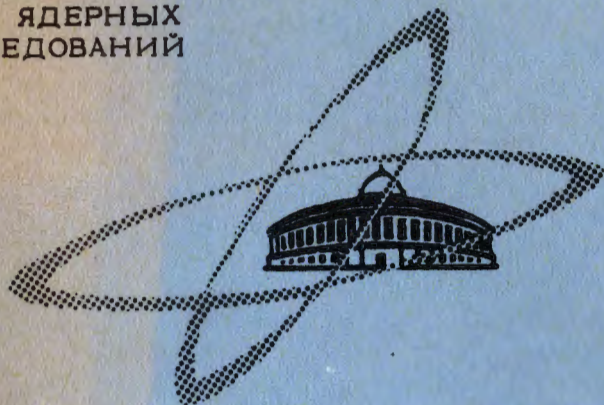


ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



9 - 3211

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

А.А. Глазов, Ю.Н. Денисов, В.П. Джелепов,  
В.П. Дмитриевский, Б.И. Замолдчиков,  
Н.Л. Заплатин, В.В. Кольга, М.М. Комочков,  
А.А. Кропин, Л.И. Лapidус, А.И. Мухин,  
В.С. Роганов

Ф А З О Т Р О Н  
С ВАРИАЦИЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
(УСТАНОВКА "Ф")

(Предложение о реконструкции 680 Мэв  
синхроциклотрона ОИЯИ)

1967.

9 - 3211

А.А. Глазов, Ю.Н. Денисов, В.П. Джелепов,  
В.П. Дмитриевский, Б.И. Замолотчиков,  
Н.Л. Заплатин, В.В. Кольга, М.М. Комочков,  
А.А. Кропин, Л.И. Лapidус, А.И. Мухин,  
В.С. Роганов

Ф А З О Т Р О Н  
С ВАРИАЦИЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ  
(УСТАНОВКА "Ф")  
(Предложение о реконструкции 680 Мэв  
синхроциклотрона ОИЯИ)

НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ  
БИБЛИОТЕКА  
ОИЯИ

СО Д Е Р Ж А Н И Е

	стр.
ВВЕДЕНИЕ.....	3
<u>ГЛАВА I.</u> Перспективы исследований по физике мезонов и нуклонов на 700 Мэв протонном фазотроне при интенсивности пучка 25-50 мка.....	6
<u>ГЛАВА II.</u> Общая характеристика предлагаемой реконструкции и основные проблемы при ее осуществлении.....	10
1. Общая характеристика фазотрона с вариацией магнитного поля...	10
2. Основные проблемы при создании ускорителя.....	12
3. Схема пучков и план экспериментальных помещений.....	18
<u>ГЛАВА III.</u> Динамика движения частиц в ускорителе.....	25
1. Фазовое движение в ускорителе.....	25
2. Линейная теория свободных колебаний.....	27
3. Нелинейные эффекты.....	29
4. Выбор параметров структуры магнитного поля и допуски.....	30
<u>ГЛАВА IV.</u> Магнитное поле ускорителя.....	31
1. Выбор основных параметров системы спиральных шимм.....	32
2. Выбор параметров магнитной системы, формирующей среднее магнитное поле.....	33
3. Измерения и стабилизация магнитного поля.....	34
<u>ГЛАВА V.</u> Ускоряющая система.....	34
1. Выбор схемы ускоряющей системы.....	34
2. Расчет характеристик ускоряющей системы.....	35
3. Вариатор частоты.....	37
<u>ГЛАВА VI.</u> Защита от излучений высокоэнергетического фазотрона на энергию 700 Мэв..	38
1. Защита от нейтронов.....	39
2. Уровни гамма-излучений наведенной радиоактивности и защита...	45
3. Радиоактивность воды и воздуха.....	47
4. Защита помещения для проведения опытов на масс-сепараторе....	49
<u>ГЛАВА VII.</u> Объем работ.....	51
Приложение А.....	53
Приложение Б.....	55
Литература.....	56



## В В Е Д Е Н И Е

Быстрый прогресс, достигнутый за последние годы в развитии физики элементарных частиц и высоких энергий, выдвинул перед ускорительной техникой в качестве одной из важнейших задач проблему значительного увеличения интенсивности пучков частиц от ускорителей на энергии 1 Гэв - создание "мезонных фабрик".

Детальные исследования и проектные проработки, выполнявшиеся в Лаборатории ядерных проблем в течение последних лет, показали, что применение магнитных полей с пространственной вариацией позволяет развить циклотронный метод ускорения для получения релятивистских частиц и получать пучки таких частиц с интенсивностями в  $10^3 - 10^4$  раз более высокими, чем достигнутые в настоящее время на синхроциклотронах. Современное состояние теории и техники линейных протонных ускорителей также позволяет решить эту задачу, однако второй путь оказывается дороже.

Из выполненного в 1961-63 гг НИИЭФА совместно с Лабораторией ядерных проблем и другими проектными институтами технического проекта видно, что в условиях ОИЯИ наиболее целесообразным путем создания мезонной фабрики является переоборудование существующего синхроциклотрона в релятивистский протонный циклотрон на энергию 700 Мэв с током до 1000 мка. Однако Объединенный институт не смог выделить в период 1966-75 гг необходимые средства на реализацию проекта такой "мезонной фабрики" (установка "РЦ"), сметная стоимость которой определена в 24,6 млн. рублей.

В связи с этим Лаборатория ядерных проблем выдвигает предложение об усовершенствовании синхроциклотрона ОИЯИ путем введения в магнитное поле пространственной вариации. Такая модификация синхроциклотрона позволит увеличить ток протонов несколько больше, чем в десять раз по сравнению с достигнутым в существующем синхроциклотроне с аксиально-симметричным магнитным полем. Работы по улучшению параметров ионного источника, ионной оптики и фазовых условий в центральной области ускорителя, которые ведутся уже сейчас и будут продолжены, позволяют надеяться на то, что ток ускорителя может быть поднят примерно еще в два раза и, таким образом, в конечном итоге получить токи протонов порядка 40-50 мка, вместо 2 мка, имеющихся в настоящее время. В результате такой реконструкции интенсивности пучков мезонов возрастут в 50-100 раз, если учесть, что в новых условиях можно будет осуществить лучшую, чем на существующем синхроциклотроне, фокусировку этих пучков. Более совершенная система вывода протонного пучка из камеры, которая будет применена на модифицированном ускорителе, и повышенный примерно в 20 раз внутренний ток ускорителя позволят в 100-150 раз поднять интенсивность выведенного пучка протонов. Все это создаст благоприятные условия и хорошие перспективы для выполнения достаточно широкой программы новых фундаментальных исследований по физике элементарных частиц и атомного ядра (приводится ниже в гл. I), а так-

же для проведения важных исследований в области других наук и некоторых практических применений.

Стоимость предлагаемой реконструкции ускорителя (сокращенное название - установка "Ф"), включая также стоимость усиленной радиационной защиты, манипуляторов, расширения экспериментального зала и стоимость новых крупных установок для физических экспериментов, оценивается в 7,5 млн. рублей.

Следует отметить, что вопрос о такой модификации синхроциклотрона изучался в Лаборатории ядерных проблем и ранее, в начале работы над проектом "мезонной фабрики". Было выяснено, что релятивистский циклотрон является более эффективным средством широкого развития ядерных исследований в домиллиардной области энергий и в особенности с точки зрения практических применений. По этой причине в первую очередь ставилась и решалась проблема сооружения релятивистского циклотрона. Однако в условиях невозможности финансирования в ОИЯИ сооружения мезонной фабрики, с одной стороны, и учитывая острую необходимость существенно увеличения интенсивности пучков частиц ныне действующего синхроциклотрона для обеспечения перспективного развития исследований с мезонами и нуклонами в домиллиардной области энергий, с другой стороны, предлагаемая модернизация синхроциклотрона является весьма целесообразной.

