переходов магнитов потребовались весьма сложные защитные мероприятия, что позволило увеличить интенсивность пучка в 7-8 раз [2].

В Нуклотроне [3], несмотря на меньшие интенсивности пучка тяжёлых ядер, дозы в СПО магнитов могут также превышать предельно-допустимые величины, особенно при сравнительно тонкой вакуумной камере [4]. Это объясняется более сильной по сравнению с протонами диссипацией энергии в веществе при столкновениях ядер за счет ионизационных потерь многозарядной компоненты каскада частиц.

В настоящем докладе впервые представлены результаты расчетов величин доз, инициируемых потерями ядер в системе медленного вывода пучка и суперпериода Нуклотрона. Предполагалось, что выводимые частицы могут взаимодействовать только с электростатическим септумом (ЭСС), представляющим собой вольфрамовую фольгу толщиной $d_0 = 0,3$ мм и длиной 3 м. Функция распределения плотности вероятности потерь на входе в септум записывалась в виде:

$$\Phi(x, \dot{x}, \dot{z}) = f_1(x, \dot{x}) \cdot f_2(z, \dot{z}),$$

где $f_2(z, \dot{z})$ - двойное гауссово распределение с $\sigma_z^2 = \frac{\beta_z \beta_x}{4\pi}$, $\sigma_{\dot{z}}^2 = (\beta_z (1 + \dot{z}^2) / 4\pi \beta_x)$, и коэффициентом корреляции $\rho = -\dot{z} / (1 + \dot{z}^2)^{1/2}$ причём $\beta_z = -0,552$, $\beta_x = 33$ см; $f_1(x, \dot{x})$ - равномерное распределение по области, представленной на рис.1, причём $\dot{x}_1 = \psi - (\psi^2 + 2\psi\phi_0)^{1/2}$, $\dot{x}_2 = \dot{x}_1 + \phi_0$, ψ - угол поворота в электростатическом поле, S_0 - эффективная длина септума, $\phi_0 = -\frac{d_0}{2} - \dot{x}_2 S_0$. При моделировании источника потерь мы пренебрегали частицами, попадающими на боковую поверхность ЭСС со стороны катода, так как вероятность такого события $< 10^{-4}$. При расчётах также предполагалось, что пучок на входе в септум моноэнергетичен, причём угловой разброс в горизонтальной плоскости θ_x и амплитуда пучка ξ_z зависят только от кинетической энергии ядер.

Моделирование траекторий частиц в септуме до неупругого ядерного столкновения осуществлялось с учетом упругого (квазиупругого) ядерного рассеяния и для заряженных частиц - многократного кулоновского рассеяния [5]. Моделирование каскада вторичных частиц в обмотках магнитов и линз осуществлялось по разработанной нами программе EDMONT, описание которой будет вскоре опубликовано.

Максимальные дозы (рис.2), возникающие вблизи переднего края ЭСС для различных ядер и энергий, составляет ($10^3 - 10^5$) Гр, что эквивалентно в случае малых длительностей вывода локальным перегревам ($10^1 - 10^3$) К при интенсивностях в пучке, близких к предельным по пространственному заряду (рис.3). Поскольку более половины (50-70)% для протонов и (80-95)% для ядер ксенона) частиц пучка, теряемых при выводе, и всех вторичных частиц, вылетевших из септума, взаимодействуют с катодом и деталями крепления, на всей системе ЭСС

формируется мощный источник вторичного излучения, который определяет радиационные нагрузки на СПО системы медленного вывода Нуклотрона.

Транспортировка частиц в вакууме осуществлялась согласно геометрическим параметрам элементов системы медленного вывода и суперпериода [3]. Уравнения движения заряженных частиц рассматривались в линейном приближении поля без учета краевых эффектов. В квадрупольной линзе (фокусирующей по X):

$$\begin{pmatrix} x_1 \\ \dot{x}_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\kappa y) & \kappa^{-1} \sin(\kappa y) \\ -\kappa \sin(\kappa y) & \cos(\kappa y) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_0 \\ \dot{x}_0 \end{pmatrix}; \quad \begin{pmatrix} z_1 \\ \dot{z}_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \operatorname{ch}(\kappa y) & \kappa^{-1} \operatorname{sh}(\kappa y) \\ \kappa \operatorname{sh}(\kappa y) & \operatorname{ch}(\kappa y) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z_0 \\ \dot{z}_0 \end{pmatrix},$$

где $\kappa = (\frac{G}{B_p})^{1/2}$, $(x_1, \dot{x}_1, z_1, \dot{z}_1)$ – фазовые координаты частицы, вошедшей в линзу с координатами $(x_0, \dot{x}_0, z_0, \dot{z}_0)$. В диполях суперпериода и магните Ламбертсона движение по одной координате полагалось равномерным и прямолинейным, а по другой (например, z) описывалось уравнением: $\ddot{z} = -(1 + \dot{z}^2)^{3/2} \frac{B_c}{B_p}$, где B_c – величина магнитной индукции поля, G – величина магнитной силы линз. В режиме вывода во всём диапазоне масс и энергий ядер в пучке требовалось:

$$G/B_p = \text{const}; \quad B_c/B_p = \text{const}; \quad B_p = (T_p^2 + 2T_p M_p)^{1/2} / 300 Z_p^*,$$

где T_p, M_p – кинетическая энергия и масса (МэВ) ядра с зарядом Z_p^* , причём для тяжёлых ядер $Z_p^* < Z_p$ – порядкового номера элемента.

На рис. 2 представлены максимальные величины доз, возникающих в СПО элементов системы вывода и первого диполя суперпериода в сравнении с предельно-допустимыми по перегреву обмотки значениями для различных длительностей вывода ($W_{\text{доп}} = 0,5 \text{ Гр}$ при $T_{\text{имп}} \leq 10^{-3} \text{ с}$ и $W_{\text{доп}} = 15 T_{\text{имп}} / \tau_0 \text{ Гр}$ при $T_{\text{имп}} = 10^{-1} - 10 \text{ с}$, $\tau_0 = 1 \text{ с}$). На большинстве элементов системы медленного вывода, кроме дефокусирующей линзы, наибольшие дозы возникают, когда выводится пучок тяжёлых ядер. Однако, как показали расчёты, на СПО первой половины первого диполя суперпериода радиационные условия оказываются наиболее жесткими.

На рис. 3 представлены допустимые по перегреву СПО диполя интенсивности пучка Нуклотрона для длительностей импульса 10^{-3} и 1 с . В области максимального значения доза в диполе формируется, главным образом, за счёт тех ядер пучка, которые вылетели из септума из-за кулоновского рассеяния. Расчёты показали, что технологическая защита обмоток диполя эффективна лишь для тяжёлых ядер при малых энергиях из-за сравнительно большого ($10 - 100$) мрад угла высадки частиц. Таким образом, для достижения интенсивностей порядка, предельных по пространственному заряду, требуются дополнительные защитные мероприятия. Например, такие, как описано в работе [2].

Авторы благодарят В.А. Михайлова за предоставление исходных данных для расчётов.

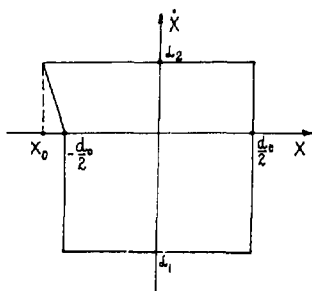
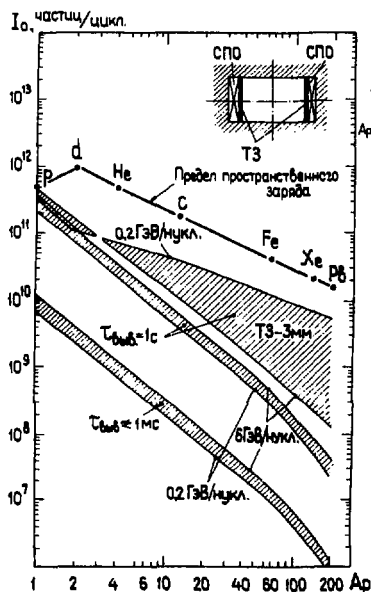


Рис. 1 фазовое распределение потерь на входе в электростатический септум в горизонтальной плоскости.

Рис.2 Максимальные величины доз в СПО элементов системы медленного вывода и первого диполя суперпериода, в электростатическом септуме при интенсивностях ядер в пучке, равных предельным по пространственному заряду. $L_{эсс}$ - планируемые потери частиц на септуме.



Л и т е р а т у р а

1. Зайцев Л.Н. ЭЧАЯ, т. II, вып. 3, 1960, с. 525-570.
2. Drozhdin A.I. et al. FNAL, FN-418, Batavia, 1985.
3. Засилишин Б.В. и др. ОИЯИ, 9-86-5II, Дубна, 1986.
4. Зайцев Л.Н. и др. ОИЯИ, 9-86-4, Дубна, 1986.
5. Сырейщиков А.Е. Десятое Всесоюзное совещание по ускорителям заряженных частиц (Дубна, 21-23 октября 1986 г.). ОИЯИ, Р9-86-620. Аннотации докладов. Дубна, 1986, с. 162.

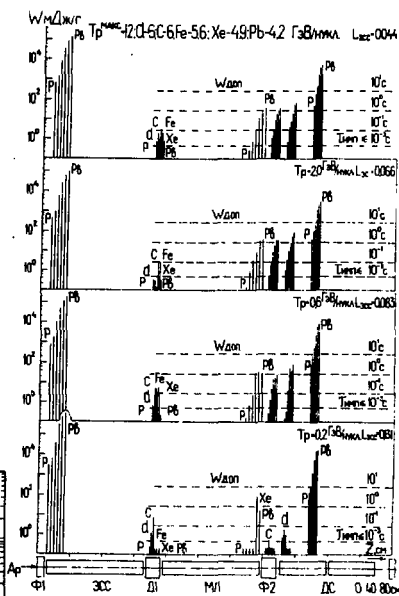


Рис.3 Допустимые по перегреву обмоток интенсивности в пучке Нукло-трона при медленном выводе ядер без технологической защиты СПО и с защитой из стали (3мм).

ПОЛИМЕРЦЕМЕНТ - ИЗОЛЯЦИОННЫЙ МАТЕРИАЛ ДЛЯ ОБМОТОК МАГНИТОВ С ПОВЫШЕННОЙ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТЬЮ

М.А. Беренюк, В.Г. Заручейский, А.Н. Ильин, К.К. Покровский, К.Н. Попов, В.Н. Соловьев

Институт физики высоких энергий, Серпухов

С ростом интенсивностей ускоряемых пучков заряженных частиц возникает проблема создания радиационно-стойкой изоляции обмоток магнитных элементов, способных выдержать радиационные нагрузки выше $5 \cdot 10^7$ Гр - предельной поглощенной дозы для традиционных изоляционных материалов из эпоксидной смолы /1/. В настоящее время в оборудовании (магниты мишенных станций), работающем при условиях излучения до 10^{11} Гр, в качестве изоляции уже применяются неорганические материалы: магнезия /2/ и асбестобетонная композиция /3/. Основной недостаток использования кабелей с магнезией - низкий фактор заполнения обмотки (не более 40%) и, следовательно, большая ее стоимость. Асбестобетонная изоляция позволяет получить фактор заполнения, близкий к обычным обмоткам с эпоксидной изоляцией. Однако пористость и гигроскопичность цементных бетонов вызывает необходимость заключать обмотки магнита в герметичную оболочку для поддержания стабильных электроизоляционных свойств материала. Технология производства асбестобетонных обмоток достаточно сложна и требует специального оборудования.

Вместе с тем некоторое оборудование, например, электромагниты станций дробления протонных пучков воспринимают радиационные нагрузки существенно меньшие, чем магниты мишенных станций, но одновременно превышающие предельные дозы для эпоксидной изоляции. Для изоляции обмоток таких магнитов желательно иметь материал, позволяющий с одной стороны, значительно упростить технологию изготовления обмоток, с другой - обеспечить более высокую радиационную стойкость по сравнению с эпоксидной изоляцией. Анализ свойств различных материалов, занимающих промежуточное положение по показателям радиационной стойкости между эпоксидной и асбестобетонной изоляцией, показал, что такими материалами могут быть полимерцементы. Полимерцемент (ПЦ) - это материал на основе композиционного вяжущего, включающего органический полимер и неорганическое вяжущее вещество; при этом полимерный компонент образует в затвердевшем материале самостоятельный структурный элемент. Основная идея использования ПЦ заключается в том, чтобы разделить функции изоляционного материала между компонентами ПЦ. Минеральный компонент обеспечивает долговечность по механическим свойствам и радиационную стойкость обмотки, а полимерный существенно улучшает электрофизические свойства изоляции.

В связи с тем, что ПЦ в качестве электроизоляции не использовался, в настоящей работе приведены результаты поиска оптимального состава ПЦ по механическим, диэлектрическим и технологическим свойствам.

В качестве факторов, определяющих изменение исследуемых свойств, были приняты:

- полимерцементное отношение (П/Ц), которое изменялось в интервале (0+1 до 1+0) по массе;
- вид полимерной системы;
- тип наполнителей.

Для приготовления полимерцементной смеси использовались следующие материалы: цемент; эпоксидные смолы ЭД-8, ЭД-16, ЭД-22, Э-49, УП-610, ДЭГ-1; отвердители: м-ФДА, МПА, п-АБА, УС-606/2, ТЭТА; вода; эмульгатор, кварцевый песок, стеклотента. Отверждение ПЦ-смеси проводилось по следующему режиму:

1. Выдержка при комнатной температуре в течение 2-3 часов;
2. Термолужная обработка в среде насыщенного пара при $(90 \pm 2)^{\circ}\text{C}$ в течение 15 часов (отверждение цемента и начало отверждения эпоксидной смолы);
3. Сушка при температуре 150°C в течение 6-7 часов (окончательное отверждение эпоксидной смолы и удаление оставшейся влаги).

Изменение свойств полимерцементов во всем интервале П/Ц-отношений (начиная от чистого цемента и кончая чистым полимером) устанавливалось контролем следующих показателей:

- электросопротивления;
- прочности при растяжении;
- прочности при сжатии;
- водопоглощения по массе.

Результаты исследований для восьми композиций с различным П/Ц соотношением приведены на рис.1.

Анализ полученных данных свидетельствует о существенном различии свойств чисто цементного состава (П/Ц=0) и эпоксидного полимера (П/Ц=1). Полученные результаты по ПЦ с несколькими различными полимерными системами показали, что наилучшим комплексом необходимых свойств обладают эпоксидная смола ЭД-22 и отвердитель п-АБА. Составы ПЦ с этими компонентами по технологическим свойствам являются клейкими и позволяют при их использовании для изоляции обмоток магнитов использовать технологию, близкую к традиционной полимерной.

На свойства ПЦ материалов существенное влияние оказывают наполнители, которые можно разделить на порошкообразные и волокнистые. Применение в композициях волокнистых наполнителей повышает прочность при растяжении, а порошкообразных - прочность при изгибе и сжатии. Было установлено, что сочетание прочностных и диэлектрических свойств ПЦ, предназначенных для применения в качестве изоляции обмоток магнита, достигается при П/Ц= 0,1-0,15 с введением волокнистого наполнителя в виде стеклотенты или стеклоткани. Изменение основных показателей свойств полимерцемента, армированного стеклотканью и стеклотентой, представлены на рис.2.

Основные показатели свойств оптимального состава ПЦ с использованием смолы ЭД-22 и отвердителя п-АБА:

- прочность при сжатии после пропаривания, МПа	50
- прочность при сжатии после пропаривания и сушки, МПа	80
- прочность при растяжении, МПа	7,5
- прочность при изгибе, МПа	19,0
- адгезия на сдвиг к меди, МПа	4,5
- электросопротивление, Ом.м	10^9
- пробивное напряжение, МВ/м	3,5
- диэлектрическая проницаемость на частоте 50 МГц	7,7
- усадка, %	0,18
- тангенс угла диэлектрических потерь при 50 МГц	0,09
- коэффициент линейного расширения, град ⁻¹	$15 \cdot 10^{-6}$

ПЦ- смесь такого состава не теряет своей вязкости в течение 4 часов с момента ее приготовления при условии, что она хранилась в закрытом объеме при $30 \pm 5^{\circ}\text{C}$.

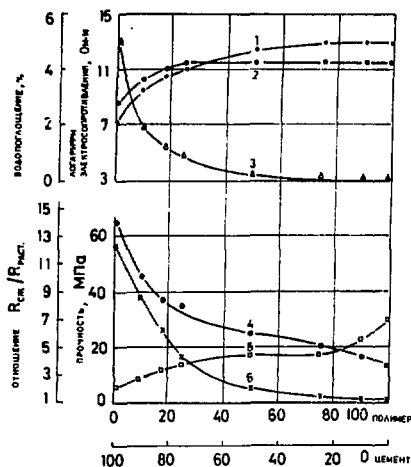


Рис. I

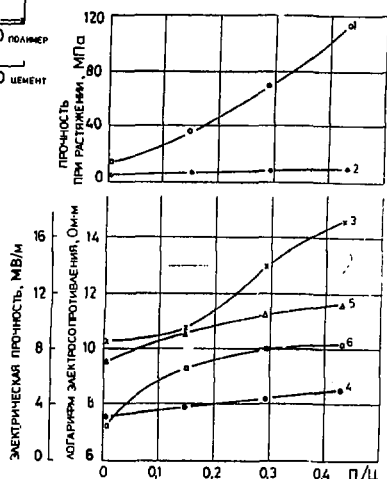


Рис.2

Таким образом, показана принципиальная возможность применения ПЦ в качестве электроизоляционного материала в радиационно-нагруженных элементах и узлах ускорителей. Комплекс свойств ПЦ позволяет рекомендовать его не только для применения на ускорителях, но и на любых других ядерных установках.

ЛИТЕРАТУРА

1. Phillips D.S. et al. The selection and properties of epoxide resins used for the insulation of magnet systems in radiation environment. CERN 01-05, Geneva, 1981.
2. Harvey A., Turner R.D. - Trans. Nucl. Sci. NS-18, 1971, p.892.
3. Keiser R.L., Mottir M. Radiation resistant magnets CERN 82-05, Geneva, 1982.

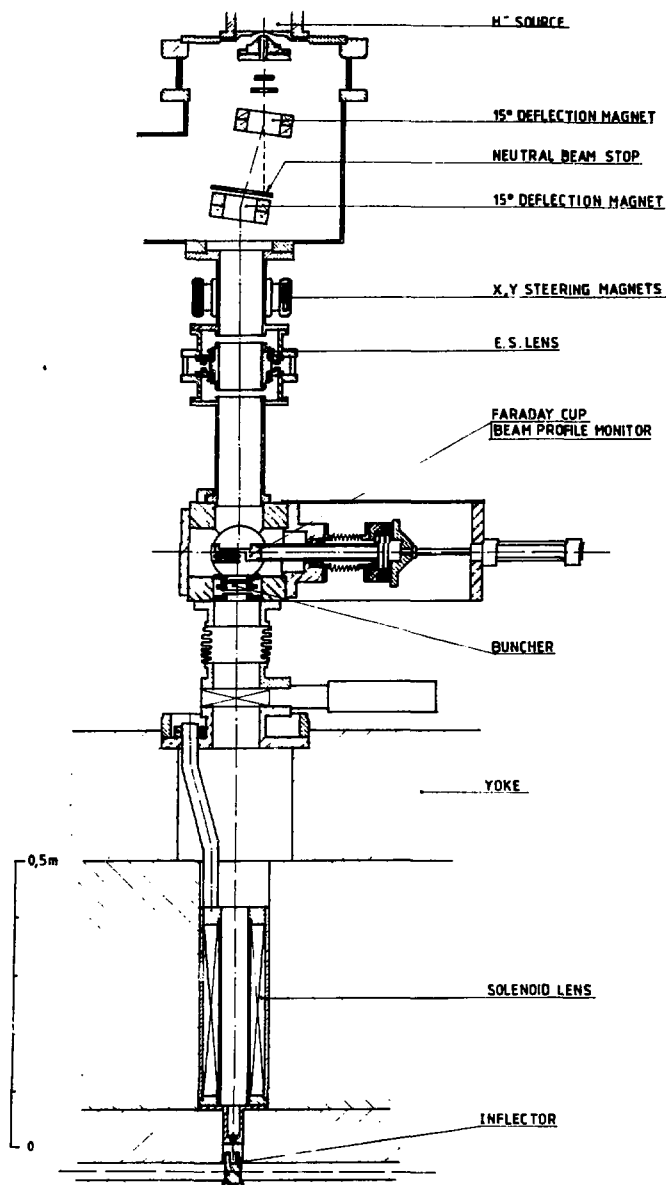


Fig. 2 . The axial injection system of CYCLONE 30.

- The H-minus ions are extracted from the cyclotron by stripping through a thin ($40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) carbon foil, converting them into protons. Radial adjustment of the stripping foil allows the variation of the extracted beam energy between 15 and 30 MeV.

- The unusual magnetic design combines the advantages of separated sector cyclotrons and compact cyclotrons, and uses only 7.1 kW. The magnetic field is adjusted by an iterative shimming of the pole edges, providing a stable and highly isochronous field profile.

который совместно с персоналом пульта ускорителя, систем вывода и каналов частот принимает меры по нормализации радиационной обстановки.

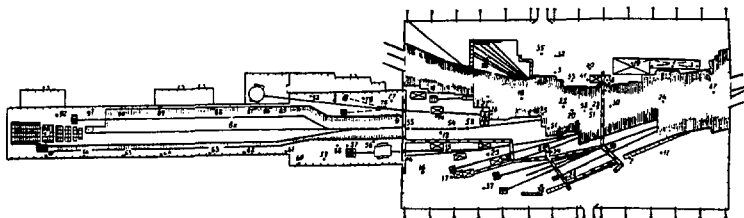
Работа аппаратной части АСРК синхронизована с циклом работы У-70 (рис.2). Модулем связи РМ с системой СУММА^{5/} является блок входных преобразователей (ВВП). После отработки аппаратной части АСРК сигнал прерывания Е1 поступает на системный контроллер КС-30 для запуска программы ДАС. Обработывая поступившую информацию, программа ДАС сравнивает мощности доз с заданными уровнями по всем РМ. Если имеется превышение по РМ первой группы, то на регистре Р-29 формируется сигнал запрета на вывод пучка. Этот сигнал поступает на вход блока запрета (БЗ) и по кабельной линии передается на пульт управления выводом. Дублирующий сигнал используется для включения табло на пульте дежурного дозиметриста, сигнализирующего о наличии запрета вывода на внешние мишени. Дежурный может с пульта вмешаться в процедуру выдачи запрета системой АСРК, снизить число запрещенных циклов или вообще отменить запрет. Но этот режим не является рабочим и используется только в случаях сбоев в ЭВМ. Отображение информации осуществляется на дисплее и индикационном табло. Документирование служебной информации в АСРК ведется на телетайпе АЗР-33 или ЭВМ СМ-4. Для контроля и настройки аппаратуры, отладки программного обеспечения и моделирования различных радиационных ситуаций в АСРК предусмотрен генератор, позволяющий тестировать каждый измерительный канал системы. Весь измерительный тракт, включая РМ, перед началом сеанса проверяется на работоспособность с помощью радионуклидного источника.

Программное обеспечение АСРК развивалось в среде операционной системы РУХИИС. Уровень и возможности программного обеспечения АСРК определяют степень и полноту оперативного радиационного контроля. При разработке ПО использовалось существующее матобеспечение на ЭВМ СМ-4^{6,7/} и были созданы пакеты программ для тестирования аппаратной части АСРК, архивации данных от АСРК на магнитную ленту, документирования информации на АЦПУ. При смене конфигурации аппаратуры АСРК на ЭВМ СМ-4 с помощью программы генерации режима работы системы АСРК создается файл описания требуемой процедуры работы АСРК с аппаратурой, в котором содержится информация о конфигурации и используемых модулях системы СУММА, градуировочные коэффициенты детекторов системы, пороговые уровни мощностей доз и другие данные.