Важными дополнительными аргументами в пользу модернизации синхроциклотрона являются также следующие.

За 17 лет интенсивной эксплуатации (ускоритель работает с 1949 г.) крупное оборудование его существенно изнашивается и требует замены. Существующая защита ускорителя стала недостаточной и не позволяет производить сколько-нибудь заметное (даже в 1,5-2 раза) увеличение интенсивности ускоренного пучка по сравнению с достигнутой в течение последних четырех лет и составляющей 2,3 мка. Вследствие слабой защиты фон от нейтронов в зале, где располагается физическая экспериментальная аппаратура, для большинства ведущихся экспериментов стал слишком велик и сейчас уже затрудняет или делает невозможной постановку важнейших прецизионных экспериментов. В залах, где располагается научный персонал, проводящий исследования на ускорителе, уровень фона по нейтронам уже практически равен толерантному и это также ограничивает возможность повышения тока ускорителя.

Уровень радиоактивных излучений, в особенности гамма-излучения, от камеры ускорителя и ее узлов за последние годы стал очень высок и продолжает непрерывно нарастать. Отсутствие манипуляционных устройств и непригодность конструкций существующего ускорителя к их применению, а также отсутствие надлежащей круговой защиты непосредственно самого ускорителя создают очень большие трудности как при эксплуатации его, так и, в особенности, при ревизиях. (Приходится увеличивать длительность остановок на ревизию, давая значительное время на "остывание" ускорителя, а также в целях обеспечения условий радиационной



безопасности использовать для проведения ревизий не только весь штат эксплуатационных отделов, но и большую часть персонала мастерской и механиков научных групп лаборатории).

Все это также приводит к однозначному выводу о необходимости реконструкции собственно ускорителя, сооружения около него круговой защиты и обеспечения лучших условий радиационной безопасности.

Важно отметить, что создание добротной защиты вокруг ускорителя позволит также резко снизить фон от нейтронов и других радиоактивных излучений в экспериментальных залах и тем самым очень эффективно повысить чувствительность аппаратуры к измерению процессов, идущих с малыми вероятностями и сечениями, изучение которых, однако, часто имеет принципиальное значение для современной ядерной физики.

Общие затраты на предлагаемую модернизацию синхроциклотрона (7,5 млн. рублей) таковы, что вполне могут быть обеспечены в рамках финансовых возможностей ОИЯИ в особенности, если учесть, что вложение средств в этот объект будет производиться в течение примерно пяти лет (из них около 40% в текущей пятилетке и 60% в первые годы следующей (график проведения работ дается ниже в тексте). Остановка ускорителя на реконструкцию для замены камеры, высокочастотной системы и др. узлов (заранее изготовленных и испытанных на заводах), а также для выполнения в зале ускорителя строительных работ по сооружению мощной круговой защиты (в большей части из сборного железобетона) предполагается со второй половины 1971 г. сроком примерно на один год. Ввод ускорителя в действие в новом качестве (установка "Ф") и развертывание на нем физических экспериментов намечается осуществить во второй половине 1972 года.

В разработке излагаемого ниже предложения реконструкции синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем участвовали в основном авторы проекта "мезонной фабрики".

## ГЛАВА I

### ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ФИЗИКЕ МЕЗОНОВ И НУКЛОНОВ НА 700 МЭВ

#### ПРОТОННОМ ФАЗОТРОНЕ ПРИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПУЧКА 25-50 МКА.

В течение последних нескольких лет все известные лаборатории мира, работающие с частицами энергий ниже 1 Гэв, пришли к заключению о необходимости существенного увеличения интенсивности пучков частиц, которые получают на действующих синхротронных. В настоящее время отчетливее, чем когда-либо стала ясна необходимость получения существенно более точных количественных данных обо всех основных типах взаимодействий обычных частиц: слабых, сильных и электромагнитных. Экспериментальные данные с точностью (10±15 %), которыми располагает физика высоких и средних энергий в настоящее время, недостаточны для получения ответа на такие фундаментальные теоретические вопросы, как справедливость СРТ - теоремы, строгая проверка Т-инвариантности сильных взаимодействий (с точностью  $\leq 0,1\%$ ), свойства симметрии микромира и др.

Решение большинства теоретических вопросов связано с точностями порядка десятых долей процента и минимальными сечениями  $\sigma \sim 10^{-36} - 10^{-38} \text{ см}^2$ .

Такие возможности находятся за пределами современных действующих ускорителей. Увеличение на порядок или несколько более интенсивности внутреннего пучка синхротрона, наряду с усилением радиационной защиты, позволяющей в несколько раз снизить отношение фон-эффект, открывает широкие новые возможности практически во всех областях исследований. Ниже приведены основные проблемные исследования в каждой из этих областей, которые являются актуальными в настоящее время и, по-видимому, останутся таковыми в течение ближайших лет.

#### В области слабых взаимодействий

1. Опыты по строгой проверке теории универсального слабого взаимодействия:

- а) обычный  $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu$  и радиационный  $\mu^- \rightarrow e^- + \nu_\mu + \gamma$  захват мюонов в газообразном водороде; захват мюонов в дейтерии;
- б) радиационный распад пиона (определение вклада  $\nu - \bar{\nu}$  - взаимодействия);
- в) бета-распад пиона: полная вероятность, спектры  $e^+$  и  $\Pi^0$ , поляризация  $e^+$ ,  $e^-$  - корреляция; (увеличение точности на порядок).

2. Проверка С,Р и Т-инвариантности и СРТ - теоремы (например, поперечная поляризация  $e^+$  и  $e^-$  в процессах  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + e^+$ , сравнение времен жизни  $\Pi^+$  и  $\Pi^-$ -мезонов).

3. Четырехфермионные распады пионов ( $\pi^- \rightarrow e^- + \nu + e^- + e^-$ ), поиски новых распадов мюонов ( $\mu^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu} + e^- + e^-$ ).

#### В области сильных взаимодействий

1.  $\pi N$  - взаимодействие. Для пион-нуклонного взаимодействия особенную теоретичес-

кую ценность представляют данные о нерезонансных фазах рассеяния в области энергий до 300 Мэв. Ряд теоретических работ дает вполне определенные предсказания для этих фаз рассеяния, однако, различие между этими предсказаниями находится за пределами достижимой сегодня точности. Повышение точности этих исследований позволит подойти к изучению пион-пионного взаимодействия. В этой области в ближайшие годы станут возможными исследования всевозможных поляризационных эффектов. С помощью поляризованной протонной мишени при достаточной интенсивности пионного пучка станет возможным измерение параметров тройного рассеяния, которое особенно чувствительно к вкладу нерезонансных фаз. До сих пор нет сколько-нибудь точного прямого экспериментального определения длин пион-нуклонного рассеяния при малых энергиях, которые важно знать для проверки некоторых выводов дисперсионных соотношений.

2.  $\pi\pi$  - взаимодействие. Едва ли не единственным методом определения характеристик пион-пионного взаимодействия при малых энергиях, строго обоснованным с теоретической точки зрения (Ансельми, Грибов), является изучение рождения пиона в пион-нуклонных взаимодействиях вблизи порога. Проведенные в течение ряда лет исследования на существующем синхротроне позволили оценить разность длин рассеяния в  $s$ -состоянии. Повышение точности в определении этой величины на порядок явилось бы уникальным экспериментальным фактом. Как известно, пион-пионное взаимодействие играет ключевую роль в теоретическом понимании сильных взаимодействий обычных частиц.

Совсем новые, до сих пор неосуществленные, возможности анализа процесса рождения дополнительного  $\Pi$ -мезона в пион-нуклонных взаимодействиях откроются при исследованиях этого процесса на поляризованной протонной мишени. Таким образом, можно будет ликвидировать возможные неоднозначности анализа.