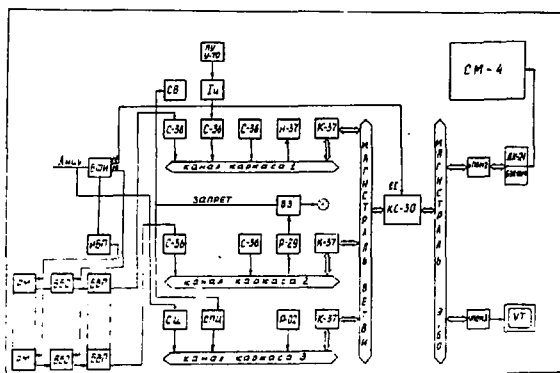
С началом работы АСРК происходит подготовка аппаратуры СУММА к работе, проверка работоспособности и соответствия требуемой конфигурации аппаратуры существующей. Для синхронизации работы программного обеспечения с аппаратной частью системы и циклом ускорителя используется механизм асинхронных системных ловушек (AST)^{8/}. Вся работа с аппаратурой СУММА осуществляют AST-подпрограммы ДАСЕ1 и ДАСНЕ. Взаимодействие подпрограмм ДАСЕ1 и ДАСНЕ с основной программой ДАС реализуется через COMMON-блоки служебных данных и с помощью механизма локальных системных флагов^{8/}.

На подпрограмму ДАСНЕ возложены функции отработки аварийных режимов в АСРК (отключение питания аппаратуры, обрыв в линии связи и т.п.). При появлении подобной аварийной ситуации прерыванием контроллера связи запускается подпрограмма ДАСНЕ, которая блокирует приход всех прерываний, запускает основную программу ДАС, и для продолжения работы АСРК необходимо вмешательство оператора.

Вся работа АЗТ-подпрограмм ДАСЕ1 и ДАСНЕ организована так, чтобы процесс нормального функционирования АСРК не зависел от режима работы основной программы ДАС (за исключением сбоев аппаратуры). Для этого все сообщения, диагностика и диалог с оператором возложены на основную программу. Функции ДАСЕ1 заключаются только в чтении аппаратуры, ее техническом контроле, преобразовании



Р и с. 1. Схема размещения детекторов АСРК (РМ) в экспериментальных залах У-70.



Р и с. 2. Блок-схема аппаратной части АСРК.

показаний детекторов в дозу, суммировании зарегистрированных доз и управлении запретом на вывод пучка. Такое разделение функций исключает сбои и потери информации в АСРК в течение времени ожидания отработки программы ввода-вывода.

Оператор имеет возможность вмешаться в работу основной программы, запросив требуемые режимы работы АСРК с помощью клавишного регистра Р-02. Программное обеспечение позволяет дежурному персоналу оперативно изменять пороговые уровни мощностей доз у отдельных мониторов АСРК и установку (снятие) запрета на вывод пучка. Другие технические параметры АСРК, например, градуировочные коэффициенты для каждого монитора, можно изменить лишь редактированием сходного текста программы.

Для нормальной организации и удобства работы дежурного персонала аварийные сообщения АСРК сопровождаются звуковой сигнализацией.

Реализованное в АСРК программно-аппаратное обеспечение:

- улучшило условия труда и разгрузило дежурный персонал от непроизводительной утомительной работы по постоянному контролю за сигнализацией системы об ухудшении радиационной обстановки по всем РМ, сосредоточив его внимание лишь на тех участках, где она ухудшилась, что сразу же сказалось на действенности ответных мер, направленных на нормализацию радиационной обстановки;

- более полно реализовало требования НРБ-76 по контролю основного дозового предела для персонала - предельно-допустимой дозы и допустимого уровня - допустимой мощности дозы; знание величины этих нормативов и ожидаемого времени работы персонала позволило рекомендовать наиболее оптимальные режимы работы экспериментальных установок;

- ускорило получение информации о радиационной обстановке, что способствовало повышению эффективности работы физических установок и ускорительного комплекса;

- осуществило возможность оперативного документирования и архивации на магнитной ленте дозиметрической информации.

Л и т е р а т у р а

1. В.Е.Бородин, В.Н.Лебедев. Сборник "Дозиметрия, радиометрия ионизирующих излучений и радиационная безопасность". М.ДНИИАтоминформ. 1980, стр. 144-158.
2. В.Е.Бородин и др. Препринт ИФБЭ, 74-131, Серпухов, 1974.
3. В.О.Громов, Л.М.Онищенко, В.Т.Сидоров, А.Л.Шиткин. ОИЯИ, IO-84-687, Дубна, 1984.
4. В.В.Каргельцев, О.М.Корябкин, Э.А.Купер, А.В.Репков. Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1984, т.2, стр.314.
5. В.Г.Рыбаков. Препринт ИФБЭ, 75-141, Серпухов, 1975.
6. В.Г.Кузьменко, А.Ф.Лукьянцев, Г.М.Максимов, Э.В.Осипов. Препринт ИФБЭ, 83-135, Серпухов, 1983.
7. INTERNATIONAL 1982/1983 DECUS PROGRAMM LIBRARY PDP-11/VAX SOFTWARE CATALOG. DEC, 1982, P.8.
8. RSX-11/M RLVS EXECUTIVE REFERENCE MANUAL.
DEC-11-OMERA-C-D. DEC, MAYNARD, MASS., 1979.

РАСЧЕТ РАДИАЦИОННОЙ ОБСТАНОВКИ В ПОДЗЕМНЫХ ЗАЛАХ И ТУННЕЛЯХ УНК

И.Л.Алтирей, И.С.Байшев, И.А.Курочкин, М.А.Маслов,
Н.В.Мохов, А.В.Узунян

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Радиационным проблемам на УНК посвящено уже значительное число работ, большая часть из них касается проблемы потерь пучка и радиационного разогрева сверхпроводящих элементов ускорителя [1-3]. В данной работе развиты для решения этих задач методики [1,4-6] использованы для оценок радиационной обстановки в подземных помещениях УНК: распределения источников излучения при потерях протонов, поля мгновенного излучения, радиационных нагрузок на изоляцию обычных и сверхпроводящих магнитов, мощности дозы остаточного гамма-излучения.

Одной из причин потерь протонов является взаимодействие пучка с остаточным газом в вакуумной камере, плотность которых является минимально возможной плотностью потерь в ускорителе ΔI_{min} . В I ступени УНК при давлении остаточного газа $\sim 10^{-7}$ тор $\Delta I_{min} \approx 10^6$ прот/м·с, во II ступени при давлении $\sim 2 \cdot 10^{-9}$ тор $\Delta I_{min} \approx 2 \cdot 10^4$ прот/(м·с). Благодаря принятым в проекте мерам защиты [2,7] практически по всей длине кольцевого электромагнита, исключая небольшие участки, прилегающие к согласованным прямолинейным промежуткам (СПП), плотность потерь будет порядка ΔI_{min} . Рассчитанные изопотоки адронов с энергией выше X МэВ в поперечном сечении УНК при потерях на остаточном газе в I и II ступенях приведены на рис.1, там же приведены и значения мощности дозы остаточного гамма-излучения через 1 час после длительной работы УНК. Радиационные нагрузки на изоляцию магнитных элементов в "спокойной" части кольца составят 10^7 рад/год, для I ступени и $\sim 1.5 \cdot 10^6$ рад/год для II ступени.

В СПП расположены поглощающие элементы системы локализации потерь [7] - скреперы, на которые будет высаживаться до 10^{11} прот/с, превращая их в мощные источники вторичного излучения. Часть протонов будет выходить из скреперов, потеряв в них лишь малую долю своей энергии, и высаживаться на стенки вакуумной камеры как в прилегающих, так и в удаленных участках ускорителя [8]. На рис.2 приведены рассчитанные распределения плотности посадки протонов $\Delta I'$ при работе системы локализации потерь I ступени. Видно, что на участке СПП от его середины и практически до конца $\Delta I'$ значительно превышает ΔI_{min} . На магнитные элементы, расположенные непосредственно за скреперами, будут воздействовать и другие компоненты вторичного излучения, рожденного в вешестве скреперов. Для защиты обмоток этих элементов перед МЭЗ располагается коллиматор К1, а перед МГЗ - пара коллиматоров К2 и К3. Рассчитанные значения радиационных нагрузок на сомотки нескольких элементов в отсутствие коллиматоров и при их наличии приведены в таблице I.

Для того, чтобы не превышать допустимую концентрацию радионуклидов в грунтовых водах в районе УНК [9], в проекте принято требование: средняя плотность потока Φ адронов с энергией выше 20 МэВ на стенках туннелей в произвольном месте не должна превышать $\Phi_0 = 10^6$ адрон/(см²·с). Для выполнения этого критерия все локальные источники в прямолинейных промежутках и на каналах частиц окружаются стальной защитой. В качестве примера на рис.3 показаны результаты расчета Φ в районе системы локализации потерь в СПП. Плотность потока адронов

вблизи монопровода (кривая 1) весьма значительна. Окружение трехметрового скрепера стальной защитой толщиной 80 см по радиусу обеспечивает условие $\Phi < \Phi_0$ на стенке туннеля вблизи скрепера, но за ним $\Phi > \Phi_0$ (кривая 2). Введение защиты вокруг монопровода непосредственно за скрепером толщиной 40 см и длиной 5 м снижает поток адронов (кривая 3) и, наконец, дополнительное увеличение длины основной защиты скрепера с 3 до 4 метров обеспечивает $\Phi < \Phi_0$ во всем СПП (кривая 4). При этом подразумевается, что все остальные локальные источники, такие, как коллиматоры, также окружены стальной защитой (меньшей толщиной), обеспечивающей на стенке туннеля $\Phi < \Phi_0$. Мощность дозы остаточного гамма-излучения на расстоянии 1 м от боковой поверхности этих локальных защит составит 0,1 р/ч через 1 час после конца длительного облучения.

Т а б л и ц а 1

Элемент		МВЗ	ЛП5	МГ1	МГ3
D, рад/год	без защиты	$1,4 \cdot 10^9$	$3,4 \cdot 10^8$	$6,3 \cdot 10^8$	$2,7 \cdot 10^8$
	с защитой	10^8	10^8	$2 \cdot 10^7$	10^7

Протоны, рассеянные в скреперах I ступени, проникают и в кольцевую часть ускорителя, однако там $\Delta I' \ll \Delta I_{\text{min}}$. Во II ступени значение ΔI_{min} значительно ниже, а ограничения на допустимую точку зрения разогрева сверхпроводящих магнитов плотность потерь весьма жесткие [1,2,7]. Поэтому для перехвата протонов, вышедших из скреперов II ступени, за ними размещается система специальных коллиматоров К1-К8. Рассчитанные величины $\Delta I'$ на коллиматорах приведены в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

Коллиматор	K1	K2	K3	K4	K5	K6	K7	K8
$\Delta I'$, прот/с	$5 \cdot 10^9$	10^9	$5 \cdot 10^7$	10^9	10^9	$2 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^7$

В СПП4 основным локусом потерь и, соответственно, мощным источником вторичного излучения будет перегородка электростатического септума ЗС системы вывода из II ступени. На нее будет попадать $5 \cdot 10^{10}$ прот/с. Для перехвата протонов, вышедших с ЗС, за ним будут размещены такие же коллиматоры, как в СПП2 ступени. На три коллиматора будет высаживаться соответственно $5 \cdot 10^9$ прот/с, 10^9 прот/с и $2 \cdot 10^9$ прот/с. В прилегающем к СПП4 первом периоде регулярной структуры величина $\Delta I'$ составит $2 \cdot 10^9$ прот/(см·с), а минимальные радиационные нагрузки на магнитные элементы первого периода $2 \cdot 10^7$ рад/год.

В прямолинейных промежутках СПП2 и СПП6 предполагается организовать эксперименты на встречных пучках со светимостью до 10^{33} см⁻²с⁻¹.

При давлении остаточного газа 10^{-11} тор плотность потока вторичных адронов с $E > 20$ МэВ на расстоянии 3,5 и 15 см от оси вакуумной камеры составит 300 и 56 частиц/(см²с) соответственно. В точке пересечения пучков интенсивность взаимодействий $6 \cdot 10^7$ с⁻¹. Вещество детектора-калориметра и мюонной системы, окружающих область взаимодействия, служит хорошей защитой от возникающего вторичного излучения. В случае аварийной ситуации величина интегрального потока вторичного излучения у стен туннеля может достигнуть значения $6 \cdot 10^{10}$ ч/см², что приведет к значительному превышению предельно допустимой дозы ПДД, поэтому между рабочими местами персонала и экспериментальным залом необходима

защита, эквивалентная 4 м бетона. В прямолинейном промежутке СППЗ при проведении экспериментов со струйной мишенью эффективностью 0,1%, необходима защита (4 м бетона) обслуживаемого помещения в СППЗ. Характерные радиационные нагрузки на диполь I ступени, расположенный в конце СППЗ, составят $3 \cdot 10^7$ рад/год. Мощность дозы на входе в лабиринт и в зону криогенного оборудования при рабочем ускорителе 115 бар/час. Мощность дозы наведенной радиоактивности на входе в криогенный зал - 3,3 мр/час после 30 дней облучения и 1 дня выдержки.

Радиационные проблемы на каналах транспортировки, мишенях и дробящих станциях адронного и нейтринного комплексов решаются аналогично тому, как это описано для СПП. Принципиальным отличием здесь являются мощные потоки мюонов (рис. 4), определяющие схему разводки каналов, организацию экспериментальных залов, необходимую защиту весьма внушительных размеров [10]. Как видно из рис. 4, значительная часть экспериментальных залов будет закрыта для доступа персонала при выводе пучков.

Рис. 1. Изополюсы адронов (в числителе) и мощности дозы наведенной радиоактивности (в знаменателе) в сечении кольцевого туннеля УНК при потерях пучка на остаточном газе.

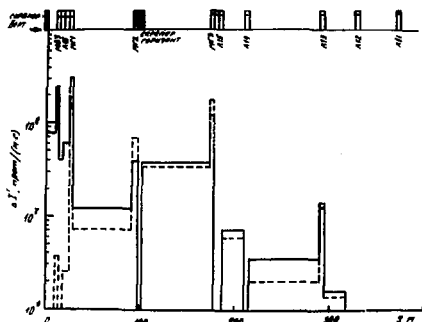
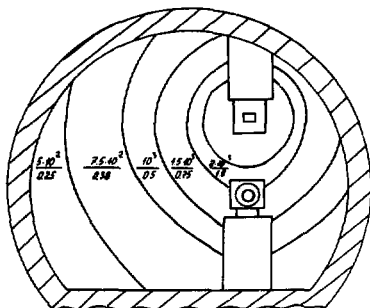
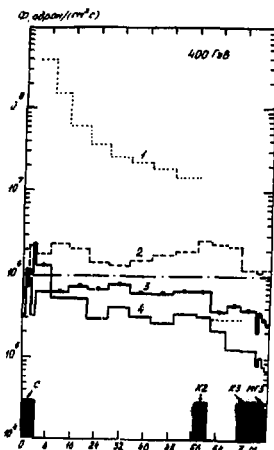


Рис. 2. Линейная плотность потерь частиц в СПН. Сплошная гистограмма - 400 ГэВ, штриховая - 70 ГэВ.

Рис. 3. Плотность потока адронов в районе системы локализации потерь в СПН. Пояснения см. в тексте.



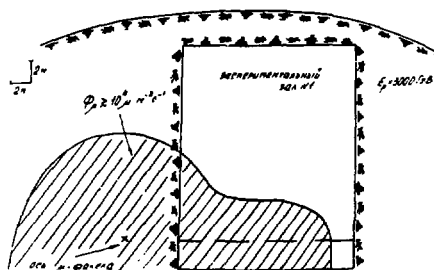


Рис. 4. Плотность потока мюонов в районе экспериментального зала № 1.

Л и т е р а т у р а

1. Мохов Н.В. - Препринт ИФВЭ 82-168, Серпухов, 1982.
2. Байшев И.С., Балбеков В.И., Дрождин А.И. и др. - В кн.: "Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц", Дубна, ОИЯИ, 1983, т.1, с.262.
3. Лебедев В.Н., Маслов М.А., Мохов Н.В. - Там же, т.2, с.171.
4. Байшев И.С., Маслов М.А., Мохов Н.В. - Там же, т.2, с.167.
5. Калиновский А.Н., Мохов Н.В., Никитин Ю.П. - Прохождение частиц высоких энергий через вещество. М.: Энергоатомиздат, 1985.
6. Байшев И.С., Кучинин С.Л., Мохов Н.В. - Препринт ИФВЭ 86-76, Серпухов, 1986.
7. Дрождин А.И., Маслов М.А., Мохов Н.В. и др. - В кн.: "Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц", Дубна, ОИЯИ, 1985, т.2, с.368.
8. Baishov I.S., Mokhov N.V. - Kernenergie, 1985, v.28, p.153.
9. Кучинин С.Л. - Препринт ИФВЭ 83-122, Серпухов, 1983.
10. Мохов Н.В., Стриганов С.И., Узунян А.В. - В кн.: "Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц", Дубна, ОИЯИ, 1983, т.2, с.207.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ТКАНЕЭКВИВАЛЕНТНОГО ПРОПОРЦИОНАЛЬНОГО СЧЕТЧИКА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ ДЛЯ СПЕКТРОМЕТРИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

А.Г.Алексеев, В.Т.Головачик, А.В.Санников

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Одной из важных составных частей метрологического обеспечения радиационного контроля на ускорителях являются образцовые средства измерений (СИ) концентрирующих излучений (КИ), которые позволяют передавать единицу эквивалентной дозы рабочим средствам при их градуировке. В качестве образцового СИ эквивалентной и поглощенной дозы смешанного излучения может использоваться спектрометр линейных передач энергии (ЛПЭ) на основе тканеэквивалентного (ТЭ) сферического пропорционального счетчика низкого давления [1].

Традиционно при восстановлении спектра ЛПЭ аппаратурная форма линии спектрометра идеализируется – считается, что она имеет треугольную форму. Это существенно ограничивает применимость метода в полях излучения нейтронов с энергией ниже 0,5 МэВ. В работе [2] было показано, что частично это ограничение может быть преодолено, если учесть влияние торможения заряженных частиц в чувствительном объеме детектора на аппаратурную форму линии ЛПЭ-спектрометра. Существует, однако, дополнительная погрешность, связанная с тем, что в отсутствие фантома ЛПЭ-спектрометр фактически измеряет керму нейтронов. Это приводит к систематическому занижению поглощенной и эквивалентной дозы, особенно в полях излучения с мягкими спектрами нейтронов. В зависимости от спектра нейтронов систематическая ошибка за счет этого фактора может составлять от 10 до 30%. В настоящей работе делается попытка сочетать метод ЛПЭ-спектрометрии с измерением энергетических спектров нейтронов с помощью одного детектора, что позволяет уменьшить систематическую погрешность, обусловленную различиями в энергетических зависимостях чувствительности ЛПЭ-спектрометра и максимальной эквивалентной дозы (МЭД) нейтронов.

Энергетический спектр нейтронов, как и спектр ЛПЭ, можно восстановить из аппаратурного спектра ЛПЭ-спектрометра, используя в качестве матрицы чувствительности спектры линейных энергий моноэнергетических нейтронов в чувствительном объеме детектора. Для расчета функций отклика детектора использовалась программа КЕРМА, алгоритм которой и использованные константы взаимодействия нейтронов с ТЭ средой описаны в работах [3, 4]. На рис.1а сравниваются спектры линейных энергий, измеренные ТЭ счетчиком с эквивалентным тканевым диаметром 2 см [5, 6] и рассчитанные по программе КЕРМА для нейтронов с энергией 24,5 и 144 кэВ и 19 МэВ. На рис.1б приведены расчетные по программе КЕРМА аппаратурные спектры пропорционального счетчика [4] при облучении моноэнергетическими нейтронами с энергиями от 2 кэВ до 20 МэВ. Детектор спектрометра представляет собой сферический счетчик с диаметром полости 10,4 см со стенкой из капролона толщиной 2 мм, наполненный метаном до давления 19 мм рт.ст. (2 мм МБТ). Спектр для фотонов измерен на радиоактивном источнике ^{137}Cs . Сопоставление функций чувствительности показывает, что спектрометр имеет низкую чувствительность к фотонам, кроме того, аппаратурные спектры фотонов и нейтронов практически не перекрываются вплоть до энергий нейтронов ~ 10 кэВ. Из сравнения спектров линейных энергий фотонов ^{137}Cs (0,66 МэВ) и ^{60}Co (1,25 МэВ) (рис.2а) видно, что форма спектров $D(y)$ мало зависит от энергии фотонов и может использоваться, как показано в работе [7], в качестве исходной информа-

для при разделении событий от фотонов и нейтронов в полях смешанного излучения с большим уровнем γ -фона.

Для проверки работоспособности метода с помощью ТЗ сферического счетчика, описанного в работе [4], проведены измерения в смешанных полях излучения фотонов и нейтронов радиоактивных источников $^{239}\text{Pu} - \alpha - \text{Be}$, ^{252}Cf , а также в полях излучения источника ^{252}Cf , помещенного в стальной и полиэтиленовый шары диаметром 30 см. Спектры линейных энергий измерялись в диапазоне от 2 до 1000 кэВ/мкм. Измерения проводились в 3 перекрывающихся в шкале поддиапазонах, нормировка спектров осуществлялась по поглощенной дозе. Разделение событий, обусловленных фотонами и нейтронами, проводилось аналогично методу, описанному в работе [7]. Вклад фотонов в спектр событий оценивался в предположении, что события с $Y < 2$ кэВ/мкм обусловлены только фотонами, форма спектра принималась подобной спектру $D(Y)$ для ^{137}Cs , доза фотонов принималась равной разности между полной дозой и вкладом в дозу части спектра $Y > 2$ кэВ/мкм. Результаты измерений приведены на рис.26. Пунктиром показан вклад фотонов.

При восстановлении энергетических спектров нейтронов из спектров линейных энергий использовался итерационный алгоритм SAND-II [8], предполагающий использование исходной априорной информации о форме спектра нейтронов. Анализ влияния исходной информации на получаемые результаты сделан на примере восстановления спектра ^{252}Cf . В качестве исходных в итерационной процедуре были взяты 4 спектра: спектры деления ^{252}Cf и ^{235}U , а также линейные комбинации спектра деления ^{235}U и спектра вида $1/E$. Результаты восстановления показаны на рис.3: видно, что для нейтронов с энергией выше 0,05 МэВ выбор априорного спектра слабо сказывается на конечном результате.

На том же рисунке представлены результаты восстановления спектров нейтронов источника $^{239}\text{Pu} - \alpha - \text{Be}$ и нейтронов утечки из стального и полиэтиленового шаров от источника ^{252}Cf . При восстановлении спектров в качестве исходных использовались: в первом случае - спектр $^{239}\text{Pu} - \alpha - \text{Be}$ из работы [9], во втором случае - спектры нейтронов утечки, рассчитанные по программе R03-II [10]. Исходные и восстановленные спектры показаны на рис.3, там же показан экспериментальный спектр для случая ^{252}Cf в железе из работы [11]. Для источника $^{239}\text{Pu} - \alpha - \text{Be}$ приведены спектры с рассеянным излучением и без рассеянного излучения (по измерениям с конусом), в остальных измерениях вклад рассеянного излучения не вычитался. Согласие восстановленных спектров с исходными в случаях $^{239}\text{Pu} - \alpha - \text{Be}$ и ^{252}Cf можно считать вполне удовлетворительным; в случаях спектров утечки из шаров согласие хуже, по-видимому, из-за учета рассеянного излучения.