3. Т-инвариантность сильных взаимодействий с точностью до 0,1 %. Пока достигнута точность в (5 + 8) %.

4. Обоснование  $su_1$  и более высоких симметрий  $su_4$ ,  $su_6$  из точных измерений фаз рассеяния для  $nn$  и  $n\bar{n}$  систем.

5. Опыты по прямому восстановлению матрицы  $nn$ -рассеяния в области выше порога рождения мезонов.

6. Большая программа точных опытов с рассеянием нейтронов, так как для получения монокинетических нейтронных пучков можно будет использовать дейтронные мишени. В настоящее время это достигается лишь в рекордных работах.

#### В области изучения структуры частиц

I. Формфакторы пионов:

A. Прецизионное изучение такого редкого распада  $\Pi^0$ -мезона, как  $\pi^0 \rightarrow \gamma + e^+ + e^-$



дает возможность определить средне-квадратичный радиус  $P^0$ -мезона. В настоящее время эта величина, измеренная в единственной работе, известна с точностью, худшей, чем 100%. Для средне-квадратичного радиуса получено при этом отрицательное значение, что не удается получить ни в одной модели.

В. Прецизионное измерение рассеяния пионов на ядрах  $He^4$  или дейтронах позволит определить радиус заряженных пионов.

#### В области электромагнитных взаимодействий

1. Загадка мюон-электрон. Уже проведенные до сих пор отдельные исследования рассеяния  $\mu$ -мезонов с энергией в 100-300 Мэв на нуклонах и ядрах дали на 10-20%-ом уровне подтверждение тождественности электромагнитных свойств мюона и электрона. Так как загадка разности масс электрона и  $\mu$ -мезона до сих пор не находит объяснения, то становится ясным, какое принципиальное значение имеет повышение на порядок точности в таких экспериментах, как измерение рассеяния  $\mu$ -мезонов протонами и ядрами, определение радиационной поправки к магнитному моменту  $\mu$ -мезона. Необычный интерес представляет количественный поиск любых различий во взаимодействиях электронов и  $\mu$ -мезонов.

2. Наряду с исследованиями сильных взаимодействий значительное повышение интенсивности пионных пучков даст возможность перейти к количественному исследованию ряда электромагнитных процессов с участием пионов. Приведем два примера.

В силу детального равновесия процесс  $P^- + p \rightarrow n + \gamma$  эквивалентен фоторождению пионов на свободных нейтронах монохроматическими гамма-квантами. В настоящее время данные о фоторождении на нейтронах извлекаются из результатов опытов с дейтронами. Если такое приближение оказывается достаточным для десятипроцентной физики, то для физики, основанной на экспериментальных данных с процентной точностью, изучение радиационного захвата представляется единственным. Если измерение сечения процесса радиационного захвата  $P^-$ -мезона неполяризованными протонами эквивалентно измерению сечения фоторождения на свободных нейтронах, то исследование поляризации нейтронов отдачи эквивалентно изучению фоторождения на поляризованных нейтронах, о чем в настоящее время при других подходах не может быть и речи.

Другим примером может быть процесс  $P^- + p \rightarrow n + e^- + e^+$ . Этот процесс является перекрестно-симметричным к процессу электророждения пионов. Он позволяет определить форм-фактор заряженного пиона во времени-подобной области аргумента. Таких экспериментов до последнего времени вообще нельзя было производить. Исследование корреляций в этом процессе позволит провести проверку симметрии электромагнитных взаимодействий с участием адронов.

3. Электромагнитная структура ядер из опытов с мв-мезорентгеновским излучением. Достигнутая к настоящему времени точность по теоретической информации близка к результатам экспериментов по рассеянию электронов ядрами. Увеличение точности на порядок - следующий важный шаг в исследовании структуры ядер.

Исследование внутренних свойств частиц

1. Прецизионное определение масс пиона и мюона по мезорентгеновскому излучению.
2. Определение масс мюонного нейтрино (например, из распадов  $\mu^- \rightarrow \mu^- + \nu_{\mu} + \gamma$  или  $\mu^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu} + \gamma$ ).
3. Определение helicity мюонного нейтрино.

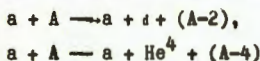
Увеличение интенсивности частиц на порядок откроет широкие горизонты для новых исследований в области ядерной физики:

а) прежде всего это поиски существования нового класса ядер с большим числом нейтронов, и, возможно, нейтронного вещества (А.Н.Базь);

б) исследование пространственной корреляции нуклонов, находящихся на очень близких расстояниях друг к другу (по сравнению со средними расстояниями между соседними ядерными нуклонами), а также изучение внутриядерных нуклонных образований - кластеров. Вследствие низкой интенсивности пинных и нуклонных пучков эти процессы изучены слабо, так же как и высокоимпульсная компонента движения нуклонов в ядрах;

в) квазиупругое рассеяние частиц  $A+A \rightarrow a + a + (A-1)$ . С возросшей интенсивностью станет возможной постановка опытов с одновременной регистрацией рассеянной частицы и нуклона отдачи при точности определения энергии возбуждения остаточного ядра  $\Delta E = 0,3-0,5 \text{ Мэв}^x$ ). Станут возможными исследования трехчастичных реакций (например, реакции  $(p,3p)$  с одновременной регистрацией всех трех частиц. Эти реакции также представляют большой интерес с точки зрения исследования корреляций ядерных нуклонов;

г) реакции прямого выбивания дейтронов и альфа-частиц из легких ядер



и проведение значительной программы исследований, основывающейся на дисперсионной теории ядерных реакций (И.С.Шапиро);

д) исследования в области ядерной спектроскопии. Обнаружение новых радиоактивных изотопов, далеко отстоящих от области стабильности или короткоживущих, изучение их свойств и квантовых характеристик и т.п.

---

x) Достигнутая на синхротронных в единичных опытах точность определения энергии возбуждения остаточного ядра составляет  $\Delta E = 4 \pm 5 \text{ Мэв}$ .



Использование пучков частиц для исследований в области других наук и некоторых практических применений

Повышение тока ускорителя на порядок или несколько более существенно расширит возможности использования пучков протонов для исследований в области биологии, медицины (лучевая терапия), физики твердого тела, радиохимии, защиты от излучений при космических полетах и т.д. При более высокой интенсивности мюонных пучков новое развитие получают начавшиеся недавно исследования с помощью мюония в области кинетики химических реакций и т.д.

ГЛАВА II

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРЕДЛАГАЕМОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ И ОСНОВНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ПРИ ЕЕ ОСУЩЕСТВЛЕНИИ

I. Общая характеристика фазотрона с вариацией магнитного поля

Импульсный режим ускорения в синхроциклотроне ограничивает средний ток ускоренных частиц. При достигнутых на действующих ускорителях на энергии 400-700 Мэв значениях амплитуды ускоряющего напряжения в 10-15 кв этот ток обычно не превышает 2,5 мка, что, по-видимому, близко к предельному значению тока при таких напряжениях. Повышение интенсивности пучка путем увеличения амплитуды ускоряющего напряжения сопряжено со значительными техническими трудностями. Эти трудности в основном проявляются при создании надежно действующего устройства, обеспечивающего необходимое изменение частоты ускоряющего напряжения в течение цикла ускорения - вариатора частоты. Совершенно очевидно, что сложность задачи находится в зависимости от диапазона изменения частоты, и лучшие конструкции вариатора частоты на синхроциклотронах с энергией 600-700 Мэв не позволяют получить напряжение на дуанте выше 15-20 кв. Задача существенного повышения ускоряющего напряжения в синхроциклотроне приводит к такой совокупности требований и условий на конструкцию вариатора, при которых вариатор становится чрезвычайно сложным и дорогим в исполнении и обслуживании, если не окажется, что он вообще технически не выполним.

Трудности могут быть смягчены, если уменьшить (для заданной энергии) диапазон изменения частоты путем применения растущего по радиусу магнитного поля с пространственной вариацией.

Если для модифицированного синхроциклотрона - фазотрона с пространственной вариацией (установки "Ф") принять в центральной области одинаковую с обычным синхроциклотроном вертикальную жесткость ( $Q_z$ ) и высоту пучка ( $\Delta z$ ), то увеличение интенсивности ( $I$ ) будет определяться расширением области фазовой устойчивости и увеличением частоты

ты модуляции ( $F$ ), вызываемых ростом амплитуды ускоряющего напряжения ( $v$ ) и уменьшением параметра "К", как это видно из формулы /1/:

$$1 = \frac{Q_0^2 \Delta \pi E_0}{4\pi e} \sqrt{\frac{2eV}{\pi K E_0}} \cdot \Psi \cdot F, \quad (1)$$

$E_0, e$  - энергия покоя и заряд ускоряемой частицы;

$$\Psi = \phi \cdot \sqrt{\cos^2 \phi + \cos^2 \phi_0 + (\phi + \phi_0) \sin \phi_0} \cdot d\phi$$

$K = 1 - \frac{n}{1+n} \frac{1}{\beta^2}$ ;  $n = \frac{dH}{dr} \frac{r}{H}$ ;  $H$  - напряженность магнитного поля;  $r$  - радиус ускорения;  $\phi$  - фаза высокочастотного напряжения, при которой частица пролетает ускоряющую щель;  $\phi_0$  - равновесная фаза.

Если принять, что достигнутая в настоящее время в синхротроне ОИЯИ интенсивность составляет  $i_1 = 2,3$  мка ( $v_1 = 15$  кв,  $F_1 = 100$  гц,  $K_1 = 1,4$ ), то в фазотроне с пространственной вариацией поля при  $K_2 = 0,32$ ,  $v_2 = 40$  кв и  $F_2 = 250$  гц ток пучка составит:

$$i_2 = i_1 \sqrt{\left(\frac{v_2}{v_1}\right)^3 \frac{K_1}{K_2}} \approx 25 + 30 \text{ мка.}$$

Кроме этого, нужно учитывать, что увеличение напряжения на дуанте до 50 кв и снижение напряженности магнитного поля в центре магнита приводит к увеличению радиального шага траектории в центре до  $\sim 1$  см. Это обстоятельство является весьма благоприятным для улучшения параметров ионного источника, ионной оптики и фазовых условий в центральной области ускорителя, и можно надеяться, что в результате ведущихся в этом направлении работ возможно будет в конечном итоге получать токи протонов в установке "Ф" не менее  $40 + 50$  мка.

Для фазотрона "Ф" предлагается использовать магнитное поле, которое в медианной плоскости описывается функцией:

$$H_z(\xi, \theta) = H(\xi) \left[ 1 + \epsilon(\xi) \sin \left( \frac{r_k}{R} \xi - N\theta \right) \right], \quad (2)$$

где

$$H(\xi) = H_0 e^{C_0 \xi^2 - C_1 \xi^6} \quad (2a)$$

$H(\xi)$  - среднее значение напряженности магнитного поля;  $\xi = \frac{r}{r_k}$ ;  $r_k$  - конечный радиус ускорения;  $\epsilon(\xi)$  - глубина вариации магнитного поля;  $\frac{r_k}{2\pi R}$  - радиальный шаг структуры поля;  $N$  - число спиралей в структуре поля;  $r, z, \theta$  - координаты в цилиндрической системе;  $C_0, C_1$  - постоянные коэффициенты. Выбор такой структуры магнитного поля обусловлен двумя обстоятельствами.

I. Вариация поля в зазоре  $\square$ -образного электромагнита 680 Мэв синхротрона ОИЯИ создается только железными шиммами без применения токовых катушек, использование которых существенно усложнит конструкцию ускорителя. Это обстоятельство ограничивает максимально возможную глубину вариации и влечет за собой необходимость выбора закона роста параметра "n" при использовании максимально допустимого шага радиальной структуры поля.



2. Изменение (увеличение) параметра "К" вдоль радиуса не должно приводить к фазовым потерям частиц в процессе ускорения до конечного радиуса.

Как показано в главе III, указанная структура поля удовлетворяет этим требованиям. Коэффициенты приняты равными:

$$C_0 = 0,358, \quad C_1 = 0,045.$$

Ускоряющая система выполняется в виде одного дуанта, представляющего полуволновой отрезок однородной линии с переменной емкостью на конце. Угол пролета частиц внутри дуанта составляет  $180^\circ$ .

Вакуумный объем ускорителя выполняется в виде четырехугольной камеры с полюсными наконечниками и спиральными шиммами, укрепленными на них. Камера вместе с элементами может выдвигаться из зазора электромагнита. Для откачки вакуумного объема используются паромасляные диффузионные насосы.

Конструктивная схема фазотрона "Ф" представлена на рис.1 и 2, а его основные параметры — в таблице I.

Для расширения экспериментальных возможностей предусматривается пристройка к существующему зданию синхротрона двух помещений, куда выводятся соответствующие пучки. На рис.3 представлен план экспериментальных площадей.

Общая мощность электропитания устройств фазотрона "Ф" и экспериментальных установок составит около 6000 квт; расширения системы энергоснабжения не требуется.

## 2. Основные проблемы при создании ускорителя

Создание фазотрона с пространственной вариацией магнитного поля с током ускоренных протонов  $(1,5-3) \cdot 10^{14}$  р/сек требует разрешения ряда трудных задач, которые в практике ускорителей строения ранее не возникали или не стояли остро.

В настоящей главе перечислены основные из таких задач и отмечены вызывающие их причины; указана также взаимосвязь между возможными решениями в рамках каждой из проблем.

Особенно большой отпечаток на решение всех вопросов накладывает ожидаемая высокая интенсивность проникающих излучений, в первую очередь, нейтронов от работающего ускорителя и высокая наведенная радиоактивность деталей камеры и других устройств.

Необходимо отметить, что многие из этих задач аналогичны тем, которые решались при разработке проекта РЦ, и выработанные тогда решения могут быть использованы и для модифицированного синхротрона.

Таблица I

Основные параметры фазотрона с вариацией магнитного поля.

1. Энергия ускоренных протонов	$w = 700$ Мэв
2. Ток внутреннего пучка	$i = 25$ мка - 50 мка
3. Радиус конечной орбиты	$r_0 = 270$ см
4. Напряженность магнитного поля в центре	$H_0 = 11900$ э
5. Среднее значение напряженности магнитного поля на конечном радиусе	$H_k = 16276$ э
6. Максимальная глубина вариации магнитного поля	$\epsilon = 0,2 \pm 0,25$
7. Параметр спирали	$\lambda = 15 - 20$ см
8. Число спиралей	$n = 4$
9. Диаметр полюсного наконечника	$D = 600$ см
10. Зазор между спиральями	$2h_1 = 30$ см
11. Частота свободных колебаний	
а) вертикальных	$\omega_v = 0 \pm 0,2$
б) радиальных	$\omega_r = I \pm I,2$
12. Диапазон частот ускоряющего поля	$f = 18,2 \pm 14,4$ МГц
13. Число дуантов	$I$
14. Амплитуда ускоряющего напряжения	$v = 40 \pm 50$ кВ
15. Апертура дуанта	$10$ см
16. Зазор между дуантом и полюсом	$7,5$ см
17. Способ вариации частоты	вращающийся конденсатор
18. Амплитуда напряжения на вариаторе	$40-50$ кВ.
19. Мощность питания электромагнита	$1100$ кВт
20. Мощность в/ч генератора	$200$ кВт

а) Пространственная устойчивость и фазовое движение в ускорителе

Вопросы пространственной устойчивости движения заряженных частиц в магнитном поле со спиральной вариацией изучались в работах по релятивистскому циклотрону (2,3,4,5,6,7,8). В связи с тем, что зазор между спиральными шиммами в магнитной системе фазотрона существенно больше, чем в релятивистском циклотроне, для получения необходимой вариации необходимо принимать меньшие значения  $n$  (число спиралей). Это возможно сделать, так как значение  $\omega_r$  на конечных радиусах не достигает резонансного значения ( $\omega_r \leq I,2$ ). Но в то же время необходимо уделить внимание резонансу в центре, так как в некотором диапазоне  $f$  значение  $\omega_r$  лишь незначительно отличается от единицы. В частности, этот резонанс налагает определенные ограничения на радиальный шаг структуры магнитного поля  $\lambda$

Будет показано в главе III, что значение  $\lambda$  при  $n = 4$  должно быть не менее 15 см.