В таблице I приведены результаты измерений интегральных дозовых характеристик и флюенса нейтронов, полученные при использовании традиционного способа обработки аппаратного спектра ТЗ счетчика (ЛПЗ-1), способа, описанного в работе [2] (ЛПЗ-2), и с использованием восстановленных энергетических спектров нейтронов (ЛПЗ-3) и дозовых характеристик моноэнергетических нейтронов из работы [12]. Данные нормированы на расчетные значения величин, полученные с использованием паспортных данных источников $^{239}\text{Pu} - \alpha - \text{Be}$ и ^{252}Cf , исходных спектров излучателей и дозовых характеристик моноэнергетических нейтронов [12]. Нужно отметить, что предложенный метод позволяет уменьшить неопределенность при переходе от полученных результатов к МЗД без использования в измерениях фантома. Исключение данной систематической ошибки важно в связи с тем, что ЛПЗ-спектрометр предполагается использовать в качестве образцового СИ для передачи единицы эквивалентной дозы рабочим СИ в опорных полях излучений фотонов и нейтронов.

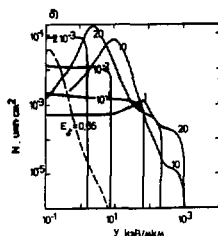
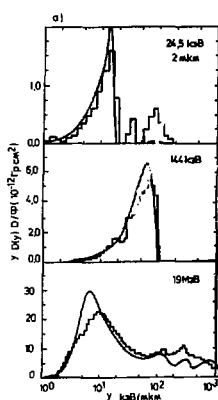


Рис. 1а. Спектры линейных энергий нейтронов с энергиями 24,5 и 144 кэВ и 19 МэВ:

гистограммы - эксперимент [5,6], сплошные кривые - расчет по программе KERMA под условия эксперимента.

Рис. 1б. Аппаратурные спектры ТЭ пропорционального счетчика с тканевым диаметром 2 мм. Сплошные кривые - расчет для моноэнергетических нейтронов (указана энергия в МэВ), пунктир - эксперимент на ^{137}Cs .

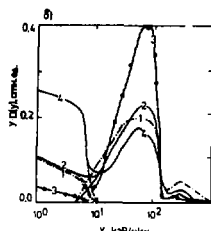
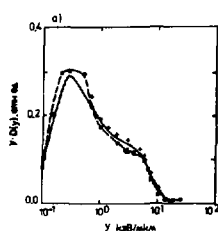


Рис. 2а. Спектры линейных энергий фотонов ^{137}Cs (Δ) и ^{60}Co ($\square$), измеренные ТЭ пропорциональным счетчиком с тканевым диаметром 2 мм и ^{60}Co (+) - 2,5 мм. Сплошная кривая - данные работы [7].

Рис. 2б. Дозовые спектры линейных энергий излучения: 1- $^{239}\text{Pu}-\alpha-\text{Be}$; 2- ^{252}Cf ; 3- ^{252}Cf в стальном шаре; 4- ^{252}Cf в полиэтиленовом шаре.

Рис. 3. Спектры нейтронов радиоактивных источников $^{239}\text{Pu}-\alpha-\text{Be}$ и ^{252}Cf и спектры утечки нейтронов из стального (Fe) и полиэтиленового (CH_2) шаров. $^{239}\text{Pu}-\alpha-\text{Be}$: Δ , $\circ$ - без учета и с учетом рассеянного излучения; сплошная кривая - исходный спектр из работы [9]; ^{252}Cf : $\circ$ - восстановленный спектр; сплошная кривая - исходный спектр деления для ^{252}Cf , остальные кривые соответствуют различным вариантам исходного спектра. ^{252}Cf в шарах: $\circ$ - восстановленные спектры, гистограммы - исходные расчетные спектры; $\bullet$ - экспериментальные данные работы [10].

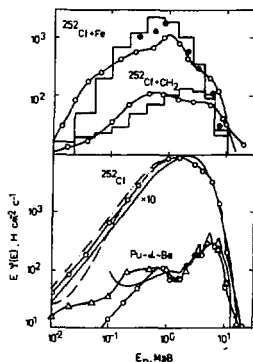


Таблица I.

Результаты измерений интегральных дозовых характеристик и флюенса нейтронов с помощью ЛПЗ-спектрометра. Данные нормированы на расчетные значения величин.

Величина	Источник	ЛПЗ-1	ЛПЗ-2	ЛПЗ-3	Источники	ЛПЗ-1	ЛПЗ-2	ЛПЗ-3
H	Pu- α -Be	1,01	0,92	0,96	$^{252}\text{Cf}+\text{Fe}$	0,68	0,74	0,85
D		0,71	0,71	0,86		0,72	0,72	0,83
Q		1,2	1,3	1,2		0,91	1,01	0,96
F				1,0				0,93
H	^{252}Cf	0,83	0,86	0,97	$^{252}\text{Cf}+$ $+\text{CH}_2$	1,12	1,13	1,11
D		0,72	0,72	0,83		0,98	0,98	1,11
Q		1,11	1,2	1,2		1,25	1,25	1,18
F				1,1				1,16

ЛИТЕРАТУРА

1. М.М.Комочков, В.Н.Лебедев. Практическое руководство по радиационной безопасности на ускорителях заряженных частиц. М., "Энергоатомиздат", 1986.
2. А.Г.Алексеев и др. Препринт ИВВ 81-89, Серпухов, 1981.
3. A.G.Alexseev et. al. Radiation Protection Dosimetry, Vol.14, pp.289-298, 1986.
4. А.И.Абросимов и др. Kernenergie 28 (1985), 9, pp.390-397. Препринт ИВВ 86-70, Серпухов, 1986.
5. A.G.Alexseev et. al. In Proc. 8th Symposium on Neutron Dosimetry EUR 9762, 1985.
6. H.Schumacher et. al. Radiation Protection Dosimetry, Vol.9, pp.211-214, 1984.
7. T.G.Stinchcomb et. al. Phys. Med. Biol., Vol.25, No.1, pp. 51-64, 1980.
8. W. Mc Elroy et. al. AFWL-TR-67-41, Vol.1, 1967.
9. H.Kluge et. al. In Proc. "Neutron Monitoring for Radiation Protection Purposes", Vol. 1, IAEA, Vienna, 1973, pp.13-22.
10. Т.А.Гермогенова и др. В сб. "Численное решение уравнения переноса в одномерных задачах". М., ИГиМ АН СССР, 1981, с.222-224.
11. И.Г.Горячев и др. Интегральные эксперименты в проблеме переноса конизирующих излучений. М., Энергоатомиздат, 1985.
12. E.A.Belogorlov et. al. Nucl. Ins. a. Meth., 199, pp.563-572, 1982.

РАСЧЕТ НАВЕДЕННОЙ АКТИВНОСТИ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ В СИСТЕМАХ ОХЛАЖДЕНИЯ ОБЛУЧАЕМОГО ОБОРУДОВАНИЯ: УСКОРИТЕЛИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ НА ВЫСОКИЕ ЭНЕРГИИ

Д.В.Горбатков, В.П.Крючков, С.Л.Кучинин, Л.Н.Расцветалов
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Расчеты уровней наведенной активности теплоносителя в системах охлаждения облучаемого оборудования занимают важное место в проектировании ускорителей на высокие энергии и каналов частиц.

Однако существующие расчетные методики, например, [3], ориентированы в основном на расчет активации теплоносителя в системах облучаемого оборудования на реакторах и не учитывают особенностей облучения в поле излучения ускорителя.

В настоящей работе сделана попытка создания методики расчета активации теплоносителя в системах облучаемого оборудования ускорителя.

При разработке методики расчета активации теплоносителя учтены:

- распад радиоактивных изотопов за время работы системы;
- различная степень активации в произвольном числе связанных между собой облучаемых объектов;
- безаварийная утечка и подпитка теплоносителя;
- очистка теплоносителя по некоторым изотопам на байпасных установках.

1. Методика расчета

Практически любая система охлаждения представляет собой замкнутый контур теплоносителя, состоящий из нескольких облучаемых объемов, теплообменника, очистной установки (ионообменника), системы подпитки. Для конкретности в данной работе в качестве теплоносителя рассматривается вода. Типичная схема системы водоохлаждения, используемой на ядерно-физических установках, представлена на рис.1. Здесь и далее приняты следующие обозначения: $V_{\text{общ}}$ - общая (рециркуляционная) объемная скорость теплоносителя в системе; V_i - объемная скорость в i -том объеме активации; $V_{\text{оч}}$ - объемная скорость очистки; $V_{\text{ут}}$ - объемная скорость утечки; $V_{\text{под}}$ - объемная скорость подпитки (очевидно, что $V_{\text{ут}} = V_{\text{под}}$); $V_{\text{см}}$ - объемная скорость в объеме, где предполагается перемешивание всех потоков (в теплоносителе); $V_{\text{об}i}$, V_i , $V_{\text{см}}$ и т.д. - соответствующие объемы.

Изменение числа активных ядер j -го изотопа dN_j в объеме $V_{\text{см}}$, где предполагается полное перемешивание всех потоков теплоносителя, за время dt можно, очевидно, определить, как:

$$\frac{dN_j}{dt} = -\lambda_j N_j - \frac{V_{\text{ут}}}{V_{\text{см}}} N_j - \frac{V_{\text{оч}i}}{V_{\text{см}}} N_j + \frac{V_{\text{под}}}{V_{\text{см}}} (1 - \epsilon_j) E_{\text{пр}j} N_j + \frac{V_{\text{см}}}{V_{\text{см}}} E_{\text{пр}j} N_j + \frac{1}{\lambda_j} \sum_{i=1}^N q_i(\omega) \sigma_i(t - e^{-\lambda_i \frac{V_i}{V_{\text{см}}}}) E_i; \quad (1),$$

где члены правой части описывают следующие процессы:

- распад в процессе работы;
- утечку теплоносителя;
- унос теплоносителя из объема $V_{\text{см}}$ в результате циркуляции;
- возврат теплоносителя с учетом очистки на байпасной линии;
- возврат теплоносителя в объем $V_{\text{см}}$ в результате циркуляции;
- возврат через облучаемые объемы в результате циркуляции;
- активацию теплоносителя в облучаемых объемах. В соотношении (1) приняты следующие обозначения:

γ_j - коэффициент очистки по j -му изотопу;
 $E_{Fij} = \exp(-\lambda_j \frac{V_{cm}}{V})$ - распад активных ядер за время движения через очистную установку;

$E_{Fij} = \exp(-\lambda_j \frac{V_{cm}}{V})$ - распад за время циркуляции;

$E_{ij} = \exp(-\lambda_j \frac{V_{cm}}{V})$ - распад за время движения от i -го облучаемого объема;

N_i/V - число облучаемых объемов;

$q(\omega) = \sum_m \frac{N_m}{A_m} W_m \rho F_j S_j$, где N_p - число Авогадро,

A_m - атомный вес, $\frac{g}{\text{моль}}$;

W_m - весовая доля m -го элемента теплоносителя;

ρ - плотность теплоносителя;

S_j - усредненное по спектру сечение реакции образования j -го изотопа из m -го элемента теплоносителя, барн.

Решая уравнение (1), получим для удельной активности j -го изотопа, образующегося из m -го элемента теплоносителя (при времени облучения системы t):

$$Q_j(t) = \frac{\sum_m (\sum_j q_{jm}(\omega)) (1 - e^{-\lambda_j \frac{V_{cm}}{V}}) \cdot V_j \exp(-\lambda_j t) \cdot (1 - e^{-t(\lambda_j + f_j)})}{V_{обл}(\lambda_j + f_j)} \quad (3),$$

где $Q_j(t) = \frac{N_j(t)}{V_{обл}}$;

$$f_j = \frac{1}{t_c} (V_{cm} + V_{обл} - V_{cm}(1 - \gamma_j) E_{Fij} - V_{обл} E_{Fij} - \sum_{i=1}^{N_i} V_i E_{ij}) \quad (4).$$

t_c - время движения от i -го облучаемого объема до сечения, в котором определяется активность. Удельная активность j -го изотопа через время выдержки после окончания облучения T определяется умножением (3) на выражение $\exp(-\lambda_j T)$.

Анализируя выражение (3), для простоты предполагая один облучаемый объем, один изотоп и пренебрегая распадом активных ядер за время t_c ($t_c \ll t$), получим простые выражения, полезные для оценок:

а) для бесконечного времени облучения: $Q(\omega) = \frac{q(\omega)(1 - \exp(-\lambda_j \frac{V_{cm}}{V}))}{V_{обл}(\lambda_j + f)} V_j \quad (5);$

б) из условия $\lambda_j \frac{V_{cm}}{V} \ll 1$ следует, что $Q(\omega) = \frac{\lambda_j q(\omega)}{V_{обл}(\lambda_j + f)} \quad (6).$

т.е. для долгоживущих изотопов и высокой объемной скорости воды в объеме активации удельная активность не зависит от скорости теплоносителя в облучаемом объеме, а прямо пропорциональна его величине.

в) время $t_{j,нас}$, за которое достигается 90% удельной активности j -го изотопа при бесконечном времени облучения, определяется из условия

$$(1 - e^{-t(\lambda_j + f)}) \geq 0.9, \text{ т.е. } t_{j,нас} \approx \frac{1}{\lambda_j + \frac{V_{cm}}{V_{обл}}} \frac{V_{обл}}{V_{cm}} \quad (7).$$

2.АТОС - программа для расчета наведенной активности теплоносителя в охлаждающих системах

Разработанная в настоящей работе методика расчета реализована в компьютерной программе АТОС. Программа позволяет рассчитывать наведенную активность теплоносителя в системах охлаждения, а также воздуха в вентиляционных системах ускорителя. Возможен расчет при произвольном числе объемов активации, с учетом очистки и утечки теплоносителя, для различных времен работы системы. Программа АТОС состоит из следующих основных блоков: блока определения исходных параметров (сюда входят наборы данных для стандартных магнитов, данные по числу и ядерным свойствам образующихся изотопов в зависимости от исходных элементов теплоносителя), блока вычисления сечений реакции образования различных изотопов и усреднения их по спектру

падающего излучения, а также блока расчета наведенной активности по каждому из радиоактивных изотопов.

Сечения реакций образования активных изотопов из элементов теплоносителя в программе АТОС рассчитывались по формуле /1/.

Для сечения образования изотопа $^3\text{H}_1$ из $^{16}\text{O}_8$ использовались экспериментальные данные из /2/.

Сечения усреднялись по спектру:

$$\bar{\sigma} = \frac{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \sigma(E) \Phi(E) dE}{\int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \Phi(E) dE} \quad (8).$$

Программа позволяет использовать как произвольный вид спектра, так и произвольные значения граничных энергий. Как наиболее типичный в наших условиях, применяется вид спектра " $1/E$ ", с граничными энергиями $E_{\min} = 50 \text{ МэВ}$, $E_{\max} = 600 \text{ МэВ}$. Как показано в работе /1/, сечения реакции образования, рассчитанные по указанным соотношениям, в большинстве случаев с погрешностью не хуже 50% согласуются с экспериментальными данными.

3. Обсуждение результатов

Проиллюстрируем возможности созданной расчетной методики на примере расчета наведенной активности теплоносителя в системе охлаждения магнитных элементов бустера, проведенного по программе АТОС. Схема системы охлаждения приведена на рис.2.

Основные параметры системы приведены в таблице.

Т а б л и ц а

общий объем системы, л	облучаемый объем, л	общая объемн. скорость, л/мин	объемная скорость в облуч. объеме, л/мин
$2,2 \cdot 10^4$	$2,2 \cdot 10^3$	$1,7 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^3$

На рис.3а представлены результаты расчета удельной активности теплоносителя по долгоживущим радиоактивным изотопам $^3\text{H}_1$ и $^{7}\text{Be}_4$, а на рис.3б - по короткоживущим изотопам $^{11}\text{C}_6$, $^{14}\text{O}_8$.

Сплошной кривой показана зависимость удельной активности от времени облучения в сечении, расположенном непосредственно за объемом активности, пунктирной - в сечении, расположенном перед ним, т.е. запаздывающем по времени на один цикл в системе. Из данных рис.3 следует, в частности, что удельная активность изотопов зависит от времени t_c , т.е. времени движения от облучаемого объема до сечения, в котором определяется активность. Кроме того, вклад в суммарную активность следует учитывать (для короткоживущих изотопов) лишь при условии, что $t_c \sim T_{1/2}$.

4. Заключение

Разработана расчетная методика для определения уровней наведенной активности теплоносителя в системах охлаждения облучаемого оборудования. Создана программа АТОС, реализующая данную расчетную методику. Приведены некоторые результаты расчета по программе АТОС. Эксплуатация программы показала ее надежность.

В заключение авторы выражают благодарность В.Н.Лебедеву за поддержку данной работы и В.П.Кирюшину, предоставившему данные по системе охлаждения оборудования бустера.

Р и с.1. Типичная схема системы охлаждения.

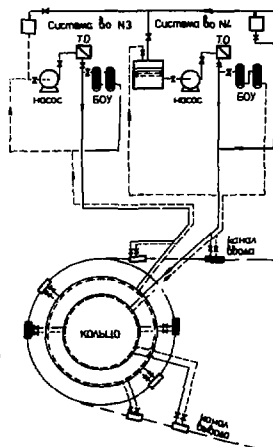
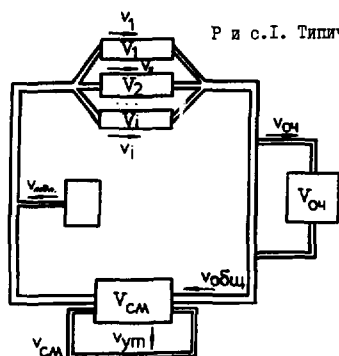
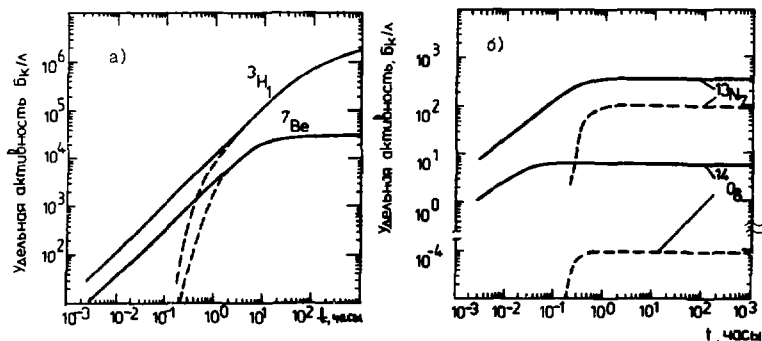


Рис. 2. Принципиальная схема системы водо-охлаждения эл. физического оборудования каналов и кольца бустера.



Р и с.3. Временные зависимости удельной активности воды по различным изотопам.

а) - по долгоживущим изотопам; б) - по короткоживущим изотопам. Эпюнные кривые - удельная активность в точке 1 схемы рис.2, пунктирные кривые - в точке 2.

Л и т е р а т у р а

1. Silberberg R., Tsao A.H. - The Astrophys. J. Suppl. Ser., 1973, v.29, No.220(I), p.319, No.220(II), p.335.
2. Thomas R.H., WCH-20131, "Possible Contamination of Ground water system by high energy photon Accelerators".
3. И.И. Бусев и др. "Защита от ионизирующих излучений", т.2, М., "Атомиздат", 1973.

ЗАЩИТНАЯ ЭФФЕКТИВНОСТЬ ЛАБИРИНТОВ И ШАХТНЫЕ ВЫХОДЫ УНК

В.Н.Бабкин, В.Б.Гетманов, А.А.Кузнецов, М.Ф.Митин, Н.А.Объедкова

Московский инженерно-строительный институт им.В.В.Куйбышева

В настоящей работе рассмотрен ряд строительных решений, направленных на повышение защитной эффективности транспортных коммуникационных шахт, соединяющих рабочие и вспомогательные помещения высокоэнергетических ускорителей, а также рассмотрены конструктивные решения защиты в надшахтных зданиях, входящих в состав зданий инженерного обеспечения.

Конструктивные решения рассматриваемых лабиринтов приближены к проектным решениям УНК ИФЭ: глубина заложения ~ 20 м; внутреннее сечение диаметром 5,5 м; грунты глинистые, мягкие; грунтовые воды отсутствуют; проходка туннеля осуществляется методом сплошного забоя при обделке его стен из сборных железобетонных элементов толщиной 200 мм.

Варианты рассмотренных лабиринтов представлены в табл. I.

Для сопоставления затрат принималось, что защитные свойства лабиринтов должны обеспечивать на выходе кратность ослабления излучения, равную 10^6 .

При расчете ослабления флюенса нейтронного излучения в бетонных лабиринтах использованы результаты экспериментальных исследований [1,2]. Все рассмотренные варианты имеют оптимальные, с точки зрения защитной эффективности, длины секций [1]. Функции ослабления нейтронного излучения в бетонных лабиринтах в зависимости от $L/\sqrt{S}$ представлены на рис. 1, где L — длина секции, S — площадь поперечного сечения туннеля.

В качестве критерия при сравнении вариантов приняты приведенные затраты, которые учитывают сметную стоимость строительных работ и эксплуатационные издержки на амортизацию и текущий ремонт.

Технико-экономический анализ эффективности использования строительных решений (табл. I) позволяет сделать следующие выводы:

1. Увеличение защитной эффективности лабиринта рациональнее путем увеличения числа секций, нежели увеличения их длин L более, чем $3\sqrt{S}$. Так, пятисекционный лабиринт (вариант 4) в 2 раза экономичнее и компактнее двухсекционного (вариант 1).

2. Устройство туликов (вариант 5) повышает защитную эффективность бетонного лабиринта, но не дает экономического эффекта по сравнению с равноэффективным лабиринтом без туликов.

3. Облицовка стен водородо- и боросодержащими материалами в местах поворотов лабиринта (вариант 6) позволяет снизить затраты на 13%.

4. Наличие кабельных коммуникаций (вариант 7) повышает защитные свойства лабиринтов и позволяет снизить приведенные затраты по сооружению лабиринтов на 16%. Представляется целесообразным, где это возможно, совмещать транспортные каналы с кабельными коммуникациями.

Эффективным способом защиты является устройство защитного экрана на выходе шахты в наземное технологическое здание. Однако, ввиду большой насыщенности сечения шахты коммуникациями, конструктивное решение защиты шахтного выхода представляется сложной инженерной задачей. При решении этой задачи необходимо руководствоваться тремя критериями:

Т а б л и ц а 1

Технико-экономические показатели подземных лабиринтов $\varnothing$ 5,5 м, обеспечивающих кратность ослабления излучения 10^8

№ п/п	Вариант	Схема лабиринта	Суммарная длина лабиринта, м	Приведенные затраты, отн.ед.
1	Двухсекционный		146	1,39
2	Трехсекционный		105	1,0
3	Четырехсекционный		78	0,75
4	Пятисекционный		70	0,67
5	Туннель глубиной $L = \sqrt{S}$		95	1,0
6	Облицовка в I-м повороте листовым полнотелым толщ. 6 см и во 2-м - плитами толщ. 10 см из борнированного бетона		90	0,87
7	Кабельные коммуникации, занимающие 2% от попе- речного сечения туннеля		88	0,84

1 - максимальное приближение контура защиты к выходному сечению шахты;

2 - максимальное использование сборно-разборных конструкций защиты;

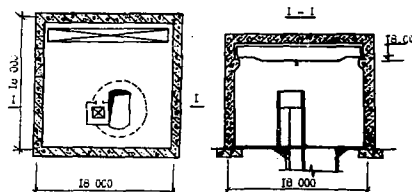
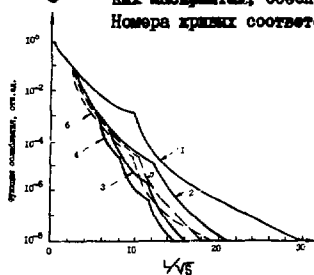
3 - использование материалов защиты, наиболее эффективных от рассеянного излучения.