В фазовом движении для модифицированного синхроциклотрона (установка "Ф") основными вопросами являются:



1) Выбор таких параметров магнитной системы и характера их изменения вдоль радиуса, которые бы обеспечили существенное расширение области фазовой устойчивости и исключили фазовые потери частиц в процессе ускорения;

2) Изучение первого фазового колебания с целью создания условий для захвата в ускорение максимального количества ионов. Эта задача тесно связана с вопросом вертикальной фокусировки в центре и может иметь некоторую специфику по сравнению с обычным синхротроном из-за более высокого ускоряющего напряжения, и ее изучение может потребовать моделирования.

#### б) Магнитное поле

Основная трудность при формировании магнитного поля для синхротрона с пространственной вариацией поля заключается в отсутствии достаточно точных методов расчета таких полей. Может быть использовано предположение о равномерном намагничении спиральных шимм, однако, намагниченность шимм требует экспериментального определения. Также трудно расчетным путем учесть краевые эффекты. Все это приводит к необходимости моделирования магнитной системы в целом.

Условия получения наибольшей величины вариации  $\delta H$  приводят к требованию уменьшать высоту зазора между спиральными шиммами. Это, однако, может существенно затруднить решение вопросов, связанных с ускоряющей системой: обеспечение механической прочности и жесткости ускоряющих электродов, получение приемлемой мощности потерь и т.д.

С другой стороны, с целью уменьшения диапазона изменения частоты ускоряющего напряжения и уменьшения параметра "К" желательно увеличить отношение  $\frac{H_1}{H_0}$  (т.е. рост среднего поля), что, однако, ограничено возможностью профилирования полюсного наконечника в рамках существующей конструкции электромагнита.

Принимаемая высота зазора и рост среднего магнитного поля должны являться результатом компромисса между этими требованиями.

#### в) Ускоряющая система

Наиболее сложной задачей в разработке ускоряющей системы фазотрона "Ф" является создание вариатора частоты. Некоторые требования к магнитному полю (зазор между шиммами, рост магнитного поля) направлены к тому, чтобы облегчить требования к вариатору при заданном значении ускоряющего напряжения. Но и в рамках самой ускоряющей системы необходимы поиски оптимального решения, как в отношении её схемы, так и в конструкции. Например, если принять для ускоряющей системы схему полуволновой линии с переменной емкостью на конце, и эту линию выбрать однородной, то отношение напряжения на вариаторе к напряжению на дуанте будет минимальным, сам вариатор наиболее удален от магнита, но диапазон

изменения емкости вариатора будет наибольшим, наибольшей окажется, по-видимому, и мощность системы. Укорочение системы приведет к уменьшению требуемого перекрытия по емкости, к уменьшению мощности системы, но напряжение на вариаторе поднимается с вытекаемыми из этого трудностями. В главе У приведен расчет и соображения по выбору одного из вариантов ускоряющей системы. При дальнейшей разработке проекта уточнение варианта ускоряющей системы будет произведено с тщательным учетом дополнительных факторов.

### г) Вывод частиц из камеры ускорителя

На сильноточном фазотроне предусматривается использование внутренних мишеней для получения пучков мезонов, так как из-за многократного прохождения циркулирующего пучка протонов через мишень существенно повышается эффективность мезонных пучков. Поэтому проблема высокоэффективного вывода пучка является менее острой, чем в релятивистском циклотроне, и задача получения высокого коэффициента выпуска из камеры определяется требованием получения интенсивных пучков протонов.

Возможно использование тех же методов вывода, которые разрабатывались при проектировании релятивистского циклотрона:

- 1) при помощи градиентного канала;
- 2) модифицированным резонансным методом, понижая на конечном радиусе частоту радиальных колебаний от  $I,2$  до  $I,0$  путем введения в структуру магнитного поля дополнительной 2-ой гармоники.

Кроме этого, возможно непосредственное использование резонансного метода вывода, так как закон возрастания среднего магнитного поля в фазотроне с пространственной вариацией допускает значительно большую свободу выбора, чем в релятивистском циклотроне.

Для получения на конечном радиусе  $q, - I$ , необходимо градиент среднего поля в районе конечного радиуса уменьшить до нуля, сохранив общую величину изменения среднего магнитного поля. Однако при этом значение параметра  $K$  на конечном радиусе возрастает до единицы и выбранное значение  $K_0$  в центральной области должно обеспечить отсутствие фазовых потерь частиц в процессе ускорения. Это условие выполняется при  $K_0=0,37$ . Среднее магнитное поле, обеспечивающее заданную величину  $K_0$ , заданный общий рост поля ( $\lambda_1 = 1,3675$ ) и градиент на конечном радиусе, близкий к нулю ( $\lambda = 0,006$ ), может быть описано выражением

$$H(\epsilon) = H_0 \cdot 0,333 \epsilon^1 - 0,02 \epsilon^{33} \quad (3)$$

Показатель магнитного поля достигает максимального значения при  $r = 247$  см ( $\lambda_{max} = 0,523$ ), затем резко уменьшается до нуля. Максимальное значение амплитуды основной гармоники ( $\lambda_k = 60$  см) на  $r = 247$  см составляет  $H_k = 2820$  э. На конечном радиусе ( $r_k = 270$  см) амплитуда основной гармоники резко уменьшается до  $H_k = 760$  э ( $q_k = 0,2$ ). Для



получения более плавного уменьшения показателя поля необходимо увеличить общее изменение среднего поля, что, по-видимому, не представляется возможным.

Данный характер изменения "К" приводит к возрастанию параметра "К" вблизи конечного радиуса от 0,5 до 1,0 при изменении радиуса на 13 см. Такое изменение К не является адиабатическим и необходимо детальное исследование фазового движения в этой области.

Безусловно, реализация любого из этих методов вывода в сильноточном фазотроне является сложной задачей, однако, менее трудной, чем в релятивистском циклотроне.

#### д) Защита от излучений сильноточного фазотрона.

Потери протонов в процессе ускорения и вывода, их взаимодействие с мишенями и коувушкой - поглотителем будут сопровождаться возникновением интенсивных потоков нейтронов с энергией до 700 Мэв. Полный поток нейтронов при этом составит величину  $10^{14}$ - $10^{15}$  нейтронов в секунду, а плотность потока нейтронов на расстоянии 15 метров от мишени может достигать  $10^7$  -  $10^8$  нейтронов в секунду на кв.см. Для уменьшения плотности потока нейтронов в местах пребывания людей до допустимой нормы потребуются возводить защитные экраны. Следует также учитывать и то, что при таких плотностях потока нейтронов уровни наведенной нейтронами радиоактивности будут очень высокими, и, следовательно, необходимо защищать экранами помещения и оборудование и в тех случаях, когда доступ в помещения и к оборудованию предусматривается только при неработающем ускорителе. Так как защитные экраны (стены) представляют одну из наиболее дорогостоящих компонент комплекса сильноточного фазотрона, необходим тщательный их расчет с целью выявления оптимального решения. Противоречивость условий в основном заключается в том, что более тяжелые материалы позволили бы уменьшить толщину экранов (а, следовательно, и расстояние между мишенями и физическими приборами, общие размеры здания и т.д.), но стоимость их, как правило, растет сильнее, чем плотность. Однако расчет прохождения нейтронов высоких энергий через защитные экраны затруднен тем, что экспериментальные данные, характеризующие ослабление потока нейтронов, получены лишь для толщины до 3 метров обычного бетона ( $\gamma = 2,3$ ), а использование результатов теоретической экстраполяции на большие толщины и другие материалы требует определенной осторожности.