Применительно к шахтам УНК рассмотрены 2 варианта защиты шахтных выходов: 1 - общая защита шахтного выхода с размещением кранового оборудования внутри защиты; 2 - локальная защита шахтного выхода в здании из обычных строительных конструкций. Каждый вариант должен полностью удовлетворять технологическим требованиям.

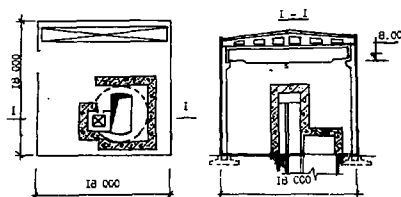
Конструктивное решение 1-го варианта представляет собой монолитное железобетонное здание размером 18х18 м из бетона с объемной массой 2300 кг/м³ с облицовкой стен по наружной поверхности обычным кирпичом. Перекрытия - сборно-монолитные (рис. 2). Доставка грузов и оборудования в зону действия мостового крана - через монтажный проем в защитной стене, закрываемой сборно-разборной защитой.

Конструктивное решение 2-го варианта (рис. 3) предполагает размещение защиты в промышленном здании из обычных строительных конструкций. Защитные конструкции выполняются из сборных железобетонных элементов непосредственно над шахтой. Защита выполняется из обычного бетона с объемной массой 2300 кг/м³ толщиной, соответствующей толщине защиты 1-го варианта. Мостовые краны размещаются в надшахтном здании. Доставка оборудования в туннель обеспечивается через монтажный проем после снятия защитной крышки люка. Такое решение позволит существенно сократить объем защиты, и при модернизации ускорителя увеличение толщины защиты может быть обеспечено дополнительным слоем бетонных блоков при помощи мостового крана.

Р и с. 1. Ослабление флюенса нейтронного излучения в многосекционных бетонных лабиринтах, обеспечиваемых кратность ослабления на выходе 10^8 . Номера кривых соответствуют варианту табл. I.



Р и с. 2. Общая защита шахтного выхода



Р и с. 3. Локальная защита шахтного выхода

Для первого варианта рассмотрен также подвариант I(a) с применением в качестве защитного материала бетона с объемной массой 3600 кг/м^3 [3].

Результаты расчетов показывают, что замена обычного бетона на бетон с объемной массой 3600 кг/м^3 (вариант Ia) позволяет без дополнительных затрат уменьшить материалоемкость конструкций защиты всех надшахтных выходов УНК на 3500 м^3 бетона.

Второй вариант позволяет при общем уменьшении капитальных затрат на возведение конструкций высвободить более 4500 м^2 технологических площадей, уменьшить материалоемкость конструкций более, чем на 8000 м^3 бетона и сократить эксплуатационные затраты.

Л и т е р а т у р а

1. Е.А.Белогорлов, Г.И.Бритвич, Г.И.Крупный и др. Препринт ИФВЗ, 84-106, Серпухов, 1984.
2. Е.А.Белогорлов, Г.И.Бритвич, В.Б.Гетманов и др. Препринт ИФВЗ, 85-4, Серпухов, 1985.
3. Н.Б.Дубровский, Ю.В.Звягинцев. Окалина как материал защиты от радиосактивного излучения. В сб. Вопросы атомной науки и техники. Сер.Проектирование и строительство. Вып. 2(18), с. 60.

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СПЕКТРЫ АДРОНОВ НА УСКОРИТЕЛЕ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 70 ГэВ

Е.А.Белогорлов, Г.И.Крупный, А.А.Кузнецов, В.Н.Лебедев, Я.Н.Расветалов
Институт физики высоких энергий, Серпухов

Сведения об энергетических спектрах излучения остаются пока основополагающими данными для практической радиационной физики и дозиметрии. В работе ^{/1/} представлены низкоэнергетические спектры в рабочих помещениях Серпуховского ускорителя — за толстой бетонной и стальной защитой. В этом докладе приведены результаты изучения спектров за тонкой — порядка 2м бетона — защитой, которая характерна для полубокулируемых участков с эпизодическим пребыванием персонала. Такие участки обладают своими особенностями, без знания которых невозможна, например, интерпретация показаний приборов радиационного контроля. Предварительные измерения в таких местах с помощью Бончеровской методики указывают на наличие, как и следовало ожидать, более жестких спектров, в которых Бончеровская методика с традиционным набором шаров-замедлителей неработоспособна. В данной работе, как и в ^{/2/}, диапазон ее применения расширен путем добавления дополнительного активационного углеродного детектора, основанного на реакции $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{C}$. Предпринята попытка оценить достаточность данного набора детекторов измеряемой совокупности спектров и разработать способы оценки жесткости спектров. С целью проверки работоспособности выбранной комбинации детекторов проведено тестовое определение высокоэнергетического спектра нейтронов из числа ожидаемых за защитой ускорителя. В качестве ожидаемых (тестовых) спектров приняты данные из ^{/3+9/}. Процедура проверки состояла в сворачивании тестовых спектров с функциями чувствительности детекторов. Далее по полученным таким образом откликам, приписывая им стандартную 5% погрешность, производили восстановление спектров по программе $\text{PEMS}^{/10/}$. На рис. 1а в качестве примера сплошной линией показан исходный тестовый спектр (спектр космических нейтронов на уровне моря)^{/3/}, значком ϕ — этот же спектр, восстановленный по откликам детектора тепловых нейтронов в полиэтиленовых шарах диаметром 2, 3, 5, 8, 10, 12 дюймов, а значком ψ — этот же спектр, восстановленный по тем же откликам с подключением отклика углеродного детектора (пластический сцинтиллятор на основе полистирола). Как видно из рис. 1а и таблицы I, в которой сравниваются некоторые интегральные характеристики спектров, наиболее близок к тестовому спектру спектр (ϕ), полученный с подключением отклика углеродного детектора. При получении откликов детекторов тепловых нейтронов в полиэтиленовых шарах использовались функции чувствительности из ^{/11/}, а для углеродного детектора — сечение реакции $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$ из ^{/12/}.

Для остальных тестовых спектров (кроме спектров, имеющих вид как в работе ^{/8/}) максимальные расхождения в определении средней энергии составляют ~10%, а эквивалентной дозы ~2%, что позволяет рассчитывать на достоверность оценки высокоэнергетических спектров нейтронов за тонкой защитой ускорителя ИФВЭ спектрометром Боннера в комбинации с углеродным детектором.

Для спектров ^{/8/} (рис. 1б) расхождение в определении $\bar{E}$ достигает ~60%, что объясняется низким разрешением многошаровой методики. Добавление углеродного

детектора не улучшает дела (сплошная кривая и ϕ , рис. 1б). Улучшает воспроизводимость, как и следовало ожидать, привлечение априорной информации о спектре в области А (см. е). Показательно, что различие в определении эквивалентной дозы ~4% мало в обоих случаях, т. е. низкое разрешение методики не накладывает ограничений на работу прибора как детектора дозы.

При восстановлении высокоэнергетических спектров верхний предел интегрирования по энергии выбран $E_{max}=2000$ МэВ, поскольку на примере литературных спектров показано, что доля сверхбыстрых нейтронов с энергией более 2000 МэВ от общего числа сверхбыстрых нейтронов ($E_n > 20$ МэВ) не превышает 5%, при этом значения удельной эквивалентной дозы H практически не различаются. В табл. I для сравнения приведены интегральные характеристики спектра космического излучения при $E_{max}=2000$ МэВ и 7940 МэВ. При вычислении H использовалась зависимость эквивалентной дозы от энергии нейтронов из [13].

Таблица I

Интегральные характеристики спектра космического излучения на уровне моря [13].

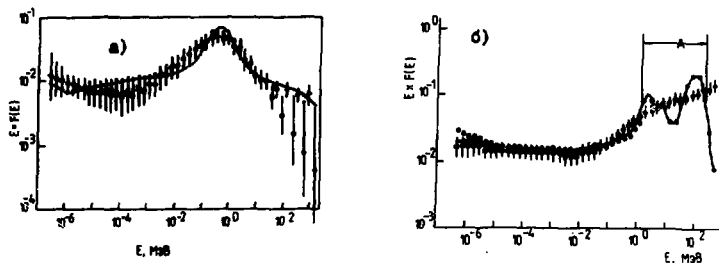
Способ получения спектра	E_{max} , МэВ	$\bar{E}$, МэВ	FI %, %	FF %, %	FU %, %	H , бар.см ² ·г нейтр ⁻¹
Литературный	2000	28	38	53	9	$2,02 \cdot 10^{-8}$
Литературный	7940	51	39	52	9	$2,06 \cdot 10^{-8}$
Восстановлен по Боннеру (ϕ на рис. 1а)	2000	5,8	66	30	4	$1,22 \cdot 10^{-8}$
Восстановлен по Боннеру с подключением углеродного детектора (на рис. 1а - ϕ)	2000	34	41	50	9	$2,03 \cdot 10^{-8}$

* FI , FF , FU - процентный состав флюенса промежуточных, быстрых и сверхбыстрых нейтронов соответственно.

Обработка откликов углеродного детектора производилась с учетом его активации от протонов за защитой, составляющих по разным данным от 5% до 10% общего флюенса адронов с энергией выше 20 МэВ. В предположении, что имеется вклад протонов в суммарный флюенс адронов с энергиями более 20 МэВ, легко показать, что вклад в отклик углеродного детектора от реакции $^{12}C(p, p_n)^{11}C$ довольно велик и составляет при 10% примеси протонов ~17%. Спектр нейтронов, восстановленный с учетом этого факта, получается "мягче". На рис. 3 сравниваются спектры, измеренные за защитой кольцевого зала ускорителя. Сплошной линией показан спектр, при определении которого использовался отклик углеродосодержащего детектора, обусловленный двумя каналами реакций $^{12}C(p, p_n)^{11}C$ и $^{12}C(p, p_n)^{11}C$, а пунктиром - спектр, при определении которого из отклика углеродного детектора вычтен вклад, обусловленный каналом $^{12}C(p, p_n)^{11}C$. Для окончательной обработки проведены измерения откликов спектрометром Боннера и углеродным детектором в различных точках на ускорителе. Типичные спектры из этой серии измерений приведены на рис. 3. В таблице 2 приведено описание места и условий измерений.

Анализ экспериментальных результатов, полученных в данной работе и литературных данных о высокоэнергетических спектрах за защитой ускорителя, показал, что отношение отклика ^{11}C углеродосодержащего детектора к отклику детектора тепловых нейтронов в I_2 -диэтиленовом шаре однозначно характеризует "жесткость" спектра. На рис. 4 приведена зависимость этого отношения от средней энергии спектра (при определении средней энергии спектров использовалась

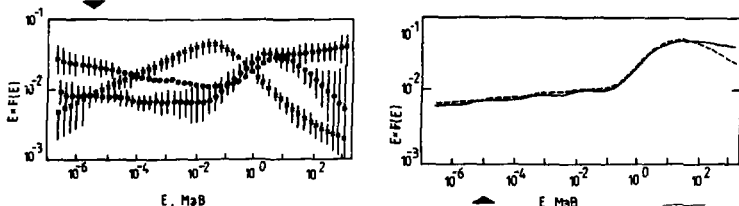
лось $E_{\text{ср}} = 2000$ МэВ). На рис. 5 показана зависимость компонентного состава флюенса и эквивалентной доз.



Р и с. 1. Восстановление тестового спектра: а) - /3/; б) - /8/.

— — — литературный спектр; ϕ — по полному набору детекторов тепловых нейтронов в шарах-замедлителях и отклику углеродного детектора; ϕ — по полному набору детекторов тепловых нейтронов; — с привлечением априорной информации в области А литературного спектра /8/.

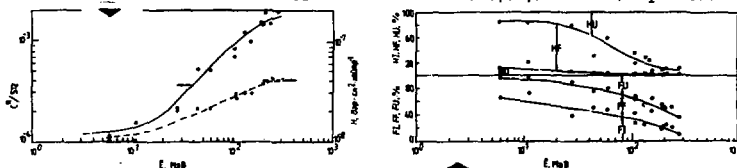
Р и с. 2. Высокоэнергетический спектр за верхней защитой кольцевого зала. — — — отклик углеродного детектора обусловлен двумя реакциями $^{12}\text{C}(n, 1n)^{11}\text{C}$ и $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$; --- отклик углеродного детектора обусловлен реакцией $^{12}\text{C}(n, 1n)^{11}\text{C}$.



Р и с. 3. Типичные высокоэнергетические спектры на ускорителе ИФЭВ.

ϕ — над мишенью 4Н-канала; ϕ — на установке "Массив"; $\ddagger$ — в кольцевом зале на входе транспортного лабиринта.

Р и с. 4. Зависимость отношения отклика углеродного детектора к отклику детектора тепловых нейтронов в I^2 шаре-замедлителе (—) и удельной эквивалентной дозы нейтронов (---) от средней энергии спектров. (о, +) — литературные данные /3+9/, (ϕ , $\ddagger$) — настоящая работа.



Р и с. 5. Зависимость компонентного состава флюенса и эквивалентной дозы от средней энергии спектра. (ϕ) — настоящая работа; (ϕ) — литературные данные /3+9/.

Таблица 2
Краткое описание места и условий измерений

Характеристика защиты	Место измерения	Режим работы ускорителя
1. Транспортный лабиринт	На входе из кольцевого зала	Медленный вывод $E=70\text{ ГэВ}$
2. Бетонный поглотитель ($\rho=2300\text{ кг}\cdot\text{м}^{-3}$)	$R=250\text{ см}$; $\kappa=148\text{ см}$ *)	Быстрый вывод $p=69\text{ ГэВ/с}$
3. Перекрытие кольцевого зала ускорителя	Над мишенью 4Н канала (на защите)	Внутренние мишени и быстрый вывод
*) R, κ - радиус и глубина поглотителя соответственно.		

Результаты проведенных исследований позволяют дополнить предыдущую в /1/ классификацию спектров группой высокоэнергетических спектров, показанных на рис. 3. Небольшое число измеренных высокоэнергетических спектров пока не позволяет классифицировать их в зависимости от толщины и материала защиты, режима работы ускорителя и т. п., как это сделано в /1/.

Л и т е р а т у р а

1. Белогорлов Е.А., Бритвич Г.И., Крупный Г.И. и др. Препринт ИФВЭ, 85-148, Серпухов, 1985.
2. Алежников В.Е., Гердт В.П., Комочков М.М. Спектры нейтронов за защитой ускорителей протонов. - In: *Proceedings IAEA Symp. Neutron Monitoring for Radiation Production Purposes*. vol.1, p.31-46, Vienna, 1973.
3. Hess W.N., Patterson H.W. and Wallase R. *Phys.Rev.*, 1959, vol.11B, No.2, 445-457.
4. Alejnikov V.E., Gerdt V.P. and Komotzhkov M.M. In: *Proceedings 4 Congress of the International Radiation Protection Association*, 8 823-826, 1977.
5. Patterson H.W. *UCRL* - 17412.
6. Stevenson G.R. *RHCL/R*-154.
7. Distenfeld C.H. *BNL* - 21293.
8. Гельфанд Е.К., Манько Б.В., Серов А.Я., Сычев Б.С. Эквивалентная доза излучений за плоскими защитными экранами, обombардируемыми нейтронами высокой энергии. В кн.: *Труды Радиотехнического института*, № 22, 1975, с. 242-252.
9. Uwamino I. and Nakamura T. - In: *Proceedings of the 6th International Conference on Radiation Shieldings*, Tokyo, 1983.
10. Белогорлов Е.А., Ягунов В.П. Препринт ИФВЭ 83-54, Серпухов, 1983.
11. *ICRU Report* 28. 1978.
12. Кучинин С.Л., Лебедев В.Н., Мохов Н.В. Препринт ИФВЭ 77-94, Серпухов, 1977.
13. Белогорлов Е.А., Головачик В.Т., Лебедев В.Н., Потемкин Е.А. Препринт ИФВЭ, 80-II7, Серпухов, 1980.

ПОВЫШЕНИЕ НАДЕЖНОСТИ СИСТЕМ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПУТЕМ ПРИМЕНЕНИЯ РАДИАЦИОННО-СТОЙКИХ МАТЕРИАЛОВ

В.В. Корневский, К.К. Покровский

Московский инженерно-строительный институт имени В.В. Куйбышева

Эффективное использование ускорителей заряженных частиц в научно-исследовательских программах тесно связано с надежностью основных и вспомогательных систем, испытывающих воздействие ионизирующего излучения. В этих условиях безотказность и сохранность систем зависит от долговечности материалов их элементов, узлов и конструкций. Основные количественные показатели долговечности материалов - срок службы и ресурс, необходимые при проектировании и эксплуатации ускорителей, получены экспериментально при изучении радиационного старения материалов /1/. Известно /2/, что среди материалов, применяющихся в ускорительной технике, самая низкая радиационная стойкость у полимерных материалов. Показатели радиационной стойкости большинства полимеров не превышают $5 \cdot 10^7$ Гр /3,4/, что при уровнях радиационных нагрузок, характерных для современных ускорителей (до 10^7 Гр в год), приводит к большому числу отказов систем, вызванных радиационным разрушением полимеров. В связи с этим возможным путем повышения надежности систем ускорителей - применение таких материалов, которые по своим эксплуатационным качествам не уступают традиционным материалам, но превосходят их по радиационной стойкости.

К настоящему времени отечественной промышленностью освоен выпуск целого ряда электро-радиоматериалов, выполненных на основе радиационно-стойких полимеров (таблица I).

Таблица I
Материалы с показателями радиационной стойкости выше $5 \cdot 10^7$ Гр

Материал	Основные показатели эксплуатационных свойств /15/					
	$C_{пр}, \text{МВ/м}$	$\varepsilon, \text{при } 1 \text{ МГц}$	$t_{гд}, \text{при } 1 \text{ МГц}$	$\rho_v, \text{Ом/м}$	$\rho_s, \text{Ом}$	
Фторопласт-1	25	5-10	0,07-0,09	10^{13}	-	
Фторопласт-2	16-22	8-10	0,015-0,021	$10^{11}-10^{13}$	-	
Фторопласт-40	20-25	2,5-2,6	0,002-0,008	$10^{14}-10^{15}$	$10^{12}-10^{14}$	
Полиимидфольгированный Пб-1 толщиной 35 мкм	20-30	3,5	0,03	10^{12}	10^{14}	
Пленка полиимидная ПИ-414, толщиной 40 мкм	20-30	3,1-3,8	0,008	$10^{15}-10^{16}$	$10^{15}-10^{16}$	
Полиимидные композиционные ленты нагревостойкие ДПМК-Т, ТГ; ДПМП-Т, ТГ; ДПМЭ-Т, ТГ	2,5-6,0	2,8-3,5	0,002-0,007	10^{15}	10^{15}	
Оксидированный Al и Ti	50	-	-	-	-	
Полимерцемент	3,5	7,7 (50КГц)	0,09 (50КГц)	10^9	-	
Композиция на основе цемента	1,7-3,8	10-50 (1МГц)	$0,17-0,76$ (1 КГц)	1-2 10^{12}	$10^{10}-10^{11}$	

Часть из них уже нашла применение в конкретных системах электрофизических установок. Так, на основе полиимидной пленки ПМ-13 толщиной 10 мкм оказалось возможным создать "тонкую" многоканальную камеру вторичной эмиссии, обеспечивающую прохождение $6,5 \cdot 10^{17}$ протонов с энергией 70 ГэВ/5/. Перспективным является применение полиимидных пленок в качестве вакуумных перегородок в экспериментальных каналах с интенсивностью пучков протонов до $5 \cdot 10^{13}$ протонов/мм²/6/.

Существенное увеличение сроков службы полимерных материалов можно достигнуть путем создания композиционных материалов. В полимеры в этом случае вводятся неорганические материалы — стеклоткань, слюда, кварцевая мука, цемент и т.д., которые принимают на себя большую часть энергии излучения, поглощенной материалом/7/. Радиационно-стойкие композиции могут быть получены и на основе только неорганических материалов. Это — фольги из алюминия, титана, тантала с изоляционными покрытиями/8/, различные виды керамики и слюды, окись магния/10/, а также композиции на основе цемента/11, 12/.

Композиции на основе ленты из полиимидной стеклоткани с адгезионным покрытием и стеклослюденовой ленты, пропитанной эпоксиноволачной смолой, рекомендованы для применения в изоляции обмоток сверхпроводящих электромагнитов до дозы облучения 10^9 Гр/13/. В электромагнитах станций дробления протонных пучков, где радиационные нагрузки на изоляцию могут достигать $5 \cdot 10^9$ — 10^{10} Гр, целесообразно применять композиции из стеклоткани, пропитанной полимерцементом/14/.

Для изоляции магнитов мишеней станций, радиационные нагрузки на которые достигают 10^{11} Гр, целесообразно применять только неорганические материалы. Широкое распространение получили обмотки с изоляцией из окиси магния. Использование кабелей с такой изоляцией, однако, не позволяет достичь высокого коэффициента заполнения, а изготовление кабелей требует применения специального оборудования. Перспективным для этих целей являются неорганические вязкие вещества, в частности, композиции на основе некоторых видов минеральных цементов (глиноземистых, высокоглиноземистых и безалюминатных). При высокой радиационной стойкости и удовлетворительных электромеханических характеристиках, из цементных композиций, благодаря их малой усадке при затвердевании, возможно изготовление сложных по конфигурации изделий и омоноличивание труднодоступных мест. Композиции из цементов можно применять для заливки магнитных зазоров многослойных обмоток/14/ для изоляции в импульсных дипольных магнитах с большими индукциями (до 10 Т) и работающих в динамическом режиме/12/.

Таким образом, применение радиационно-стойких материалов (таблица I) является одним из наиболее эффективных путей повышения надежности систем ускорителей. При окончательном выборе материалов необходимо учитывать также трудоемкость и технологичность изготовления соответствующих элементов, узлов и конструкций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Н. В сб. "Вопросы атомной науки и техники", серия: Проектирование и строительство, выпуск 2(2), 1978, с.47.
2. Радиационная стойкость материалов. Справочник. Под ред. Дубровского В.Б., Атомиздат, Москва, 1973.
3. Вородин В.Е. и др. Препринт ИЯВЭ, ЛРИ 76-140, Серпухов, 1976.
4. Лебедев В.Н. и др. Препринт ИЯВЭ, ОРМ 79-2, Серпухов, 1979.

5. Гресь В.Н. и др. Препринт ИВВЗ, ОЗА 84-22, Серпухов, 1984.
6. Гуров М.М. и др. В сб. "Вопросы атомной науки и техники", серия: Проектирование и строительство, выпуск 2(18), с.81.
7. Махлис Б.А. Радиационная химия и физика полимеров, Химия, 1972.
8. Карасик В.Н., Сильвестров Г.И. Труды УП Всесоюзного совещания по ускорителям, ОИЯИ, Дубна, 1980, т.1, с.121.
9. Harvey A., Turner R. - Trans. Nucl. Sci. NS-48, 1971, p.892.
10. Harvey A., Walker S.A., IEEE Trans. Nucl. Sci., NS-16, 1969. p.611.
11. Keizer R.L., Mettler M., CERN 82-05, Geneva, 1982.
12. Данилов Л.Д. и др. Препринт ИЯЭ СО СССР, 84-121, Новосибирск, 1984.
13. Маслов В.В., Трубацев С.Г., Электротехника, № 8, 1984, с.35.
14. Беренюк М.А. и др. Препринт ИВВЗ, ОП 86-75, Серпухов, 1986.
15. Каменев Е.И. и др. Применение пластических масс, Химия, Ленинград, 1985.

ЗАЩИТА ГРУНТОВЫХ ВОД ОТ АКТИВАЦИИ ТУННЕЛЬНЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ ГЛУБОКОГО ЗАЛОЖЕНИЯ

А.И.Автикин, М.В.Булгаков, В.Б.Гетманов, М.Ф.Митин

Московский инженерно-строительный институт им.В.В.Куйбышева

Анализ факторов опасности активации грунтовых вод и их взаимосвязь приведены в работе [1].

Туннели современных строящихся и проектируемых ускорителей высоких энергий имеют большую протяженность. Решение проблемы защиты грунтовых вод от активации для ускорителей глубокого заложения тем более актуально, что при возможных модернизациях ускорителя практически невозможно усилить такую защиту.

Толщина защиты зависит от ряда факторов, из которых определяющими являются потери частиц и допустимые потоки частиц на наружной поверхности защитного экрана.

В работах [1,2] разработаны различные способы и решения защиты грунтовых вод от активации туннелей, выполняемых в открытых котлованах.

В данной работе рассматриваются различные варианты сборно-разборной и монолитной защиты грунтовых вод от активации применительно к туннелям типа метро, сооружаемым закрытым способом.

За основное было принято сечение туннеля с внутренним диаметром $d = 5,1$ м и толщиной оболочки железобетонных тубингов 200 мм. В водонасыщенных грунтах устройство дополнительной защиты из обычного бетона приводит к существенному увеличению диаметра проходки основного туннеля, а использование более тяжелых материалов значительно увеличивает затраты на сооружение 1 м защиты [3,4,5].

Цель данной работы - поиск наиболее экономичного конструктивного решения защиты для разных кратностей ослабления флюенса нейтронов во взаимосвязи с затратами на проходку туннеля.

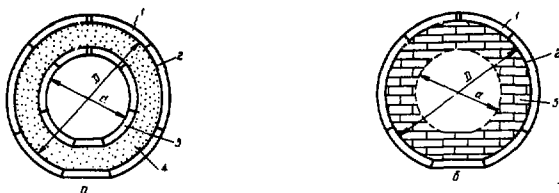
При вариантном проектировании удобным критерием сопоставимости конструктивных решений является кратность ослабления флюенса K , численно равная отношению флюенса, падающего на защитный экран, к флюенсу, выходящему из защиты.

Расчеты производили для туннелей, разработанных институтом "Метротипотранс". Выполнение защиты предполагается в трех типовых сечениях туннелей с диаметрами D , равными 7,0; 8,8 и 10,0 м (рис. 1).

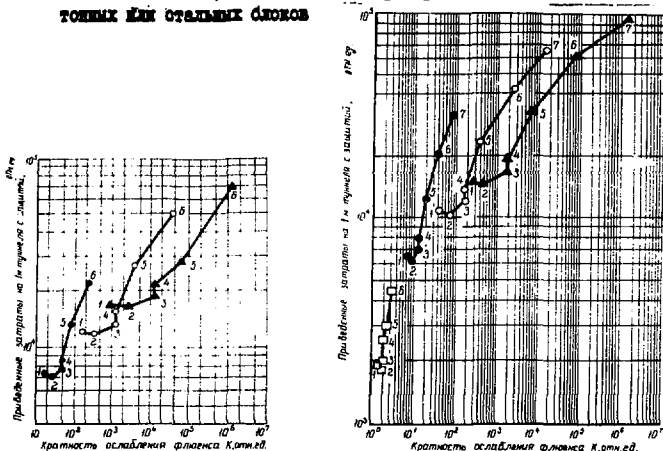
Базовая оболочка с тубингами из обычного бетона формирует основной туннель ускорителя диаметром d , равным 5,1 м, и является опалубкой для монолитной защиты (рис. 1,а).

Для сборно-разборной защиты дополнительно рассматривался также вариант замены обычного бетона тубингов толщиной 200 мм на бетоном с объемной массой от 3600 до 6300 кг/м³. Сборные блоки защиты применяли из бетонов различной объемной массы и из стали. Технологические составы бетонов приведены в работе [4].

Экономическое сравнение различных вариантов проведено по приведенным затратам. Результаты расчетов позволяют выбрать наиболее экономичный вариант защиты грунтовых вод от активации для туннелей ускорителей в зависимости от требуемой кратности ослабления флюенса (рис. 2).



Р и с. 1. Защита грунтовых вод от активации основного туннеля ускорителя из бетона с объемной массой $2350 - 6300 \text{ кг/м}^3$ в монолитном (а) и оборно-разборном исполнении из бетонных или стальных блоков (б): 1 - наружная оболочка основного туннеля ускорителя; 2 - стальная изоляция толщиной 8 мм; 3 - туннель-опалубка ($\varnothing = 5,1 \text{ м}$); 4 - монолитный бетон; 5 - элементы оборно-разборной защиты из бетонных или стальных блоков



Р и с. 2. Приведенные затраты на туннель ускорителя с монолитной (а) и оборно-разборной (б) защитой грунтовых вод от активации: П, е, О, А - туннели с диаметрами 5,1; 7,0; 8,8; 10,0 м соответственно; 1,2 - бетоны с объемной массой $2350; 2900 \text{ кг/м}^3$; 3 - бетон с объемной массой 3650 кг/м^3 на скалине Новолипецкого металлургического комбината; 4,5,6 - бетоны с объемной массой $3650, 4680, 6300 \text{ кг/м}^3$ соответственно, 7 - сталь с объемной массой 7800 кг/м^3

В ы в о д ы:

1. Применение бетона с объемной массой 2350 кг/м^3 во всех рассматриваемых вариантах защиты туннелей неэкономично. Наиболее экономичным является бетон с объемной массой 3650 кг/м^3 .

2. Замена бетона тробингов оболочки на более тяжелый для туннеля диаметром 5,1 м не приводит к заметному эффекту.

3. Наибольшую кратность ослабления флюенса $K = 1,5 \cdot 10^6$ можно получить, применяя защиту из бетона с объемной массой 6300 кг/м^3 в туннеле диаметром 10 м.

Л и т е р а т у р а

1. Гетманов В.Б., Сичев Б.С., Ушаков С.И. К вопросу защиты грунтовых вод от активации. Тр. МИСИ, 1977, № 146, с. 78-92.
2. Гетманов В.Б., Булгаков М.В., Митин М.Ф., Антипин А.И. Конструкции защиты грунтовых вод от активации. В кн.: Третья Всесоюзная научная конференция по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. Тбилиси, 27-29 октября 1981 г. Тезисы докладов. Тбилиси, Ин-т прикл. мат. ТИУ, 1981, с. 152.
3. Гетманов В.Б. Дифференцированный метод проектирования и возведения туннелей ускорителей. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Проектирование и строительство, 1978, вып. 1(1), с. 18-21.
4. Бродер Л.Д. Бетон в защите ядерных установок. М., Атомиздат, 1973.
5. Гетманов В.Б., Митин М.Ф., Антипин А.И. К вопросу выбора объемной массы материала защиты ускорителей высоких энергий. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Проектирование и строительство, 1978, вып. 2(2), с. 92-96.

РАЗРАБОТКА ЛИТЫХ ЦЕМЕНТНЫХ КОМПОЗИЦИЙ ДЛЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ИЗОЛЯЦИИ МАГНИТНЫХ СИСТЕМ

В.В. Афанасьев, В.В. Корневский, С.Д. Писачев

Московский инженерно-строительный институт им. В.В. Куйбышева

В.Г. Заручейский, М.А. Беренж

Институт физики высоких энергий, Серпухов

В МИСИ им. В.В. Куйбышева проводятся работы по созданию радиационно-стойкой электроизоляции применительно к конструкции магнитов УНК. Актуальность создания магнитов с подобной электроизоляцией была показана в работах /1,2/, там же приведены требования к вяжущему и предложены перспективные виды цемента, в частности, безусадочный белитоалюминатный цемент (БАЦ). С использованием данного цемента была изготовлена модель импульсного магнита с радиационно-стойкой цементной изоляцией, которая успешно выдержала испытания в условиях динамических нагрузок /2/.

Однако работы по изготовлению модели магнита поставили ряд технологических вопросов, в частности, проблему качественного заполнения смесью тонких изоляционных зазоров. Данная проблема может быть решена путем использования более пластичной смеси. Повышение пластичности может быть достигнуто увеличением содержания воды или введением в смесь пластификатора. Повышение пластичности за счет повышения водоцементного отношения (B/C) неэффективно, так как приводит к снижению прочности и ухудшению диэлектрических характеристик цементного камня. Поэтому для повышения пластичности цементной композиции были использованы пластификаторы.

Целью данной работы является выбор на основании литературных данных эффективного пластификатора, а также получение на основе экспериментальных данных оптимальной дозировки пластификатора применительно к белитоалюминатному цементу и исследование его влияния на физико-механические и диэлектрические характеристики цементного камня.

В настоящее время широкое распространение получили следующие группы пластификаторов: сульфированные формальдегидные смолы и комплексные добавки на их основе; продукты конденсации нафталинсульфокислоты и формальдегида и комплексные добавки на их основе; модифицированные лигносульфонаты и комплексные добавки на их основе. В работе /3/ указывается, что эффективность различных видов пластификаторов зависит от вида применяемого цемента, в частности, содержания в нем алюминатов. Как было установлено в работе /1/, для получения радиационно-стойкой изоляции с требуемыми диэлектрическими характеристиками необходимо использовать белитоалюминатный или глиноземистый цементы в зависимости от конкретных требований. Эти цементы отличаются высоким содержанием алюминатной фазы. По данным сравнительных испытаний, лучшие результаты при использовании цемента с повышенным содержанием алюминатов были получены с нафталин-формальдегидным суперпластификатором С-3, который и был принят для проведения дальнейших исследований. Для определения оптимальной концентрации пластификатора и влияния его на прочностные и диэлектрические свойства цементного теста проводились сравнительные испытания. Результаты этих испытаний приведены в табл. I.

Таблица I
Влияние пластификатора С-3 на физико-механические и диэлектрические характеристики цементных растворов

Номера составов	Количество добавки от массы цемента, %	Распыл конуса, мм	Условия твердения до 28 суток	Прочность образцов в возрасте 28 суток на сжатие, на растяжение при расклевывании, МПа	Диэлектрические характеристики при нормальных условиях в возрасте 1 года	
					ρ об., Ом.см при 100В, 10 ¹⁰	ϵ 5/8 при 1000 Гц
1	отсутств.	75	ВВ	<u>27,6</u> 6,8	0,40	<u>0,618</u> 28,6
2	0,5	220	В	<u>33,8</u> 5,6	2,15	<u>0,411</u> 30,1
3	0,5	220	ВВУ	<u>32,4</u> 5,8	5,0	<u>0,435</u> 29,5
4	0,5	220	ВВ	<u>35,1</u> 5,9	2,3	<u>0,442</u> 29,3
5	1,0	280	В	<u>38,3</u> 6,7	4,1	<u>0,691</u> 10,6
6	1,0	280	ВВУ	<u>42,0</u> 5,8	13,3	<u>0,578</u> 12,2
7	1,0	280	ВВ	<u>49,4</u> 5,2	2,5	<u>0,441</u> 19,8
8	1,5	350	В	<u>41,6</u> 5,6	0,61	<u>0,621</u> 25,4
9	1,5	350	ВВУ	<u>41,3</u> 4,4	8,6	<u>0,654</u> 16,3
10	1,5	350	ВВ	<u>46,0</u> 4,5	0,7	<u>0,651</u> 32,8

Примечания: 1. Для всех составов В/Ц = 0,350

2. ВВ - воздушно-влажные условия твердения

3. В - твердение в воде

4. ВВУ - воздушно-влажные условия твердения с периодическим увлажнением

Данные свидетельствуют, что С-3 значительно повышает пластичность цементного теста, которая возрастает по мере увеличения дозировки.

Прочность образцов зависит в большей степени от количества вводимого пластификатора и в меньшей степени от условий твердения. У всех образцов, содержащих добавку, независимо от условий твердения отмечалась большая прочность по сравнению с составом без добавки. С позиций наибольшей прочности на сжатие оптимальное содержание суперпластификатора С-3 в цементном тесте соответствует 1% при твердении в воздушно-влажных условиях. Удельное объемное электросопротивление R_{ϵ} , тангенс угла диэлектрических потерь при введении добавки в количестве 1% также заметно повышаются.

Таким образом, введение в цементную смесь суперпластификатора С-3 в количестве 1% повышает пластичность раствора, прочность при сжатии, диэлектрические характеристики при воздушно-влажном твердении с периодическим увлажнением

ЛИТЕРАТУРА

1. Афанасьев В.В., Корневский В.В., Писачев С.Д., Сугак Е.Б. Заручейский В., Толочкова М.Г. Радиационно-стойкая электроизоляция на основе цементных вяжущих. Сб. трудов IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1985, т. I, с. 444.
2. Данилов Л.Л., Сильвестров Г.И., Чернякин А.Д., Корневский В.В., Сугак Е.Б. Применение цементной изоляции для создания радиационно-стойких импульсных магнитов. Сб. трудов IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. ОИЯИ, Дубна, 1985, т. I, с. 418.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК И МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ФОЛЬГ ПРИ ТЕРМОРАДИАЦИОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЫВЕДЕННЫХ ПУЧКОВ ПРОТОНОВ

М.М. Гуров, В.Н. Соловьев, В.А. Сорокин

Московский инженерно-строительный институт им. В.В. Куйбышева

На ускорителях с повышением интенсивности пучка выведенных протонов для материалов вакуумных перегородок (металлические фольги и полимерные пленки)^{1/}, детекторов пучка (полимерные пленки)^{2/} и других элементов технологического и экспериментального оборудования каналов выведенных пучков уровни терморadiационных нагрузок на материалы могут достигать разрушающих значений^{3/}. В связи с этим приобретает актуальность задачи, связанные с созданием методов определения терморadiационных нагрузок на материалы и их долговечности в конструкциях.

Радиационный разогрев материалов при циклической работе ускорителя зависит как от величины импульсного разогрева, рассмотренного в работе^{3/}, так и от эффективности теплопередачи. В связи с этим нестационарную температуру $T(\bar{z}, t)$ на поверхности F фольги или пленки с заданными физическими параметрами (теплоемкостью c , плотностью ρ , коэффициентом теплопроводности λ), находящейся под воздействием пучка протонов, определяем из решения уравнения радиационно-конвективного теплообмена:

$$c\rho \frac{\partial T(\bar{z}, t)}{\partial t} = \lambda \nabla^2 T(\bar{z}, t) + Q(\bar{z}, t) - \text{div} \bar{q}_\rho - \text{div} \bar{q}_\kappa \quad (1)$$

при начальном:

$$T = T_0(\bar{z}) \quad (2)$$

и граничных условиях:

$$(q_\kappa)_F = \alpha [T(\bar{z}, t) - T_0] \quad (3)$$

$$-\lambda \left(\frac{\partial T(\bar{z}, t)}{\partial n} \right)_F = 5.67 \cdot 10^{-8} \delta [T^4(\bar{z}, t)], \quad (4)$$

где:

T - температура окружающей среды, К;

q_κ - конвективный перенос теплоты, Вт/м²;

q_ρ - радиационный перенос теплоты, Вт/м²;

$Q(\bar{z}, t)$ - мощность теплового источника, возникающего при взаимодействии пучка с материалом, Вт/м³;

n - нормаль к поверхности F ;

δ - степень черноты материала.

Решение уравнения (1) при условиях (2-4) проводилось на ЭВМ методом конечных разностей^{4/} при интенсивности пучка J от $1,5 \cdot 10^{12}$ до $3 \cdot 10^{13}$ протон/имп., периоде следования импульсов $\tau_n = 9$ с и энергии протонов 70 ГэВ. Расчеты температуры были выполнены для металлических фольг (сталь, титан, алюминий) и полимерных пленок (майлар, полиимид и композиций на основе полиимида). Экспериментальная проверка результатов расчетов проводилась путем измерения температуры материалов в пучке протонов быстрого вывода с использованием метода плавкой подложки. В качестве подложки использовались органические

кие вещества с различной температурой плавления: октадекан - 25°C , полиэтиленгликольадипинат - 38°C , воск натуральный - 60°C . Различия расчетных и экспериментальных данных не превысили $\pm 10\%$. В результате расчетов, в частности, установлено, что значение максимальной температуры при интенсивности $3 \cdot 10^{13}$ протон/имп. в исследуемых материалах могут достигать 200°C . В таких условиях удовлетворительно сохраняют свои механические свойства фольги из стали и титана, а также пленки из полиимида и его композиций. Срок службы этих материалов с учетом действия радиации определяется из расчетов долговечности.

Долговечность материала τ с начальной прочностью σ_0 , имеющейся под действием пучка $P_p(J, t)$ в конструкциях с нагрузкой ΔP , можно определить как время снижения прочности материала σ_0 до уровня действующих напряжений $\sigma_i(\Delta P)$ из уравнения:

$$\sigma_0 \cdot K_p [P_p(J, t)] = \sigma_i(\Delta P, h, R, E, \mu), \quad (5)$$

где: $K_p[P_p(J, t)]$ - функция, аппроксимирующая экспериментальные данные снижения прочности материалов от действия радиации; $\sigma_i(\Delta P, h, R, E, \mu)$ - максимальные действующие напряжения в конструкции с параметрами h, R из материала с модулем упругости E и коэффициентом Пуассона μ .

В частном случае для вакуумной перегородки толщиной h с радиусом R при давлении ΔP действующие напряжения, как следует из работы [1], могут быть определены из выражения:

$$\sigma_i = 0,25 \frac{E}{R^2} \left(\frac{3-\mu}{1-\mu} \right) \left[\frac{\Delta P R^4}{E h^2 \left(\frac{3-\mu}{1-\mu} - \frac{2}{3} \right)} \right]^{\frac{2}{3}}. \quad (6)$$

Экспериментальная проверка результатов определения долговечности материалов в вакуумных перегородках, проведенная на пленках из полиимида и его композициях со стеклотканью при интенсивности пучка протонов до $3 \cdot 10^{12}$ протон/имп., показала, что погрешность определения долговечности материалов в пределах $30,0\%$. По результатам расчетов, в частности, установлено, что материалы на основе полиимида толщиной $100 - 200$ мкм при интенсивности пучка $3 \cdot 10^{13}$ протон/имп. могут быть использованы в перегородках радиусом $50,0$ мм в каналах выведенных пучков ИФВЭ в течение 700 часов. Долговечность перегородок из титана толщиной 60 мкм в тех же условиях оказывается в $10 - 15$ раз выше.

В заключение авторы благодарят С.А. Черного за помощь в проведении экспериментов и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гузов М.М. и др. В сб. "Вопросы атомной науки и техники", серия: Проектирование и строительство, выпуск 2 (16), 1984, 81.
2. Гресь В.Н. и др. Препринт ИФВЭ, ОЭА 84-22, Серпухов, 1984.
3. Мохов Н.В. Препринт ИФВЭ ОРМ 82-168, Серпухов, 1982.
4. Кутателадзе С.С. и др. Справочник по теплопередаче. Госэнергоиздат, М, 1969.

ДОЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ ТЕПЛОВОЙ ДО 20 МэВ И ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ОТ 2 ДО 600 МэВ

В.Т.Головачик, В.Н.Кустарёв, В.Н.Лебедев, Е.Н.Савицкая, А.В.Санников

Институт физики высоких энергий, Серпухов

Международная комиссия по радиационной защите (МКРЗ)^{1/4/} рекомендует исходить при оценке радиационной опасности ионизирующих излучений из величины максимальной эквивалентной дозы (МЭД) в теле человека. Несмотря на первостепенное значение информации о дозовых характеристиках ионизирующих частиц для обеспечения радиационной безопасности на ядерно-технических установках, имеющиеся в литературе данные в ряде случаев довольно противоречивы. Причиной этого являются различия в методах расчета, конфигурациях фантома, используемых данных по сечениям взаимодействия и т.д. Цель данной работы заключалась в уточнении дозовых характеристик нейтронов с энергией от тепловой до 20 МэВ и протонов с энергией от 2 до 600 МэВ.

Дозовые характеристики моноэнергетических нейтронов. Расчетная программа создана на базе программы [1]. В программе расчета переноса нейтронов в трехмерной геометрии методом Монте-Карло использовалось поточечное задание энергетической зависимости сечений по данным [2]. Анизотропия упругого рассеяния нейтронов на ядрах C, N и O учитывалась в P_5 -приближении разложения по полиномам Лежандра. Двойные дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов в тепловой области энергий ($E_n < 0,4$ эВ) вычислялись по газовой модели. Перенос фотонов, образовавшихся в (n, γ) -реакциях, рассчитывался также методом Монте-Карло. Расчет поглощенных и эквивалентных доз в фантоме проводился в керма-приближении, данные по удельной керме и удельной эквивалентной керме в мягкой биологической ткани (МБТ) взяты из работы [3].

Выполнены расчеты глубинных дозовых распределений нейтронов при направленном облучении фантомов различных конфигураций: а) бесконечная пластина толщиной 30 см, б) бесконечный эллиптический цилиндр с осями 24 и 36 см, в) бесконечный круговой цилиндр диаметром 30 см, г) шар диаметром 30 см. Статистическая погрешность расчета МЭД нейтронов во всех случаях не превышала 5%. Полученные результаты показывают, что МЭД нейтронов при направленном облучении слабо зависит от конфигурации фантома. Максимальное различие составляет ~20% при $E_n < 10$ кэВ и связано, в основном, с изменением дозы фотонов в зависимости от размеров фантома. На рис.1а приведена энергетическая зависимость МЭД нейтронов в эллиптическом цилиндре, наиболее корректно моделирующем тело человека и взятом нами за основу, в сравнении с литературными данными [4-7].

Расхождения различных данных по величине МЭД достигают в отдельных случаях коэффициента 2. Рекомендации МКРЗ [4] при $E_n > 10$ МэВ основаны на результатах расчета [8] глубинных дозовых распределений нейтронов в круговом цилиндре с интервалом усреднения по глубине 2 см. Этим объясняется занижение МЭД по данным МКРЗ в диапазоне энергий 10 кэВ-1 МэВ. Занижение МЭД при энергии 20 МэВ связано с использованием интерполяции расчетных значений при энергиях 10 и 60 МэВ в рекомендациях МКРЗ. Наши данные при $E_n > 10$ кэВ удовлетворительно согласуются с рекомендациями НРБ-76, небольшие расхождения в пределах 15% обусловлены использованием различных данных по удельной эквивалентной керме ней-

тронов. Завышение МЭД нейтронов с энергиями менее 10 кэВ по данным [5] связано, по-видимому, с использованием приближенных методов расчета перекаса тепловых нейтронов и фотонов в работе [9], так как другими причинами эти различия объяснить не удастся. Результаты расчета МЭД в шаровом фантоме [6,7] близки к нашим данным во всем рассмотренном диапазоне энергий нейтронов, за исключением значения МЭД при энергии 0,3 МэВ, которое не подтверждается другими данными.

Сравнение рассчитанных в настоящей работе энергетической зависимости коэффициента качества моноэнергетических нейтронов на глубине локализации МЭД (рис.1б) с данными [4-7] показывает, что имеющиеся расхождения объясняются, в основном, различными видами причинами различий в величине МЭД. На рис.1в приведены значения МЭД нейтронов при изотропном облучении фантома в сравнении с данными [5-7]. В целом наши результаты удовлетворительно согласуются с данными [6,7], за исключением диапазона энергий $E_n < 10$ кэВ. Расхождения при этих энергиях связаны с малым экранированием вторичного γ -излучения шаровым фантомом. Этот факт показывает необходимость более точного учета конфигурации тела человека в расчетах дозовых характеристик проникающих излучений. В табл.1 приведены рекомендуемые для практического использования значения МЭД, коэффициента качества и коэффициента изотропности моноэнергетических нейтронов.

Дозовые характеристики моноэнергетических протонов. Расчет глубинных дозовых распределений протонов проводился по программе [10] методом Монте-Карло с учетом флуктуаций ионизационных потерь и многократного рассеяния. Вклад в дозу вторичных частиц, образовавшихся в неупругих взаимодействиях, рассчитывался по программе [11]. Расчеты выполнены для условий нормального облучения бесконечной титанезкивалентной пластины толщиной 30 см (стандартная геометрия).