Высокая радиоактивность, наводимая протонами и нейтронами в камере ускорителя, трактах и незащищенных помещениях ставит специфичную для сильноточных ускорителей задачу разработки и создания механизмов и инструментария для дистанционного (или из защитных кабин) выполнения ремонтных и профилактических работ.

В условиях сильноточного фазотрона существенным источником радиоактивной вредности становится радиоактивный воздух. Потребуется специальные воздухопроводы для выброса в

атмосферу воздуха из помещений, через которые проходят мощные потоки протонов и нейтронов, а также меры по уменьшению объема воздуха, подвергнувшегося облучению.

При конструировании защитных экранов (стен) для уменьшения объема необходимо их размещать вблизи источников излучения. Однако такое расположение защиты усложнит обслуживание установки. Решение должно быть компромиссом между этими условиями.

Имеющаяся на магните синхротронного ускорителя обмотка возбуждения с воздушным охлаждением не позволяет создать необходимой защиты ускорителя. Большие сечения подводящего и отводящего воздуховодов нарушают непрерывность защитных стен. Охлаждающий обмотку воздух будет активизироваться и вентиляционная система станет трудно выполнимой.

И, наконец, теплоотдача от обмотки в объем защищенной части помещения ускорителя будет очень большой, и потребуются интенсивная вентиляция этого объема, что при высокой активации воздуха является, как отмечалось, сложной задачей. Поэтому целесообразно катушки возбуждения электромагнита заменить на новые, выполняемые из алюминиевого литейного сплава с водяным охлаждением.

#### е) Камера ускорителя

Требования к конструкции камеры в значительной степени обусловлены тем, что доступ манипуляторных и транспортных устройств к её внутренним элементам при расположении в зазоре электромагнита практически невозможен, и для разного рода работ с отдельными элементами камеры необходимо их извлекать из зазора. При этом условие обеспечения высокой точности во взаимном расположении отдельных узлов камеры и системы формирования поля определяют такую конструктивную схему камеры, при которой все элементы извлекаются из зазора или вводятся в зазор электромагнита совместно.

Конструкцией, несущей все элементы и служащей базой при сборке, является корпус камеры, представляющий собой прямоугольную коробку. Верхнее и нижнее основания корпуса имеют вырезы диаметром 6 метров, в которые вставляются полюсные наконечники с установленными на них спиральными шиммами. При расчленении камеры необходимо исходить из грузоподъемности существующего крана в 150 тонн.

Так как в такой конструктивной схеме камеры полюсные наконечники, несущие спиральные шиммы, опираются на основания корпуса камеры и сами являются частями вакуумной камеры, жесткость их должна быть такой, чтобы деформация корпуса и дисков под действием веса, вакуумных и магнитных сил не превышала значений, определяемых допусками на магнитное поле.

К ускорительной камере примыкает промежуточная камера резонансной линии, к которой, в свою очередь, примыкает вакуумный объем вариатора частоты. Длина промежуточной камеры такова, что позволяет вынести вариатор - сложное устройство, имеющее вращающиеся детали, за защиту, обеспечивающую доступ к нему обслуживающего персонала без защитной кабины.



С другой стороны, большая общая длина вакуумного объема ускорителя делает невозможным совместное извлечение основной и промежуточной камер из зазора, и, следовательно, появляются вакуумные разъемы, расположенные в глубине защиты ускорителя. Это обстоятельство потребует тщательной разработки надежно действующих уплотнений с дистанционным зажимом.

#### ж) Обеспечение вакуумных условий в камере ускорителя

Как показывает опыт работы циклотронов и синхроциклотронов, в камере СТФ достаточно иметь разрежение до  $5 \cdot 10^{-6}$  мм рт.ст., что может быть обеспечено диффузионными парамасляными насосами. Однако при этом нужно учесть такой фактор, как неблагоприятное воздействие больших потоков нейтронов на вакуумное масло. По этой причине необходимо насосы вынести из защитного отсека ускорителя. Это приводит к некоторому ослаблению защиты из-за проходных отверстий большой площади, что следует учитывать при проектировании защиты ускорителя.

### 3. Схема пучков и план экспериментальных помещений

Опыт работы физических групп на синхроциклотроне показывает настоятельную необходимость коренного улучшения существующих условий проведения эксперимента. В первую очередь сюда относятся необходимость значительного повышения интенсивности ускоренного пучка протонов и пучков вторичных частиц, а также усовершенствования защиты с целью улучшения фоновых условий и расширения возможностей для постановки экспериментов.

Требования к повышению интенсивности и качественному улучшению пучков совершенно очевидны. Они были сформулированы и поэтому не нуждаются в дальнейшем пояснении.

Что касается защиты, то фоновые условия на синхроциклотроне Лаборатории ядерных проблем уже при существующей интенсивности ускоренного пучка значительно хуже, чем на ускорителях аналогичного класса за рубежом. Это видно хотя бы из сравнения толщины защитных стен ускорителя Лаборатории ядерных проблем (4 метра бетона — основная защитная стена и слабая защита потолка экспериментального зала) и ускорителя ЦЕРН (5,8м более тяжелого бетона — основная защитная стена и полная защита самого ускорителя). Ток пучка протонов синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем — 2,3 мка, синхроциклотрона ЦЕРН — 1,8 мка.

Экспериментальный павильон для размещения физической аппаратуры, построенный около 15 лет тому назад, стал тесен и не отвечает возросшим требованиям для постановки и проведения качественно новых экспериментов, требующих, в частности, размещения крупно-габаритных установок (например, жидководородных камер, магнитных спектрометров, масс-сепараторов и др.).

Возникла также необходимость в создании специальных павильонов с существенно пониженным уровнем фона для проведения тонких экспериментов, требующих в ряде случаев применения газовых мишеней.

Из сравнения имеющихся сейчас площадей экспериментальных павильонов ускорителей в ЦЕРНе и Лаборатории ядерных проблем видно, что эти площади у нас примерно в 1,5 раза меньше (700 и 500 м<sup>2</sup>, соответственно).

Усложнения в постановке экспериментов влекут за собой использование значительно большего количества разнообразных электронных блоков логики и памяти. Это, в свою очередь, влечет за собой необходимость в расширении залов регистрирующей аппаратуры (в том числе помещения для лабораторного измерительного центра обработки первичной информации).

Рассмотрим более подробно существующую схему получения пучков вторичных частиц, а также основные положения получения и формирования пучков вторичных частиц от синхротрона после его модернизации.

#### А. Пучки вторичных частиц от синхротрона

Большинство используемых в опытах пучков вторичных частиц выводится с мишеней, установленных внутри вакуумной камеры ускорителя. Схема образования и использования пучков частиц от синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ приводится на рис.4. В таблице II даются интенсивности этих пучков.

Таблица II

Интенсивности пучков частиц от синхротрона Лаборатории ядерных проблем  
О И Я И  
(Ток внутреннего пучка протонов синхротрона 2,3 мка).