Результаты расчета МЭД протонов в сравнении с рекомендациями МКРЗ и НРБ-76 и данными [11] приведены на рис.2а. Значения МЭД протонов с $E > 200$ МэВ по различным данным согласуются между собой в пределах 30%. В диапазоне энергий ниже 200 МэВ, наиболее важным с точки зрения обеспечения радиационной безопасности на высокоэнергетических ускорителях и в космосе, расхождения достигают двух порядков. Это объясняется тем, что данные МКРЗ получены с интервалом усреднения по глубине фантома 1 см. МЭД протонов по рекомендациям НРБ-76 систематически выше наших данных, максимальное различие составляет более 3 при $E=20$ МэВ. Результаты более поздней работы [11] хорошо согласуются с нашими данными во всем рассмотренном диапазоне энергий. Сравнение средних коэффициентов качества на глубине локализации МЭД (рис.2б) показывает, что небольшие расхождения по МЭД низкоэнергетических протонов объясняются различиями в коэффициентах качества. Результаты расчета МЭД протонов при изотропном облучении фантома в виде эллиптического цилиндра с осями 24x36 см и высотой 60 см приведены на рис.2в. В табл.1 представлены полученные в данной работе энергетические зависимости МЭД, коэффициента качества и коэффициента изотропности моноэнергетических протонов.

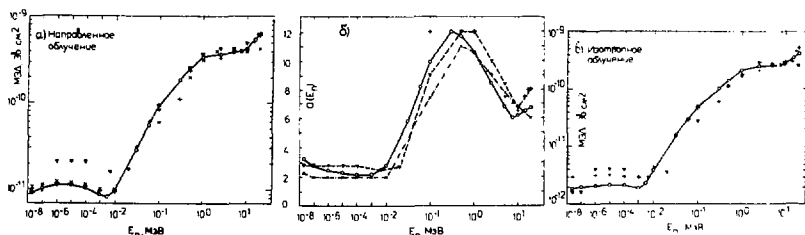
Нормирование предельно-допустимых потоков моноэнергетических протонов

Сравнение МЭД протонов при направленном и изотропном облучении фантома (рис.2в) показывает, что МЭД протонов для условий стандартной геометрии является чрезмерно консервативной основой при нормировании предельно-допустимых потоков протонов. Из данных, приведенных на рис.3, видно, что удобной аддитивной величиной, дающей оценку вклада протонов в МЭД с небольшой степенью консервативности, является для протяженных спектров протонов эквивалентная доза на поверхности фантома $H(0)$. Завышение вклада протонов в МЭД при использовании $H(0)$ составляет 13% и 33% в случаях одностороннего и двустороннего облучения, соот-

зетственно. Рис.2в показывает, что $H(0)$ является также хорошей оценкой МЭД моноэнергетических протонов в случае изотропного облучения. Рекомендуемые для практического использования значения $H(0)$ моноэнергетических протонов приведены в табл.1.

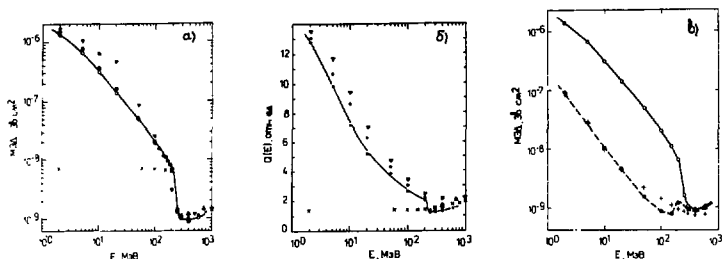
Таблица 1.
Дозовые характеристики моноэнергетических нейтронов и протонов

$E_n, \text{МэВ}$	МЭД, 10^{-11}Зв.см^2	Q	Ковэфф. изотр.	$E, \text{МэВ}$	МЭД, 10^{-9}Зв.см^2	Q	Ковэфф. изотр.	$H(0),$ 10^{-9}Зв.см^2
$2,5 \cdot 10^{-8}$	0,95	3,3	4,8	2	1400	12,7	16	94
10^{-7}	1,05	2,9	5,3	5	650	9,8	23	28
10^{-6}	1,15	2,5	5,5	10	300	7,2	30	9,6
10^{-5}	1,15	2,3	5,5	20	140	5,2	31	4,4
10^{-4}	1,05	2,2	5,0	50	50	3,8	33	2,2
10^{-3}	0,90	2,2	4,6	100	20	2,7	22	1,40
$3 \cdot 10^{-3}$	0,85	2,3	3,9	150	10,5	2,3	13	1,10
10^{-2}	1,00	2,8	2,5	200	6,50	2,0	5,4	0,96
$3 \cdot 10^{-2}$	2,90	5,8	2,0	250	1,55	1,2	1,6	0,85
$6 \cdot 10^{-2}$	5,50	8,0	1,9	300	1,00	1,2	1,1	0,79
0,1	9,50	10,0	1,8	400	0,95	1,3	1,1	0,73
0,3	19,0	12,0	1,7	600	1,00	1,5	1,1	0,77
0,5	25,0	11,7	1,7					
1,0	35,0	10,6	1,6					
2,5	37,0	8,4	1,6					
5,0	40,0	6,8	1,5					
7,5	40,5	6,0	1,5					
10,0	44,0	6,2	1,5					
15,0	55,0	6,5	1,5					
20,0	62,0	6,7	1,5					



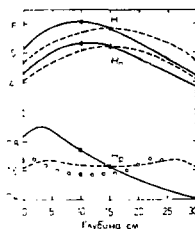
Р и с.1. Дозовые характеристики моноэнергетических нейтронов.

а) МЭД при направленном облучении фантома; б) коэффициент качества на глубине локализации МЭД при направленном облучении фантома; в) МЭД при изотропном облучении фантома. x - рекомендации МКРЗ /4/, w - рекомендации НРБ-76 /5/, + - данные /6,7/, —○— - данная работа.



Р и с.2. Дозовые характеристики моноэнергетических протонов.

а) МЗД при направленном облучении фантома: $\times$ - МКРЗ /4/, ∇ - НРБ-76 /5/, $\bullet$ - данные /11/, $-\circ-$ - данная работа, б) коэффициент качества на глубине локализации МЗД при направленном облучении фантома (обозначения те же); в) $-\circ-$ - МЗД при направленном облучении фантома, $-\bullet-$ - МЗД при изотропном облучении фантома, $+$ - эквивалентная доза на поверхности фантома при направленном облучении Н(6).



Р и с.3.

Глубинные распределения эквивалентной дозы при направленном облучении бесконечной пластины в поле высокоэнергетических адронов /12/, рассчитанные по данным /13/ в результате данной работы. H_p - доза протонов, H_n - доза нейтронов, H - полная доза, $-\bullet-$ - одностороннее облучение, $-\circ-$ - двустороннее облучение. $\circ$ - доза протонов при изотропном облучении эллиптического цилиндра.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Н.Лебедев, А.В.Санников. Препринт ИФВЭ 86-I, Серпухов, 1986.
2. Д.А.Медведев и др. Ядерно-физические константы взаимодействия нейтронов с элементами, входящими в состав атмосферы и земной коры, М., Энергоиздат, 1981.
3. А.Г.Алексеев и др. Препринт ИФВЭ 85-5, Серпухов, 1985.
4. ICRP Publication 21, New York, Pergamon Press, 1971.
5. Нормы радиационной безопасности НРБ-76, М., Атомиздат, 1978.
S.-Y. Chen and A.B.Chilton. Rad.Res., 1979, v.78, p.335.
A.B.Chilton and Y.-L. Shiue. In "Proc. of IV Symp. on Neutron Dosimetry", Brussel, 1981.
W.S.Snyder. In "Protection Against Neutron Radiation", NCRP Report 38 Report 38, Washington, 1971.
9. В.Г.Золотухин и др. Тканевые дозы нейтронов в теле человека, М., Атомиздат, 1972.
10. А.В.Санников и др. Препринт ИФВЭ 80-42, Серпухов, 1980.
11. Е.К.Гельфанд, Б.С.Сичев. Труды РТИ АН СССР, 1980, т.36, с.85.
12. А.Н.Калиновский и др. Прохождение частиц высоких энергий через вещество, М., Энергоиздат, 1985, с.183.
13. Е.А.Белогорхов и др. Препринт ИФВЭ 80-II7, Серпухов, 1980.

СПЕКТРАЛЬНО-УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЗА БИОЛОГИЧЕСКОЙ ЗАЩИТОЙ СИНХРОТРОНА ИФВЗ ПРИ ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНЫХ ПРОТОНОВ 70 ГЭВ

Г.И. Крупный, С.И. Кушцов, В.Н. Лебедев, В.Д. Майоров, В.Н. Пелешко,
Я.Н. Расцветалов

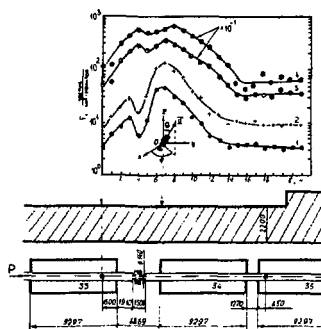
Институт физики высоких энергий, Серпухов

В отличие от нейтронного компонента смешанного излучения за защитой ускорителей, о котором имеется достаточно полное представление [1,7], сведений в литературе о заряженном компоненте, особенно на больших ускорителях, практически нет. В то же время известно, что даже небольшая примесь заряженных частиц способна существенно исказить показания детекторов, используемых для радиационного мониторинга. Известные из литературы данные о заряженном компоненте [8+10] получены при энергии первичного пучка, не превышающей 750 МэВ. При такой энергии еще можно без большой ошибки идентифицировать все заряженные частицы как протоны. При энергии Серпуховского ускорителя такое предположение неправомерно, поскольку, как показывают расчетные оценки [3,7], за защитой кроме протонов присутствуют в заметном количестве пионы, мюоны и электроны, обладающие отличной от протонов биологической эффективностью.

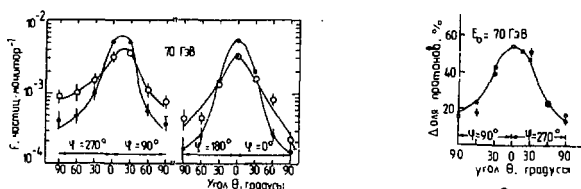
Для исследования характеристик заряженных частиц за защитой Серпуховского ускорителя разработан спектрометр, позволяющий идентифицировать на фоне других частиц протоны с энергией 20+400 МэВ. Спектрометр основан на одновременном измерении $\frac{dE}{dx}$ в детекторе удельных потерь и энерговыделения E частицы в Е-детекторе. Методика выделения протонов базируется на анализе двумерного распределения $\frac{dE}{dx} \cdot E$. Спектрометр состоит из телескопа сцинтилляционных счетчиков $\frac{dE}{dx}$ (T_1, T_2) и E ($E_1 + E_3$) детектора. Размеры детекторов $T_1 = 10 \times 10 \times 0,9$, $T_2 = 20 \times 20 \times 3$, $E_1 = 180 \times 100$, $E_3 = 240 \times 240 \times 20$ мм³. Порог регистрации вычислялся по пробегу частицами суммарной толщины сцинтилляторов и светоизоляции счетчиков T_1 , T_2 и составил в МэВ'ах по протонам 20 ± 1 , пионам $9,2 \pm 0,5$, мюонам $8,0 \pm 0,5$ и электронам $1,1 \pm 0,1$. Остальные характеристики спектрометра приведены в табл. I. Спектрометр работает в линию с ЭВМ СМ-4 /II/, что позволяет проводить многомерный анализ информации и тем самым решить задачу идентификации протонов. Разработанный пакет программ *on-line* обеспечения эксперимента кроме основной задачи - предварительной обработки результатов эксперимента - позволяет быстро устанавливать рабочий режим всех детекторов.

С помощью разработанного спектрометра проведено исследование спектрально-угловых распределений заряженных частиц за защитой над внутренней мишенью ускорителя (рис. I). Спектрометр размещался в максимуме 0 пространственного распределения флюенса адронов над орбитой пучка на высоте 90 см от поверхности защиты и вращался вокруг T_2 детектора. Угловые характеристики излучения измерены в двух плоскостях - $\varphi O Z$ (касательной) и $\chi O Z$ (перпендикулярной орбите пучка). По измеренным угловым распределениям (рис. 2а), вычислялись флюенсы F протонов 20+400 МэВ и всех остальных частиц $F = \frac{R^2}{S_1 \cdot S_2} \int \int N(q, \varphi) \sin \theta d\theta d\varphi$, где S_1 , S_2 - площади T_1 и T_2 детекторов; R - расстояние между ними; $N(q, \varphi)$ - функции углового распределения.

Рис. 1. Геометрия измерений за защитой. Кривые 1,2 - пространственные распределения флюенсов нейтронов и заряженных частиц на поверхности защиты вдоль орбиты пучка, 3,4 - флюенсы на высоте 90 см от поверхности. * - местоположение мишени. 33, 34, 35 - магнитные блоки ускорителя.



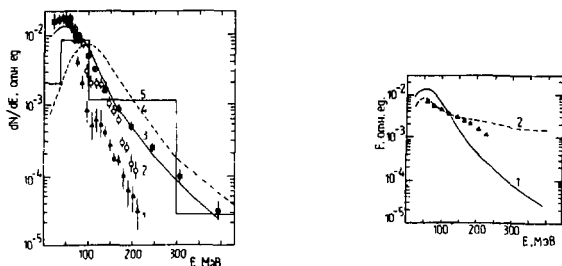
Р и с.2а. Угловые распределения протонов 20+400 МэВ и остальных заряженных частиц (○) в плоскостях XOZ и YOZ .



Р и с.2б. Содержание протонов в суммарном потоке заряженных частиц в зависимости от угла θ в плоскостях касательной YOZ (○) и перпендикулярной XOZ (●) орбите пучка.

Р и с.3а. Спектры протонов за защитой ускорителей.

Гистограмма - работа /3/, штриховая линия - /2/, ▲ и ○ - работа /8/. Кривая 3 - восстановленный спектр протонов, выходящих перпендикулярно из защиты, квадратами обозначен (■) полученный нами интегральный по углам спектр протонов.



Р и с.3б. Спектры протонов за защитой. Треугольниками обозначен спектр из работы /10/. Цифрой 1 - спектр протонов, выходящих перпендикулярно из защиты. Пунктир - спектр протонов той же экспозиции, когда все частицы приняты за протоны.

В ходе исследования обнаружено, что содержание протонов в суммарном потоке заряженных частиц (рис.26) изменяется в зависимости от угла θ .

Мониторирование экспозиций проводилось по нейтронам (детектор ^6LiI (LiI) в полиэтиленовом шаре ϕ 305 мм) и заряженным частицам (сцинтилляционный счетчик с порогом регистрации 4 МэВ). Коэффициент корреляции между показаниями мониторов нейтронов и заряженных частиц за верхней защитой ускорителя составил 0,92-0,98, что соответствует практически однозначной связи между нейтронами и заряженными частицами в данном поле излучения.

Для определения соотношения между заряженными частицами и нейтронами с $E > 20$ МэВ в точке измерения экспонировался углеродсодержащий детектор (реакция $^{12}\text{C}(n, \alpha n)^{11}\text{C}$), обсчет которого производился на типовой радиометрической установке /12/. При определении флюенса адронов предполагалось, что во время облучения детектора режим работы ускорителя стабилен. Вклад в активацию детектора от протонов в диапазоне 20+400 МэВ (реакция $^{12}\text{C}(p, p\alpha)^{11}\text{C}$) рассчитывался по измеренному спектру протонов, при этом считалось, что детектор точечный и заряженные частицы, отличные от протонов, его не активируют. Найденное соотношение флюенсов протонов 20+400 МэВ и нейтронов выше 20 МэВ составляет 4,3%, а всех заряженных частиц и нейтронов выше 20 МэВ - 9,4%.

Восстановление спектра идентифицированных протонов осуществлялось путем решения обратной задачи с использованием алгоритма программы *PENS* /13/. Используемые для восстановления градуировочные (аппаратные) функции получены экспериментально на протонах с энергиями 20+500 МэВ, выделяемых по времени пролета в пучке вторичных частиц ускорителя ИФВЭ. Процедура получения интегрального по всем углам спектра заряженных частиц заключалась в сложении с соответствующими весами спектров, полученных под разными углами θ .

На рис. 3а показаны восстановленные спектры протонов в сравнении с известными расчетными и экспериментальными спектрами. Из анализа данных следует, что приведенные спектры хорошо согласуются в области энергий протонов выше 150 МэВ (близки наклоны энергетических распределений). Разногласия наблюдаются в наиболее интересной с точки зрения радиационного воздействия области энергий протонов - меньше 100 МэВ. На рис.3б полученный нами спектр протонов сравнивается со спектром из работы /10/, полученным при предположении, что все зарегистрированные частицы - протоны. Восстановленный при таком же предположении наш спектр (показан на рис.3б пунктиром) близок к данным /10/, что может указывать на то, что жесткость спектра /10/ кажущаяся и объясняется примесью заряженных частиц, отличных от протонов.

Проведенные исследования заряженного компонента за двухметровой бетонной защитой при энергии первичных протонов 70 ГэВ позволяют сделать следующие выводы:

- угловые распределения протонов с энергией 20+400 МэВ носят более анизотропный характер, чем всех заряженных частиц;
- содержание протонов в потоке заряженных частиц изменяется при ориентации оси спектрометра под разными углами к поверхности защиты, причем максимальное значение достигается в максимуме углового распределения;
- хорошая корреляция показаний мониторов нейтронов и заряженных частиц свидетельствует о существовании генетической связи между нейтронами и заряженными частицами;
- соотношение флюенсов протонов 20+400 МэВ и нейтронов выше 20 МэВ в данной геометрии составляет 4,3%, а всех заряженных частиц и нейтронов - 9,4%.

- приведенные расчетные и экспериментальные спектры протонов хорошо согласуются в области энергий выше 150 МэВ, расхождение в области меньших энергий требует дальнейшего исследования.

Таблица I
Основные характеристики спектрометра

Эффективность регистрации	Телесный угол, стерад.	Угловое раз- решение	Энергетическое разрешение для протонов	
			38МэВ	400МэВ
99%	$5.3 \cdot 10^{-2}$	13.2%	27.6%	61%

Л и т е р а т у р а

1. В.Е. Алейников и др. ОИЯИ, I6-8583, Дубна, 1975.
2. Е.К. Гельфанд и др. В кн.: Труды радиотехнического института АН СССР, 1975, № 22, с.242.
3. В.П. Кричков и др. Препринт ИФВЭ 83-21, Серпухов, 1983.
4. Е.А. Белогорлов и др. Препринт ИФВЭ 85-148, Серпухов, 1985.
5. Н.В. Мохов, В.В. Фролов. А.Э., 1975, т.38, с.226.
6. Е.А. Белогорлов и др. Препринт ИФВЭ 84-106, Серпухов, 1984.
7. Н.В. Мохов, Б.Л. Потемкин, В.В. Фролов. А.Э., 1975, т.33, с.42.
8. K.Mamont-Ciesla, A.Rindi LBL-3343, Berkeley, 1974.
9. В.Е. Алейников, В.П. Гердт, Г.И. Тимошенко. А.Э., 1976, 41, с.332.
10. В.Е. Алейников и др. А.Э., 1980, 49, с.188.
11. В.Г. Кузьменко, Э.В. Осипов, В.Н. Пелешко и др. Препринт ИФВЭ 84-162, Серпухов, 1984.
12. А.И. Волынчиков и др. Препринт ИФВЭ 83-86, Серпухов, 1983.
13. Е.А. Белогорлов, В.П. Жигунов. Препринт ИФВЭ 83-54, Серпухов, 1983.

ПРОЕКТЫ НОВЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Председатель: А.А.Васильев
Секретарь: Д.Л.Новиков

Сессия 16

419/420

THE SUPERCONDUCTING SEPARATED ORBIT CYCLOTRON TRITRON

U. Trinks

Technische Universität München, Garching BRD

Introduction

At the Munich Accelerator Laboratory the Tritron is under construction^{1/}. It will be a booster for the existing MP tandem for the acceleration of heavy ions to specific energies up to ~ 20 MeV/u. The Tritron is a modern design of the separated orbit cyclotron SOC^{2,3/} with the magnets as well as the accelerating cavities superconducting. It is projected to be a prototype to demonstrate the feasibility of this type of cyclotron, which may be suited to overcome some limiting effects of the conventional cyclotron conception. There will be no axial focusing problems. In addition longitudinal focusing occurs. There are no injection and extraction problems at all. Thus continuous ion beams of high intensity and high quality with energies up to about ~ 600 MeV/u for $Q/A = 0.5$ seem within reach by connecting several separated orbit cyclotrons with increasing radii in series. Fig. 1 shows a plan view of a part of the existing accelerator laboratory together with the Tritron extension.

The Tritron design

The heart of the Tritron design is the magnetic bending system. It consists of 12 flat magnet sectors of 20° azimuthal width each, with injection at $r_1 = 70$ cm and extraction at $r_2 = 149$ cm (see fig. 2). The magnets of conventional sector cyclotrons have common gaps for all spiral orbits, and the magnetic flux is returned in C-shaped yokes. In the Tritron-magnets the large volume of magnetic field of this design is reduced by returning the magnetic flux between adjacent spirals. This leads to windowframe magnets bent along the individual turns, consisting of two current beams forming a coil inside a steel frame.

The magnetic field has to increase radially proportional to the relativistic mass increase as in conventional cyclotrons (condition of isochronism). But in contrast to cyclotrons with continuous field in radial direction the fields in the individual channels are independent of each other and may be chosen according to the requirements of focusing. Thus one gets transversal and longitudinal focusing as in synchrotrons.

The width of the channel magnets is given by the width of the gap and the current beams and by the thickness of the steel frame. As the tandem supplies the Tritron with beams of excellent quality (see below), an aperture of the channel magnets of ~ 12 mm seems to be adequate. If the steel stays sufficiently far from saturation, say $B \leq 1.5$ T, the coil current over the gap

height h is $I/h \leq 1200 \text{ A/mm}$. Thus a coil width of $\sim 3 \text{ mm}$ results, if the overall current density is $\bar{j} = 400 \text{ A/mm}^2$. This is easily attainable with superconducting coils because of the low field. If the steel frame has a thickness of 9 mm on each side and the width between the current beams is 16 mm , then the total width of the channel magnets is 40 mm .

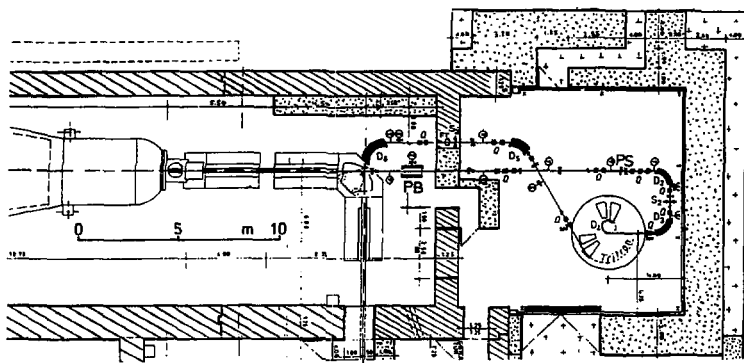


Fig. 1: Plan view of a part of the Munich accelerator facility.

Left side: High energy end of the tandem. Right side: Planned extension with the Tritron.
Bottom: To the existing experimental area. PB: Post-buncher, PS: Post-stripper.

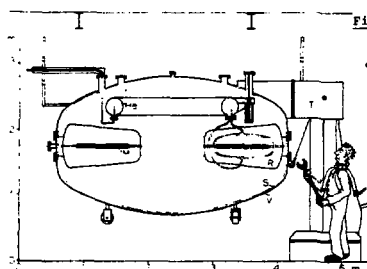


Fig. 2: Cross sections of the Tritron.

M: magnets, R: rf accelerating cavities,
I: injection magnet, V: vacuum vessel,
S: 80 K shield, He: support and liquid helium reservoir, T: support, ion beam: dotted.

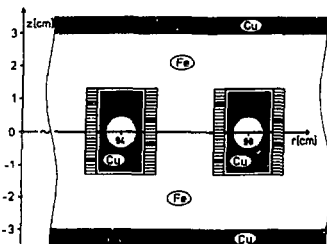
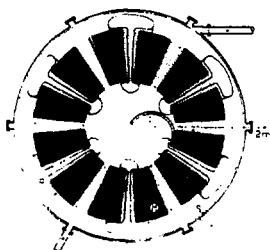


Fig. 3: Vertical cross section through a magnet sector showing two radially adjacent channel magnets.

Superconducting cable, Rutherford-type ($1.0 \times 3.3 \text{ mm}$ incl. insulation), 14 strands ($\varnothing 0.4 \text{ mm}$), $\text{Cu/NbTi} = 1.35$, $I_{\text{max}} = 1120 \text{ A}$ extra turn, made out of the same cable, functioning as gradient layer.

Fe: iron yoke; Cu: radiation shields

Thus each magnet sector of the Tritron is made up of 20 (respectively 19) neighbouring windowframe magnets. It is produced by milling 20 almost concentric slots with a distance of 4 cm in two sheets of steel and putting them together face to face, after having wound the coils inside each half (see fig. 3). The height of the magnets is 6 cm, the weight of one sector is ≤ 200 kp. The magnets are shielded from the ion beam by copper tubes inside the channels, and from heat input from outside by copper sheets enclosing each sector magnet separately, kept on a temperature below 4.5 K.

In order to achieve the turn separation of $\Delta r = 4$ cm the maximum voltage of the accelerating system has to be ~ 3 MV per revolution. This will be provided by 6 superconducting rf-cavities in every second intermediate sector. In three of the residual intersectors beam profile and position probes will be installed, and one is used for the incoming beam. The magnets and cavities hang on a torus shaped helium tank (270 l), which is the central cooling capacity of the system. The cavities are cooled by means of convective flow of helium in cooling pipes, the magnets by heat conducting bonds to their 4.5 K-shields. The whole machine is inside a large vacuum vessel ($\varnothing 3.6$ m). When the lower half of it is removed, immediate access is given to all parts. Thus intricate cryostats as well as vacuum chambers for the beam are avoided. In table 1 some more data are listed.

Table 1: Some Tritron Data

Injector	13 MV tandem
Max. energy: H^{1+} ($Q/A = 1$)	42.9 MeV
C^{6+} ($Q/A = 0.5$)	21.3 MeV/u
I^{33+} ($Q/A = 0.26$)	5.8 MeV/u
Energy gain factor	4.6 - 4.8
Injection radius r_i	70 cm
Extraction radius r_e	149 cm
Turn separation Δr	4 cm
Number of turns	19.7
Number of sectors N	12
Focusing principle	alternating gradients
Number of periodicity N_p	6
Sector angle of a magnet α	20°
Bending field $B_{\max}$	≤ 1.5 T
RF frequency ω_{rf}	$160 \text{ MHz} \pm 3\%$
Harmonic number h	≥ 17
Number of cavities	6
Voltage per cavity $U_{\max}$	500 kV

The magnet design

The coils consist of 24 turns of a cable with the dimensions 0.7 mm x 3.0 mm, made up of 14 strands ($\varnothing = 0.4$ mm, Cu/NbTi = 1.35). For $B = 1.5$ T the cable current is 1320 A, which is about 30% of the critical current at 4.2 K corresponding to a critical temperature of ~ 7 K (see fig. 4).

This rather low current is chosen to ensure a safe operation against quench because of the large number of magnets (236) of the system.

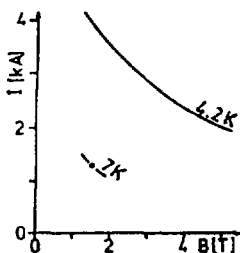


Fig. 4: The critical current of the Tritron cable as function of B at 4.2 K, and the maximum working point at 1320 A/1.5 T.

The cable is insulated with two layers of prepreg. The halfcoils (12 turns) are wound into the slots of the steel sheets and then potted immediately in their final position, so that they are fixed to the steel. The ends of the coils are of the bedstead type. A local

radial field gradient $\partial B/\partial r \approx \pm 0.05$ T/cm, alternating from sector to sector, provides for strong focusing in both radial and axial direction. The coil for generating the field gradient is made up of the 9th pair of conductors (counting from the central plane $z = 0$) of the left current beam in the channel and the 4th of the right one (or vice versa). The field of fig. 5 was calculated by means of the code POISSON. The higher order terms are sufficiently small not to disturb the beam dynamics.

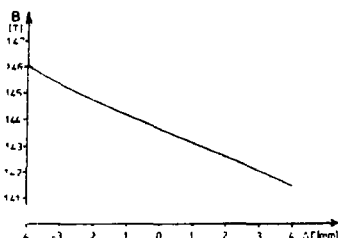


Fig. 5: $B(r)$ at $z = 0$ for no current in the gradient-coil and $I = 1290$ A in the main coil.

According to the relativistic mass increase of the ions the field and thus the current has to increase from one channel to the next. The maximum total difference of currents is less than 40 A. The current of each channel must be controllable individually. Nevertheless, only one power supply is needed, if all coils are connected in series, each supplied with a cold dump resistor and a superconducting switch in parallel (see fig. 6). The switches are put between the ends of one of the strands of the cable with superconducting joints, thus forming a loop with excellent coupling to the coil (dotted in fig. 6). Thus a current variation by the power supply causes field variations only in those channels, in which the superconducting switches are in the normal conducting state. In all other magnets with the switches superconducting the fields are kept constant because of induced currents in the superconducting loops. The switch consists of a superconducting wire with a Cu 90 Ni 10 matrix (ϕ 0.4 mm, matrix NbTi = 1.4, $I_{c,90} = 90$ A, resistance at 10 K $16 \text{ m}\Omega/\text{cm}$, see fig. 7). More details about the magnet system are reported in ¹⁴.

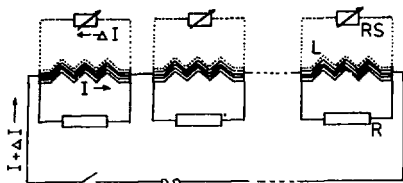


Fig. 6: Scheme of the 236 magnet coils
 $L = 0.13 \dots 0.25$ mH, dump resistors
 $R = 0.1$ m Ω and supercond. switches
 $RS = 0/50$ m Ω connected with supercond. joints to one of the strands of the cable.

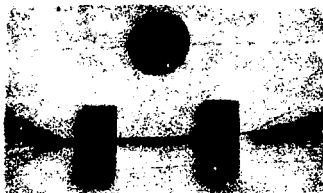


Fig. 7: Superconducting switch wire, the supercond. filaments etched bare at the ends. The wire is soldered on two cooling blocks (Cu) and supplied with heating windings between them.

The accelerating cavities

The rf accelerating system has to provide a maximum voltage per turn of 1.45 MV at injection and 3 MV at extraction. Because there are six cavities, the maximum voltage per cavity is 500 kV. Due to the longitudinal focusing high harmonic numbers $h = \nu/\nu_0 \geq 17$ and thus high rf-frequencies $\nu \approx 160$ MHz become practicable. As a consequence the required frequency range for acceleration of different ion beams with different revolution frequencies ν_0 is rather small: $\Delta\nu/\nu \lesssim \pm 3\%$. The cavities of the reentrant type - driven in the TM 010 mode - consist of two parts joined in the orbit plane (see fig. 8). The radial length is 120 cm, the maximum height 70 cm, the gap length 4 to 8 cm, and the gap width in the radial direction is ~ 85 cm. The measured radial voltage distribution $U(r)$ in relative units is shown in fig. 9. The frequency of ~ 160 MHz could be changed up to $\pm 3\%$ by mechanical deformation, as the measurement from fig. 10 shows. However, after some 100 cycles the copper walls of the cavity showed chaps at positions with strong stress. Therefore either the frequency range has to be reduced or some distinct pieces of the cavity walls have to be made of elastic material, which act as bellows.



Fig. 8: The Tritron prototype cavities.

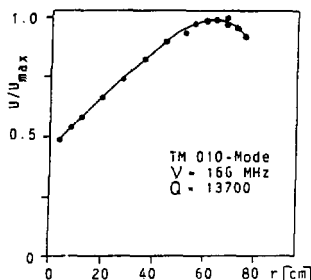


Fig. 9: The radial voltage distribution $U_0(r)$ in relative units.

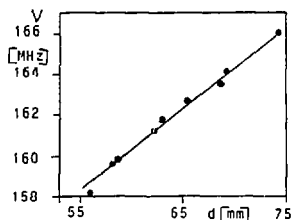


Fig. 10: The frequency in dependence of the gap width at the extraction radius.

For normal conducting cavities made from copper the shunt impedance would be $\sim 4 \text{ M}\Omega$ and the total dissipated heat some 100 kW. When using rf superconductivity, a surface resistance of $R_s = 3 \times 10^{-7} \Omega$ would cause heat losses of 6 W per cavity (at a maximum voltage of 500 kV).

Compared to other superconducting cavities built so far the Tritron cavities are large and of no rotational symmetry. The cavities will be produced of CFHC copper,

6 mm thick, which will be electroplated with thin layers of lead alloy PbSn as superconductor. This design has two advantages. First, due to the good thermal conductivity of the copper the cavities can be cooled indirectly by means of pipes, thus complex bath cryostats are avoided. Second, because of the large surfaces ($\sim 3 \text{ m}^2$ per cavity) there is a rather high probability for surface defects, where heat is dissipated and may limit the field level, depending on the size of the defects. Since the superconducting layer is at most some 10^{-3} mm thick, the heat dissipated in the defects is led away very well. So rather large defects are acceptable, respectively the field level may be rather high.

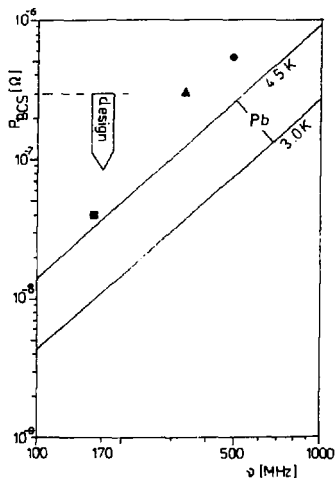


Fig. 11: Surface resistance R_{BCS} of lead at 4.5 and 1 K (solid lines) and the design limit at $R_s = 3 \times 10^{-7} \Omega$ (dotted line). Big dots: surface resistances R_s measurements of three resonators electroplated with PbSn at 4.5 K: $\blacksquare$ at 149 MHz from Stony Brook^{6/}, $\blacktriangle$ at 325 MHz from Heidelberg^{7/} and $\bullet$ at 490 MHz from Munich^{8/}.

The rf surface resistance can be represented by two terms $R_s = R_{\text{BCS}} + R_{\text{RES}}$. First, according to the BCS theory $R_{\text{BCS}}(\nu, T)$ decreases strongly with decreasing frequency ν and temperature. The R_{BCS} of lead^{5/} is shown in fig. 11 for 4.5 and 3 K

(continuous lines). At 170 MHz $R_{BCS} \approx 4 \times 10^{-8} \Omega$ for 4.5 K and $\sim 10^{-8} \Omega$ for 3 K, respectively. In any case, R_{BCS} is small compared to the demanded surface resistance $R_s = 3 \times 10^{-7} \Omega$ (broken line in fig. 11). Therefore the temperature of the cavities need not be less than 4.5 K, so boiling helium suffices. The second contribution to R_s , the residual resistance $R_{RES}(\nu)$, is independent of temperature. R_{RES} is caused by many different effects, which are expected to depend upon the frequency as ν^α with different exponents α . R_{RES} may be caused, for instance, by surface irregularities, magnetic background field or dielectric layers from oxidation or adsorbed gases.

As superconductor PbSn-alloy is preferable to pure lead because the alloy is easier to electroplate, and a chemical polishing procedure can be omitted. The PbSn-surfaces were shown to stay stable even after long term exposure to air. With a test cavity of the reentrant type ($\varnothing$ 44 cm, gap 10 cm, 490 MHz, TM 010 mode), which was covered with 1 - 2 μ m 95% Pb and 5% Sn, the maximum voltage was 600 kV, corresponding to a peak of 7.9 MV/m at the surface some cm off-axis^{/8/}. Above this value field emission started. There were no multipactoring problems. The surface resistance was $5.3 \times 10^{-7} \Omega$ at 4.5 K, which is somewhat larger than the R_{BCS} value for pure lead (see fig. 11). There are two other measurements of the surface resistance R_s at 4.5 K of PbSn-plated quarter wave resonators with $R_s = 4 \times 10^{-8} \Omega$ at $\nu = 149$ MHz from Stony Brook^{/6/} and $R_s = 3 \times 10^{-7} \Omega$ at $\nu = 325$ MHz from Heidelberg^{/7/}. From these results it seems not unlikely to achieve with the Tritron cavities surface resistances below the design value of $3 \times 10^{-7} \Omega$.

Beam dynamics

In the separated orbit cyclotron the ions have to follow a given spiral orbit with fixed turn separation Δr . Therefore they have to see a well defined voltage gain per turn

$$\Delta U(r) = U_0(r) \cdot \sin \varphi(r)$$

depending on the mean radius $r = \text{turn length} / 2\pi$. φ is the phase of the ion bunch relative to the rf-voltage. $\Delta U(r)$ has to increase by a factor of ~ 2 from the injection to extraction radius. The measured radial distribution of the voltage amplitude $U_0(r)$ of the cavity shows this increase at least approximately (see fig. 9). The correct radial dependence of the voltage gain $\Delta U(r)$ one gets by a proper choice of the phase $\varphi(r)$, typically starting with $\sim 55^\circ$ at injection and ending with $\sim 64^\circ$ at extraction after a minimum at $\sim 43^\circ$ in between (caused by the maximum of $U_0(r)$ in fig. 9). The exact course of $\varphi(r)$ can be achieved by adjusting the magnetic bending fields properly, with other words by well defined disisochronisation of the field at the central orbit (typically $\Delta B/B_{iso} < 10^{-3}$).

Due to the phase $\varphi \neq 90^\circ$ and the strong nonisochronism of the bending field for off-momentum particles longitudinal focusing occurs. This focusing is strong compared to the longitudinal focusing strength in synchrotrons due to the extraordinary large voltage amplitude, needed for the large turn separation Δr . In contrast to the synchrotron in the separated orbit cyclotron the longitudinal focusing strength is comparable to the radial focusing strength. Thus in the equations of motion the term describing the coupling between the radial and

longitudinal motion operates effectively, leading to a mutual dependence of the radial betatron frequency ν_r and the longitudinal synchrotron frequency ν_s . Both frequencies can be obtained as the two solutions of a quadratic equation (which is a generalisation of the usual formulas for synchrotrons in case of large longitudinal focusing strength). If the term under the root of the solutions vanishes, one has $\nu_r = \nu_s$ and the radial motion becomes unstable. To overcome this problem the radial focusing strength has to be sufficiently strong compared to the longitudinal focusing strength. Therefore in the Tritron strong focusing with alternating gradients in succeeding magnet sectors is needed. With a field gradient $\partial B / \partial r = \pm 0.05$ T/cm inside the magnet channels the oscillation numbers per turn ν_r , ν_z and ν_s are expected to be typically 1.4, 0.5, and 0.3 respectively and at the extraction typically 1.6, 1.1, and 0.2 respectively^{/9/}.

The tandem injector delivers ion beams of high quality. Typically for ^{12}C at $T_{\text{max}} = 4.5$ MeV/u the area of the longitudinal phase ellipse is $\pi \cdot \Delta T \cdot \Delta t = \pi \cdot (10 \text{ keV/u}) \cdot (50 \text{ psec})$ and the emittances are $\epsilon_{r,z} = 2\pi \text{ mm mrad}$. The beam transfer line between the tandem and the Tritron has been designed to achieve optimal matching (see fig. 1). The total radial beam width in the Tritron is expected to be less than 4 mm.

Present status

The vacuum vessel is completed and fixed at the final position. The 80 K-shield is mounted inside the vacuum vessel. The torus shaped helium vessel is delivered. So the cryostat is almost ready for testing the prototype cavity or magnets. For milling the steel sheets of the magnet sectors a large computer controlled milling machine was bought. The coil formers for the prototype magnets consisting of three channels are manufactured. For a reproducible production of the many coils a computer controlled winding table - for the time being for the prototype magnets only - has been constructed with the cable drum stationary and the coil former rotating. Successful winding tests were performed (see fig. 12). The potting procedure is developed. A field measuring system for the prototype channel magnets is ready. The development of all main elements for the

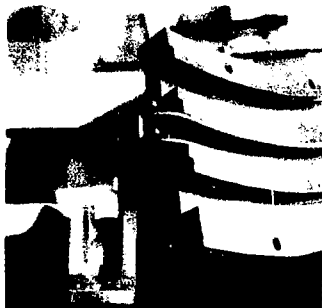


Fig. 12: Half a coil and the bedstead end, wound by the computer controlled winding machine.

current control system - superconducting switches and contacts and cold zero - current detectors - is finished. The prototype Tritron-cavity is polished and electroplated with PbSn. We expect the tests of the superconducting properties in the near future.

Acknowledgments

The progress made on the Tritron project is the result of a collaboration of the Sektion Physik, Ludwig-Maximilians-Universität and of the Physik-Department, Technische Universität München. Contributions stem from W. Asmann, U. Buhl, L. Dietl, G. Graw, T. Grundey, G. Hinderer, E. Kellner, H.J. Körner, J. Labedzki, A. Platzer, B. Rehm, K. Rieger, C. Rieß, R. Savoy, S. Skorka, H. Seeger, E. Smolic, M. Wandinger and W. Wiedemann. S. Silaew from the Electrotechn. Institut of Leningrad joined the group for about one year. Work supported by Ministry of Research and Technology Federal Government, FRG.

References

1. U. Trinks, W. Asmann, G. Hinderer, NIM A244 (1986) 273 and G. Hinderer, U. Trinks, NIM A244 (1986) 283.
2. F.M. Russel, NIM 23 (1963) 229.
3. J.A. Martin, IEEE-NS-13 (1966) 288.
4. W. Asmann, G. Hinderer, J. Labedzki, F. Nolden, A. Platzer, B. Rehm, R. Savoy, U. Trinks, Proc. 9th Int. Conf. Magnet Technology, Zürich 1985, p. 76.
5. J. Halbritter, Z. Phys. 238 (1970) 466.
6. J.M. Brennan, R. Coughlin, J. Hassstedt, J.W. Noe, P. Paul, R. Pillay, A. Scholldorf, J. Sikora, G.D. Sprouse, IEEE-NS-32 (1985) 3122.
7. M. Steck, Internal Report MPI Heidelberg - 1985 - V23.
8. L. Dietl, K. Rieger, U. Trinks, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-32 (1985) 3605.
9. G. Hinderer, Proc. Int. Conf. on Cyclotrons and Applications, Tokyo, Oct.86, to be published.

УСКОРИТЕЛЬНО-НАКОПИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ИФЭЭ
(СОСТОЯНИЕ ДЕЛ И РАЗВИТИЕ)

А.И.Агеев, В.Н.Алферов, В.И.Балобанов, В.И.Григасов, Г.Г.Гуров,
Ю.П.Дмитровский, А.Ф.Дунайцев, В.В.Екстратов, О.В.Кураев, В.Н.Лебедев,
А.А.Логунов, К.П.Мызников, В.Г.Роговинский, Л.Д.Соловьев, И.И.Сулыгин,
Н.М.Тараканов, Ю.С.Фадотов, Б.К.Шамбель, В.А.Ярба

Институт физики высоких энергий, Серпухов

А.Д.Артемов, С.Н.Васильев, В.А.Глухих, О.А.Гусев, В.В.Иванов,
Б.Г.Карасев, М.Н.Кослякин, И.Ф.Малышев, И.В.Мозин, А.В.Никифоровский,
В.И.Перегуд, О.Б.Сенченко, П.В.Смирнов, В.А.Титов

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

А.А.Васильев, Г.П.Воронцов, Е.Д.Макеев, Ф.З.Ширяев

Государственный комитет по использованию атомной энергии, Москва

1. Основные характеристики УНК

Сооружение ускорительно-накопительного комплекса ИФЭЭ ведется в соответствии с ранее сообщавшимся проектом [1]. Структура и параметры УНК выбраны с учетом возможности работы как в режиме ускорения, так и в режиме встречных пучков [2]. В проекте предусмотрены следующие возможности:

- ускорение протонов до энергии 3 ТэВ для экспериментов с неподвижными мишенями;
- встречные протон-протонные пучки с энергиями $0,4 \times 3$ ТэВ, что позволит получить в системе центра масс энергию 2,2 ТэВ;
- дальнейшее повышение энергии встречных пучков до 6 ТэВ в с.ц.м.

На рис.1 показана схема магнитной структуры УНК. Четыре прямолинейных промежутка СПИ 2,3,5,6 длиной по 490 м предназначены для экспериментов со встречными пучками. Технологические промежутки СПИ 1,4 имеют длину по 800 м. В СПИ 1 сосредоточено основное оборудование систем ввода, ускорения, локализации потерь и аварийного сброса пучка. Вывод пучка осуществляется из промежутка СПИ 4, в котором сосредоточено все выводное оборудование и основные средства защиты сверхпроводящих магнитов от облучения.

Инжектором УНК является существующий протонный синхротрон с энергией 70 ГэВ (У-70), интенсивность которого планируется повысить до $5 \cdot 10^{13}$ протонов за цикл. Пучок из У-70 инжектируется в первую ступень УНК (УНК-1), представляющую собой ускоритель с обычными магнитами. Максимальная энергия частиц в УНК-1 равна 600 ГэВ в режиме ускорения и 400 ГэВ в режиме встречных пучков. Периметр УНК-1 в 14 раз превышает периметр У-70, поэтому накопление пучка осуществляется путем многократной инжекции. Для этого пучок, ускоренный в У-70, предварительно группируется на частоте ускоряющего поля УНК 200 МГц и накапливается в УНК-1 до интенсивности $6 \cdot 10^{14}$ протонов, для чего потребуется 12 импульсов инжекции в течение 71,5 с. Часть периметра УНК останется незаполненной пучком, что дает возможность образовать интервалы, необходимые для облегчения работы вводных и выводных устройств. После накопления производится

ускорение пучка в УНК-1 и однооборотный перевод его в сверхпроводящую вторую ступень УНК (УНК-2), где он ускоряется до энергии 3 ТэВ. Цикл УНК-2 состоит из ускорения пучка в течение 40 с, вывода в течение 40 с и спада поля в течение 40 с.

УНК-1 расположен в тоннеле над сверхпроводящим кольцом УНК-2 (рис.2). В плане идеальные орбиты этих ускорителей точно совпадают. Размеры тоннеля выбраны с таким расчетом, чтобы в будущем в нем можно было разместить дополнительный сверхпроводящий накопитель УНК-3. Это позволит получить встречные протон-протонные пучки с энергией 6 ТэВ в с.д.м. Орбиты УНК-2 и УНК-3 расположены в одной горизонтальной плоскости. Чтобы осуществить их пересечение в четырех прямолинейных промежутках, предназначенных для встреч, производится перевод пучков с одного края тоннеля на другой (рис.1). В этих же прямолинейных промежутках предусмотрена возможность организации встреч протонных пучков $6,4 \times 3$ ТэВ. В этом случае пересечение пучков будет происходить в вертикальной плоскости.

Параметры УНК в ускорительном режиме приведены в табл.1.