Частицы	Энергия, Мэв	Номер коллиматора	Интенсивность в сек. на данную площадь	Площадь детектора, см <sup>2</sup>
1	2	3	4	5
Протоны (выведенный пучок)	665±3	6,7,8	8·10 <sup>10</sup>	12
Поперечно-поляризованные протоны	635±15	4	4,5·10 <sup>7</sup>	10
	612±9	5,9 <sup>x)</sup>	3·10 <sup>7</sup>	10
Продольно-поляризованные протоны	612±9	5,9	3·10 <sup>7</sup>	10
Нейтроны (на всю область спектра)	500 < E < 650	11,12,13	3·10 <sup>6</sup>	18
Электроны конверсии γ-квантов от распада пи <sup>0</sup> -мезонов.	150	8	1,4·10 <sup>5</sup>	75
γ-кванты от распада пи <sup>0</sup> -мезонов	10 < E ≤ 600	12	2,4·10 <sup>5</sup>	20
Пи <sup>+</sup> -мезоны	60±7	6 <sup>x)</sup>	6·10 <sup>4</sup>	75
	70±3	8,9	7·10 <sup>4</sup>	75
	150±6	9	4,5·10 <sup>4</sup>	20
	300±6	9,6 <sup>x)</sup>	2,4·10 <sup>5</sup>	75
	360	9 <sup>x)</sup>	2·10 <sup>4</sup>	20

x) Внешняя мишень



(продолжение таблицы П)

I	2	3	4	5
пи <sup>-</sup> -мезоны	70±3	8,9,10	8.10 <sup>4</sup>	75
	155±5	17	4.10 <sup>4</sup>	60
	250±9	I	3.10 <sup>4</sup>	16
	300±8	14	4.10 <sup>4</sup>	75
	340±8	I	1,5.10 <sup>4</sup>	16
370±8	I	5.10 <sup>3</sup>	16	
	95±7	8,9,10	1.10 <sup>4</sup>	60
ми <sup>+</sup> -мезоны	95±7	8,9,10	6.10 <sup>4</sup>	75
ми <sup>-</sup> -мезоны	<u>Пучки мезонного тракта</u>			
ми <sup>-</sup> -мезоны (примесь пионов 0,7%)	67±4		3,5.10 <sup>4</sup>	(Эффективная площадь де- тектора 50см <sup>2</sup> )
	73±7		5.10 <sup>4</sup>	
	115±11		11.10 <sup>5</sup>	
(примесь пионов около 2%)	153±11		7.10 <sup>4</sup>	
	167±13		1,2.10 <sup>5</sup>	
	275±22		1.10 <sup>5</sup>	
ми <sup>+</sup> -мезоны	115±11		2.10 <sup>4</sup>	
пи <sup>+</sup> -мезоны	98±7		6.10 <sup>4</sup>	
пи <sup>-</sup> -мезоны	98±5		3,9.10 <sup>5</sup>	
	152±11		4,5.10 <sup>5</sup>	
	250±18		5.10 <sup>5</sup>	
	294±20		1.10 <sup>6</sup>	

Нейтронные пучки образуются в результате обменного взаимодействия ускоренных протонов с ядрами бериллиевой мишени, находящейся внутри камеры ускорителя. Один из пучков поперечно поляризованных протонов получается от той же бериллиевой мишени вследствие упругого рассеяния на ней ускоренных протонов на малые углы.

Второй пучок поперечно поляризованных протонов, а также пучок продольно поляризованных протонов получен после рассеяния выведенного из ускорителя пучка протонов на внешней графитовой мишени. Этот пучок имеет лучшие параметры, и, в перспективе, по мере увеличения коэффициента вывода его интенсивность будет возрастать.

Что касается мезонных пучков, то их, с точки зрения использования, удобно подразделить на две группы. Во-первых, это пучки для работы с медленными, т.е. остановившимися в веществе мишени  $\pi$  и  $\mu$ -мезонами и, во-вторых, это пучки "быстрых" частиц для применения в экспериментах по изучению их упругого и неупругого взаимодействия с нуклонами и ядрами.

Для первых целей предпочтительно использовать пучки наиболее низкой доступной энергии, так как они позволяют получать наибольшую плотность остановок в мишенях после торможения фильтрами. Пучки для второй группы экспериментов желательно получать с энергиями вплоть до максимально возможной.

До последнего времени наиболее интенсивные пучки отрицательных мезонов как "быстрых", так и "медленных" получают с внутренних мишеней ускорителя. Формируются они из мезонов, вылетающих из мишени по направлению протонного пучка. Наиболее интенсивный и удобный для работы пучок медленных положительных мезонов также получен с внутренней мишени под углом  $180^\circ$  к направлению падающего на мишень протонного пучка.

Для формирования и получения чистых и интенсивных пучков отрицательных мезонов различных энергий от 70 до 350 Мэв используется тракт из жесткофокусирующих магнитных линз общей длиной 15 метров с анализирующим магнитом на конце.

Пучок положительно заряженных мезонов высокой энергии получают на внешних мишенях из подэтилена или воды (толщина до 40 см) под углами, близкими к направлению протонного пучка. В существующих условиях этот способ позволяет формировать достаточно интенсивные пучки мезонов (табл.П), хотя и приводит к значительному повышению уровня фонового излучения в экспериментальном зале, так как весь выведенный протонный пучок поглощается небольшой локальной защитой, сооружаемой непосредственно перед защитной стеной.

Попытки получить интенсивные моноэнергетические пучки мезонов низких энергий на внешней толстой мишени до последнего времени не увенчались успехом. Для увеличения потоков мезонов на некоторых пучках применяются фокусирующие элементы. Главным образом они используются для пучков, образуемых на внешних мишенях. Для фокусировки таких пучков используются как квадрупольные линзы, так и специальные системы для формирования магнитного поля в отклоняющем магните, установленном перед основной защитной стеной. Применение фокусирующих элементов на пучках, образованных на внешних мишенях, позволяет захватывать и проводить через коллиматоры частицы, вылетающие из мишени внутри значительного телесного угла (примерно до  $10^{-2}$  стерад.).

Значительно сложнее обстоит дело с дополнительной фокусировкой пучков, образованных на внутренних мишенях. Сложность эта частично обусловлена конструктивными особенностями ускорителя, не позволяющими установить фокусирующие элементы в непосредственной близости к мишени.

Положение здесь в некоторой степени облегчается, правда, тем обстоятельством, что большой объем магнитного поля синхротрона Лаборатории ядерных проблем сам по себе является эффективным фокусирующим элементом для некоторых пучков (как это будет видно ниже). Значительное увеличение интенсивности пучков вторичных частиц от внутренней мишени является также следствием многократного прохождения ускоренных протонов через нее.



## Б. Общее требование к пучкам вторичных частиц

При современном быстром развитии физики элементарных частиц и методики исследований сегодня, конечно, нельзя точно угадать, какие специфические требования могут быть предъявлены к мезонным пучкам через несколько лет. Поэтому при модернизации ускорителя требуется с самого начала заложить возможность наиболее гибкого использования системы мишеней и системы вывода пучков через коллиматоры основной защиты. Это требование, в первую очередь, относится к магнитной оптике, которой должны быть оснащены все пучки вторичных частиц на всем их протяжении, начиная от мишени и кончая местом расположения регистрирующей аппаратуры в экспериментальных залах.

Ввиду того, что при модернизации синхротронного ускорителя желательно обойтись минимальными переделками с целью экономии средств, схема формирования и вывода пучков не может терпеть принципиального изменения по сравнению с существующей.

Для получения интенсивных пучков с внутренней мишени требуется так сконструировать вакуумную камеру ускорителя, чтобы устранить недостатки в конструкции существующей камеры, мешающие приближению фокусирующих устройств к мишени ускорителя.

Сейчас мы кратко остановимся на тех положениях, которые заложены в основу формирования пучков вторичных частиц и работы на них после модернизации ускорителя.