Т а б л и ц а 1

Параметры УНК в ускорительном режиме

Параметр	УНК-1	УНК-2
Максимальная энергия, ГэВ	600	3000
Энергия инжекции, ГэВ	70	400-600
Длина орбиты, м	20771,8	20771,8
Максимальная напряженность магнитного поля, Т	1	5
Напряженность магнитного поля при инжекции, Т	0,116	0,67-1
Время ускорения, с	11	40
Суммарная амплитуда ускоряющего напряжения, МВ	6	11
Максимальный прирост энергии за оборот, МэВ	2,1	6
Критическая энергия, ГэВ	42	42
Максимальная величина ρ -функции в регулярной части, м	152	152
Максимальная величина ρ -функции на участке вывода, м	400	784
Максимальная величина ψ -функции в регулярной части, м	2,43	2,43

Размер области хорошего поля в УНК-2 составляет ± 3 см, что удовлетворяет условиям ускорения, накопления и вывода пучка [3]. Для уменьшения взаимодействия пучка высокой интенсивности с вакуумной камерой она выполнена на всем протяжении гладкой, а все имеющиеся полости закрыты лайнерами.

Большое внимание уделено разработке мер по уменьшению радиационного облучения сверхпроводящих магнитов УНК-2 за счет потерь пучка при ускорении. Накопление пучка производится в УНК-1, оборудование которого менее чувствительно к радиации. В обеих ступенях УНК создаются системы локализации потерь пучка, расположенные в СП-1, а также системы формирования змеевика [4]. В случаях нарушения нормального режима ускорения будет производиться аварийный вывод пучка из ускорителя в специальную ловушку [5].

Предусматривается три режима вывода пучка из УНК-2: медленный вывод в течение 40 с, быстрый резонансный вывод 10 импульсов длительностью 1-2 мс с интервалом 3 с по $6 \cdot 10^{13}$ протонов и однооборотный вывод. Медленный вывод будет осуществляться с использованием нелинейного резонанса 3-го порядка. Одновременно с медленным может производиться многократный быстрый резонансный вывод. Расчетная эффективность вывода составит 99 %. При быстром выводе пучка с такой эффективностью возникают проблемы, связанные с радиационным разогревом СП магнитов, расположенных вблизи выводного участка, из-за неизбежных потерь протонов на выводных устройствах. Разработаны специальные меры защиты магнитов, расположенных в радиационно-опасных местах [6]. Они позволят уменьшить радиационный разогрев обмоток магнитов до приемлемого уровня. Учитывая неопределенность в эффективности вывода, для обмоток этих магнитов температурный запас по критическому току взят не менее 0,5 К [7].

Для выбранных параметров магнитного цикла средняя мощность, потребляемая комплексом, равна 120 МВт при пиковой мощности 200 МВт. Мощность криогенной системы равна 50 кВт на температурном уровне 4,2 К.

2. Встречные пучки в УНК

Оптическая схема промежутка с малой β -функцией для встречных пучков pp с энергиями 0,4 x 3 ТэВ показана на рис.3. Расположение магнитооптических элементов симметрично относительно центра промежутка, поэтому на рисунке показана только его левая половина.

Накопление пучка с энергией 70 ГэВ в УНК-1 будет производиться так же, как в режиме с неподвижной мишенью. Вначале отклоняющий магнит M будет выключен, так что пучок пойдет по трассе T1 в обход детектора. После завершения накопления пучок будет ускорен до энергии 525 ГэВ и переведен в УНК-2, где он пойдет по трассе T2. Система перевода находится в СП 4.

После этого магнит M будет выключен, и произойдет новое накопление пучка с энергией 70 ГэВ в УНК-1. При этом пучок пойдет по трассе T1 в направлении, противоположном первоначальному. После завершения накопления пучки в обеих ступенях будут синхронно ускорены до конечных энергий, причем в любой момент времени энергии пучков в УНК-1 и УНК-2 будут относиться как 1:7,5.

На рис.4 показаны амплитудные функции бетатронных колебаний. Они изменяются в течение цикла. Пунктирные линии относятся к этапам накопления и ускорения пучков. При этом максимальные значения амплитудных функций в промежутке имеют почти такую же величину, как в регулярной части структуры. Это позволяет при умеренных аперттурах магнитооптических элементов построить канал с аксептансом, равным аксептансу регулярной части. После ускорения пучков до максимальных энергий их эмиттансы уменьшатся в 5,7 раз, что позволит увеличить максимальные значения амплитудных функций. Перестройка будет производиться путем изменения токов возбуждения квадрупольных линз. Амплитудные функции для режима встреч показаны на рис.4 сплошными линиями. На всех этапах набора фаз бетатронных колебаний в пределах промежутка равны 4Т по обоим направлениям. В режиме встреч отсутствует вертикальная дисперсия орбит как в пересечении, так и в регулярной части магнитной структуры. Необходимость подавления дисперсии привела к довольно сложной форме трасс T1 и T2. Горизонтальная дисперсия подавлена во всех СП с помощью примыкающих к ним специальных участков магнитной структуры [2].

Основные параметры встречных пучков pp с энергиями 0,4 x 3 ТэВ представлены в следующей таблице.

Таблица 2

Параметры встречных протон-протонных пучков

Параметр	УНК-1	УНК-2
Максимальная энергия, ГэВ	400	3000
Полная интенсивность	$2,4 \cdot 10^{14}$	$2,4 \cdot 10^{14}$
Число ступок	$1,2 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^4$
Число частиц в ступке	$2 \cdot 10^{10}$	$2 \cdot 10^{10}$
Инвариантный поперечный эмиттанс, χ/z , мм.мрад	20/20	20/20
Инвариантный продольный эмиттанс ступки, МэВ/с.м	10	10
β -функция в пересечении, χ/z , м	0,4/0,4	3/3
Диаметр пучка в пересечении, мм	0,27	0,27
Длина ступки при максимальной энергии, см	18	12
Расстояние между ступками, м	1,5	1,5
Длина области взаимодействия, см		15
Светимость, $\text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$		$1 \cdot 10^{32}$
Число событий на столкновение		0,05
Сдвиги бетатронных частот при встречах		$0,8 \cdot 10^{-3}$
Длина свободной зоны для детектора, м		± 12

При выбранных параметрах пучки в области взаимодействия имеют круглые сечения с одинаковыми диаметрами. Пучки пересекаются под углом ~ 1 мрад в вертикальной плоскости.

Отметим, что требования к фазовому объему ступок в режиме встреч значительно жестче, чем в режиме с неподвижной мишенью. Это связано с необходимостью уменьшения размеров области взаимодействия и повышения светимости. Чтобы удовлетворить этим требованиям, предполагается использовать однооборотную инжекцию в бустер ускорителя У-70, хотя это и сопряжено с потерей интенсивности.

Дальнейшее развитие УНК пойдет по пути создания встречных пучков 3×3 ТэВ. Сооружение в тоннеле сверхпроводящего накопительного кольца УНК-3 позволит организовать встречные пучки пр и достичь энергии 6 ТэВ в с.ц.м. Рассмотрена возможность осуществления в УНК встреч $p\bar{p}$ [8]. Предварительные проработки показали, что при использовании в качестве инжектора существующего ускорителя У-70 в пр-встречах может быть получена светимость порядка $10^{32} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, в $p\bar{p}$ -встречах — порядка $10^{30} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$.

3. Разработка сверхпроводящих магнитов

В ИФВЭ продолжалась разработка конструкции сверхпроводящих диполей УНК [9,10]. Для исследований полномасштабных моделей в циркуляционном режиме охлаждения был создан стенд (рис.5). Он предназначен для испытаний как одиночных магнитов, так и пелочки последовательно соединенных магнитов. Криогенная схема стенда позволяет производить в режиме автоматического регулирования охлаждения и отогрев, а также криостатирование магнитов как одночазным, так и двухчазным потоками гелия.

Исследования в циркуляционном режиме охлаждения проводились в условиях, близких к рабочим условиям УНК. Охлаждение диполи производилось потоком

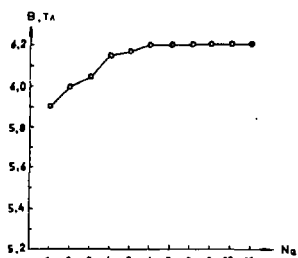


Рис. 6. Кривая тренировки полномасштабной модели СП диполя.

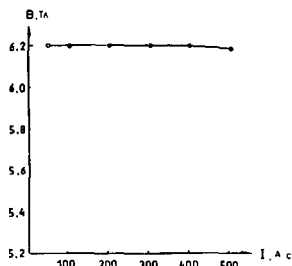


Рис. 7. Зависимость максимального поля в центре СП диполя от скорости ввода тока.

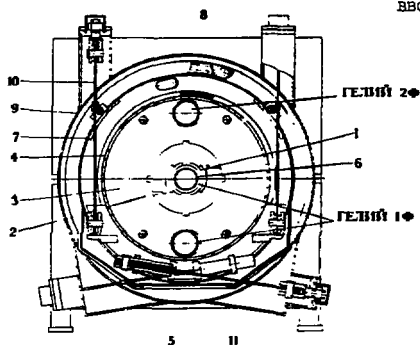


Рис. 8. Поперечное сечение диполя с холодным магнитным экраном.

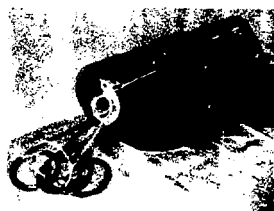


Рис. 9. Короткая модель СП диполя с холодным магнитным экраном.

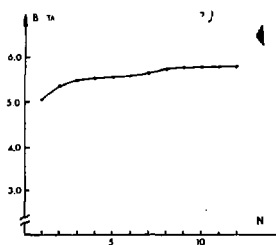


Рис. 10. Кривая тренировки (а) и скоростная зависимость (в) короткой модели СП диполя с холодным магнитным экраном.

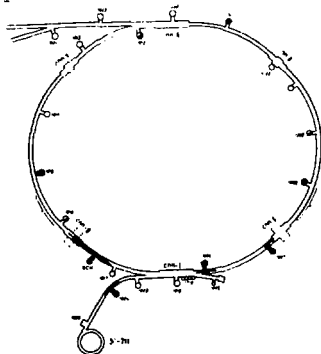
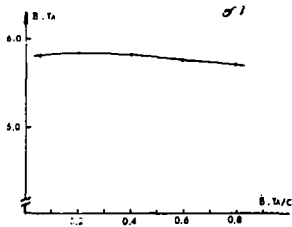


Рис. 11. Схема подземных сооружений УНК и состояние работ. Затемнены выполненные участки тоннеля УНК.

однофазного гелия с общим расходом около 100 г/с при температуре на входе в криостат 4,2 К. Тренировка всех магнитов идет в полях, значительно превышающих величину рабочего поля УНК 5 Т. Типичная кривая тренировки дана на рис.6. Через 5-7 переходов поле в центре апертуры достигает максимального значения 6,2 Т. Измерения гармонического состава магнитного поля при различных уровнях поля показали, что отклонения относительных величин гармоник от допустимых значений на величину $1 \cdot 10^{-4}$ начинается при полях, превышающих 6 Т. Таким образом, запас по критическому току и механическая стабильность диполей при рабочем поле 5 Т являются удовлетворительными.

На рис.7 приведена зависимость максимальной величины поля в апертуре от скорости ввода тока в магнит. Она удовлетворяет всем требованиям в рабочем цикле и при аварийном выводе энергии. Нагрузка перехода ($\int i^2 dt$) при искусственном переводе диполей в нормальное состояние с помощью нагревателей не превышала $6 \cdot 10^6 \text{ А}^2 \cdot \text{с}$, а соответствующая максимальная температура обмотки не превышала 130 К, что меньше допустимого значения.

Динамические тепловые потери в диполе в рабочих циклах УНК составили 1,2 Вт/м. Измеренная величина статических теплопритоков в режиме охлаждения однофазным гелием составила $2,5 \pm 0,8 \text{ Вт/м}$.

В настоящее время проводятся испытания цепочки последовательно соединенных диполей с теплым магнитным экраном. Их целью является изучение процессов теплообмена и гидравлики в магнитах, процессов эвакуации энергии и гелия при аварийном переходе в нормальное состояние, моделирование возможных схем захлаживания и отогрева и т.п.

Конструкция диполя с теплым магнитным экраном обладает определенными недостатками. К ним следует отнести большую величину статических теплопритоков и сложность конструкции криостата. Этих недостатков можно избежать в конструкции диполя с холодным магнитным экраном. Чтобы сделать обоснованный выбор конструкции диполя для серийного производства, в ИФЭ параллельно велась разработка такого диполя. На рис.8 показано его поперечное сечение. По-прежнему за основу взята двухкатушечная обмотка оболочечного типа. Для снижения расхода сверхпроводника уменьшены диаметры обмотки и магнитного экрана. С учетом предполагаемого повышения критической плотности СП проводов до $2,3 \cdot 10^5 \text{ А/см}^2$ это позволит уменьшить потребное количество СП материала приблизительно на 30 %. Одновременно предполагается существенно уменьшить динамические потери и статические теплопритоки, что снизит нагрузку на криогенную систему. Упрощается также проблема эвакуации энергии при переходе магнитов в нормальное состояние. Недостатком магнита с холодным магнитным экраном является неизбежное увеличение времени его захлаживания и отогрева. Подробное изучение показало, что при выбранной криогенной системе УНК время отогрева цепочки магнитов составит ~ 40 часов, а время захлаживания - 30 часов, что с точки зрения ремонтного цикла является приемлемым.

На рис.9 показана фотография короткой модели такого диполя. Результаты его испытаний в погруженном режиме охлаждения даны на рис.10; кривая тренировки (а) и скоростная зависимость (в). Величина динамических потерь в обмотке составила 0,1 Вт/м. Исследования продолжаются. Окончательный выбор конструкции диполя для серийного изготовления предполагается сделать в 1981 году.

4. Оборудование комплекса

На всей территории комплекса развернуты строительные работы. Организовано 13 строительных площадок для производства подземных работ. Из 45 вертикальных

шафт комплекса полностью готов, 8, завершается сооружение еще 4-х. Начато сооружение подземных тоннелей. В настоящее время проходка ведется из 5 точек в 9 направлениях. Пройдено около 0,5 км тоннеля канала инжекции и 2,8 км кольцевого тоннеля. На рис. II показана схема подземных сооружений УНК и состояние строительных работ.

Для проведения крупномасштабных испытаний важнейшего оборудования комплекса в рабочих условиях, отработки технологии монтажа и режимов вывода пучка из У-70 в направлении УНК принято решение еще до полного окончания строительных работ соорудить и смонтировать 4 характерных участка ускорителя: канал инжекции, технологический промежуток кольца, предназначенный для размещения ускоряющей системы и систем ввода и аварийного вывода пучка, участок регулярной структуры I ступени ускорителя, включающий цепочку из 100 "теплых" магнитов (1/24 часть кольца), и участок сверхпроводящего кольца из 100 магнитов.

В настоящее время ведется проектирование семи наземных технологических зданий, обслуживающих первоочередные участки, а с 1987 г. будет начато их сооружение.

Заканчивается моделирование массового оборудования I ступени, определены его изготовители и начата технологическая подготовка производства. Заказы на изготовление вакуумной системы, источников питания кольцевого электромагнита и магнитов канала инжекции, кольцевого электромагнита I ступени, корректирующих магнитов кольца и линз канала инжекции размещены в промышленности. В 1987 году намечено провести испытания головных образцов оборудования, а с 1988 г. приступить к серийному производству.

Для массовых испытаний оборудования УНК сооружается стендовый корпус площадью около 20 тыс. м² и проектируются соответствующие стенды. Первую очередь стендового корпуса намечено ввести в конце 1987 г. Строительные и монтажные работы по УНК планируется завершить в 1992 году.

Л и т е р а т у р а

1. Balbekov V.I. et al. Proceed of 12th Int. Conf. on High Energy Accel., Batavia, 1983, p.40.
2. Балбеков В.И. и др. Труды 8-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, с.187, Дубна, 1983.
3. Балбеков В.И. и др. Труды 9-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, с.371, Дубна, 1985.
4. Дрождин А.И. и др. Там же т. II, с.368.
5. Байшев И.С. и др. Труды 8-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, с.268, Дубна, 1985.
6. Байшев И.С. и др. Там же, т. I, с.262.
7. Агеев А.И. и др. Препринт ИЯЭ 86-58, Серпухов, 1986.
8. Всеволожская Т.А. и др. Труды 7-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. I, с.229, Дубна, 1981.
9. Andreyev N.I. et al. Proc. of 12-th Int. Conf. on High Energy Accel., Batavia, 1983, p.554.
10. Агеев А.И. и др. Труды 9-го Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. II, с.335, Дубна, 1985.

С П И С О К
участников X-го Всесоюзного совещания по ускорителям
заряженных частиц, Дубна, октябрь 1986 г.

Абдульманов В.Г.	Васильев Л.М.
Абросимов Н.К.	Васильев С.Н.
Авдиенко А.А.	Вахрушин Ю.П.
Агеев А.И.	Венгров Р.М.
Айзацкий Н.И.	Веников Н.И.
Алексахин Ю.И.	Веселов М.А.
Алексеев Н.Н.	Викулов В.Ф.
Алфеев В.С.	Винокуров Н.А.
Анашин В.В.	Вишняков В.А.
Ангерт Н.	Войналович О.А.
Арзуманов А.А.	Ворогушин М.Ф.
Балбеков В.И.	Воронин Г.Г.
Барабаш Э.З.	Воронцов Г.П.
Барсуков А.Б.	Гетманов В.Б.
Башмаков Ю.А.	Гикал Б.Н.
Безногих Ю.Д.	Глазков А.А.
Бейшовец В.	Глотов А.И.
Белов А.С.	Глухих Е.А.
Беловинцев К.А.	Гмай П.
Бережной В.А.	Голосай Н.И.
Богданович Б.Ю.	Голубев В.П.
Бомко В.А.	Гольдин Л.Л.
Брук В.Л.	Гончаренко В.П.
Буданов А.Б.	Горбунов В.К.
Бузулуков Ю.П.	Гранцев В.И.
Буров А.В.	Григорьев Ю.Н.
Бьет К.	Громов Е.В.
Бюргер В.	Гульбекян Г.Г.
Валек А.	Гудков Б.А.
Вальднер О.А.	Дайковский А.Г.
Васильев А.А.	Данилов В.Д.
Васильев В.Л.	Данилов В.И.

Демский М.И.
Демьянов А.В.
Денисов Ю.Н.
Джелепов В.П.
Дивавин В.А.
Динабург Л.Б.
Дмитриевский В.П.
Долбилов Г.В.
Донец Е.Д.
Донягин А.М.
Дорошенко В.Н.
Дохан Д.А.
Дрожин А.И.
Дьячков Б.А.
Енчевич И.Б.
Есин С.К.
Жаковский А.В.
Заводов В.П.
Зайцев Л.Н.
Заплатин Е.Н.
Заплатин Н.Л.
Заручейский В.Г.
Зеленский А.Н.
Земло Л.
Зиновьев Л.П.
Злобин А.В.
Иванов А.С.
Иванов И.Н.
Иванов П.М.
Иванов Н.А.
Индреаш Г.
Иоффе Б.Л.
Иссинский И.Б.
Ионген И.Л.
Казаринов Н.Ю.
Казьмин Б.В.
Калашников В.В.
Калинин В.В.
Капырин Ю.В.
Карась А.И.
Карев А.И.
Каржавина Э.Н.

Карнаев С.Е.
Кац М.М.
Киселев И.В.
Кларк Д.
Коваленко В.Д.
Ковалишин А.С.
Козлов В.П.
Козлов С.И.
Козодаев А.М.
Козырев Е.В.
Колесов И.В.
Коломенский А.А.
Коломиец А.А.
Коломиец Н.Ф.
Комаров В.В.
Комочков М.М.
Кореневский В.В.
Кормань З.
Коровин О.П.
Котов В.И.
Кофман В.М.
Кошкарев Д.Г.
Кравчук Л.В.
Кречет К.И.
Крылов А.Р.
Кузнецов А.А.
Кулешов Г.Д.
Куликов И.И.
Куракин В.В.
Куракин В.Г.
Курилко В.И.
Куркин Г.Я.
Курнаев О.В.
Кутнер В.Б.
Лазнев Э.М.
Латушкин С.Г.
Лашук Н.А.
Лебедев В.Н.
Лебедев Н.И.
Лебедев О.П.
Линев А.Ф.
Лысенко А.П.

Маков Б.Н.
Маковой М.
Максимов В.М.
Маслов Н.А.
Масунов Э.С.
Матора И.М.
Михайлов В.А.
Михеев М.С.
Моисеев В.А.
Моисеев В.И.
Мончинский В.А.
Мороз Е.М.
Морозов И.Г.
Москалев В.А.
Мохов Н.В.
Мяз Э.А.
Мызников К.П.
Нагаев В.И.
Нагаенко М.Г.
Нелипович Е.С.
Никифоровский А.В.
Новиков Д.Л.
Оганесян Р.Ц.
Оганесян Ю.Ц.
Олейник Е.Е.
Онищенко Л.М.
Оносовский К.К.
Опекунов М.С.
Остроумов П.Н.
Пальмский Л.Л.
Пападичев В.А.
Папуреану С.
Пасюк А.С.
Пашеньков А.С.
Перегуд В.И.
Перельштейн Э.А.
Перский М.С.
Петренко В.В.
Петров В.М.
Пикин А.И.
Пискунов В.П.
Пичугина Л.И.

Подлесный Г.Г.
Покровский К.К.
Пономарев О.В.
Прокопенко В.С.
Пузынин И.В.
Пуятин Н.А.
Расцветалов Я.Н.
Резвов В.А.
Рзаев Р.А.
Рогозинский В.Г.
Романов А.И.
Романов В.А.
Романов Ю.И.
Рябов Г.А.
Рябцев А.С.
Рычков С.А.
Салимов Р.А.
Самойленко Г.М.
Самойлов А.В.
Самороков М.М.
Саранцев В.П.
Саркисян Л.А.
Сафронов А.С.
Свиньин М.П.
Севергин Ю.П.
Семенюшкин И.Н.
Серов В.Л.
Смирнов А.А.
Собенин Н.П.
Соловьев В.Н.
Соляк Н.А.
Сотников М.А.
Сохарева В.В.
Степанов А.В.
Степанчук В.П.
Стояновский В.И.
Сулыгин И.И.
Сумбаев А.П.
Сытник В.В.
Телегин Ю.Н.
Темных А.Б.
Тепляков В.А.

Титов В.А.
Тишин В.Г.
Тринкс У.Х.
Тумайкин Г.М.
Турчин В.И.
Тутин Г.А.
Тырроф Х.
Тютюнников С.И.
Уваров А.В.
Унежев В.Н.
Фещенко А.В.
Филимонов В.В.
Флеров Г.П.
Фомель Б.М.
Хмарук В.Г.
Ходаков Е.М.
Цепакин С.Г.
Чеснов А.Ф.
Чувило И.В.
Шабашов М.Ф.
Шараментов С.И.
Шведунув В.И.
Швецов В.И.
Шелаев И.А.
Шемин Э.
Шендрик В.А.
Шиканов А.Е.
Шмидер Р.У.
Шорин К.Н.
Штеффенс Э.
Шубин Е.И.
Шукейло И.А.
Юдин И.П.
Юдин Л.И.
Яблоков Б.Н.
Якименко М.Н.
Яковлев В.П.
Яснов Г.И.
Ярош В.Е.

Издание осуществлено способом офсетной печати с оригиналов,
представленных Оргкомитетом Совещания

**Труды
X Всесоюзного совещания
по ускорителям
заряженных частиц**

**Том 11
Дубна, 21-23 октября 1986
Ответственный за выпуск И.П.Юдин
Редакторы Б.Б.Колесова, Э.В.Ивашевич.**

Рукопись поступила в издательский отдел
2 апреля 1987 года.

**Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области
Заказ 39148. Тираж 450. 45,0 уч.-изд.л.
Подписано к печати 29.05.87.**