1. Обеспечение широкого фронта экспериментальных работ. Это обеспечивается тем, что в экспериментальные залы выводятся пучки протонов (продольно поляризованных  $\hat{p}_{||}$ , поперечно поляризованных  $\hat{p}_{\perp}$  и неполяризованных  $p$ ), нейтронов, положительно и отрицательно заряженных  $\pi$  и  $\mu$ -мезонов в широком интервале энергий. Таким образом, в экспериментальных залах имеются пучки всех частиц, которые могут быть получены на ускорителях подобного типа. Минимальная энергия в случае мезонных пучков определяется магнитным полем ускорителя, а максимальная — энергией протонного пучка.

2. Низкий уровень фонового излучения при работе с пучками. Это требование удовлетворяется сооружением бетонной защиты, полностью окружающей ускоритель и экспериментальные залы и минимальным количеством отверстий в основной бетонной защите, необходимых для коллимации выводимых за эту защиту пучков. Цели понижения фона в залах при работе с мезонными пучками служат также отклоняющие магниты на мезонных пучках и очищающие их от примесей нейтрального излучения.

Для окончательной очистки пучков (это относится ко всем пучкам, включая и нейтроны) и для разводки пучков заряженных частиц в регистрирующую аппаратуру в экспериментальных залах также устанавливаются отклоняющие магниты.

3. Вследствие того, что эксплуатация подобного ускорителя обходится достаточно дорого, необходимо обеспечить возможность одновременной работы нескольких групп экспериментаторов на различных пучках.

Для этой цели в первую очередь нужно предусмотреть:

а) одновременную работу фокусирующего мезонного тракта с получением пучка нейтронов на той же мишени (внутри ускорителя или на выведенном пучке);

б) одновременное использование поляризованного пучка протонов (от рассеяния на внешней мишени) и отклоненного протонного пучка для радиохимических исследований и исследований с масс-сепаратором;

в) получение с одной мишени, по крайней мере, двух мезонных пучков.

4. Получение максимально возможной интенсивности пучков вторичных частиц.

Интенсивность пучков вторичных частиц важна как с точки зрения принципиальной возможности постановки новых экспериментов, так и с точки зрения наиболее выгодного соотношения эффекта и фона в проводящихся экспериментах. Оба эти условия удовлетворяются применением фокусировки пучков вторичных заряженных частиц с использованием вакуумных каналов.

#### В. Схема образования пучков вторичных частиц от фазотрона "Ф"

В предыдущих разделах были рассмотрены общие принципы, на основе которых следует построить систему формирования пучков вторичных частиц.

В качестве одного из примеров конкретного решения этой задачи на рис.3 приводится общая схема пучков, образованных как на внутренних, так и на внешних мишенях.

Пучок I формируется мезонным трактом и может быть образован как на внутренней, так и на внешней мишенях. Энергии пионов, выводимых через канал, охватывают интервал от - 80 Мэв до - 350 Мэв (т.е. до максимально возможной). С внутренней мишени выводятся интенсивные пучки отрицательных  $\pi^-$  и  $\mu^-$ -мезонов высокой и низкой энергии и интенсивные пучки положительных частиц низких энергий. Интенсивные пучки положительных мезонов получают на внешней мишени. Чистые пучки мюонов (с энергией от ~30 Мэв и выше), выводятся в новый экспериментальный павильон с пониженным уровнем фонового излучения. Пучки пионов (а также мюонов) выводятся в существующий экспериментальный павильон.

Пучки 2 и 3 - пучки положительных и отрицательных пионов низкой энергии с лучшим энергетическим разрешением формируются с внутренней мишени системой линз и магнитов и выводятся в существующий экспериментальный павильон.

Пучки нейтронов и  $\gamma$ -квантов (4,5,6,7) образуются как с внутренней, так и с внешней мишени и очищаются от заряженных частиц отклоняющими магнитами.

Пучок неполяризованных протонов максимальной энергии ограниченной интенсивности может быть получен через коллиматоры 6 и 7.



Пучок протонов низких энергий (для медицинских исследований) выводится через коллиматор 6 в существующую пристройку.

Пучки поляризованных протонов образуются при рассеянии выведенного протонного пучка на внешней графитовой мишени и выводятся в экспериментальный зал через коллиматоры 5 и 7. Установленные в защитной стене магниты-соленоиды позволяют изменять направление вектора поляризации, что в сочетании с отклоняющими магнитами обеспечит возможность работать на продольно и поперечно поляризованных пучках.

На выведенном отклоненном протонном пучке располагается система масс-сепаратора (канал 8) для вывода сепарированных тяжелых ионов в новую пристройку с пониженным уровнем фонового излучения.

На отклоненном протонном пучке в месте расположения ловушки пучка могут проводиться облучения мишеней для радиохимических исследований.

Согласно изложенному в предыдущем разделе требования, в предлагаемую схему может быть заложена возможность одновременного проведения исследований на следующих направлениях: 1 и 2, 1 и 3, 1 и 4, 2 и 3, 5 и 8, 5-7. В случае необходимости пучки мезонов могут образовываться также на выведенном протонном пучке при расположении мишеней в поворотном магните.

В предлагаемую схему разводки пучков заложено условие, что интенсивности пучков, образованных на внутренних мишенях, возрастут пропорционально увеличению тока ускоренных протонов. При оценке интенсивностей пучков вторичных частиц, образованных на выведенном пучке протонов, следует также иметь в виду, что коэффициент вывода протонов из ускорителя предполагается увеличить примерно на порядок по сравнению с существующим. В таблице III приведены ожидаемые интенсивности пучков от фазотрона "Ф".

В заключение следует обратить внимание, что во вновь сооружаемых экспериментальных павильонах с пониженным уровнем фонового излучения должны находиться люди во время проведения экспериментов. Это накладывает определенные требования на защиту самого ускорителя.

Таблица III

Интенсивности пучков частиц от фазотрона "Ф" (ток внутреннего пучка протонов  $25 \text{ мкА}^x$ ; коэффициент вывода 0,5).

Частицы	Энергия, Мэв	Номер коллиматора	Интенсивность в сек. на данную площадь	Площадь детектора $\text{см}^2$
1	2	3	4	5
Протоны (выведенный пучок)	$680 \pm 3$	6,7	$10^{13}$	12
Поперечно-поляризованные протоны	$620 \pm 10$	5,7	$3 \cdot 10^9$	10

x) При токе 50 мкА интенсивности всех пучков удваиваются.

(продолжение таблицы III)

1	2	3	4	5
Продольно-поляризованные протоны	620 ± 10	5,7	3.10 <sup>9</sup>	10
Нейтроны (на всю область спектра)	500 < E < 660	4,5,6,7	3.10 <sup>7</sup>	20
Электроны конверсии γ-квантов от распада π <sup>0</sup> -мезонов	150	4,5,6,7	1,5.10 <sup>6</sup>	75
γ-кванты от распада π <sup>0</sup> -мезонов	10 ≤ E ≤ 600	4,5,6,7	2,5.10 <sup>6</sup>	20
π <sup>+</sup> -мезоны	70 ± 3	2,3	8.10 <sup>5</sup>	75
π <sup>-</sup> -мезоны				
<u>Пучки мезонного тракта<sup>x)</sup></u>				
π <sup>0</sup> -мезоны	30 < E < 300		10 <sup>4</sup> -10 <sup>6</sup>	50
π <sup>+</sup> -мезоны	30 < E < 300		2.10 <sup>4</sup> -5.10 <sup>6</sup>	50
π <sup>-</sup> -мезоны	60 ≤ E ≤ 370		10 <sup>5</sup> -10 <sup>7</sup>	50
π <sup>+</sup> -мезоны	60 ≤ E ≤ 370		5.10 <sup>5</sup> -5.10 <sup>7</sup>	50
Например: π <sup>-</sup> -мезоны	100 ± 5		4.10 <sup>6</sup>	50

x) Пучки получаются с внутренней и внешней мишенью в указанном интервале энергий. Интенсивности пучков приведены из условия  $\frac{\Delta p}{p} = 0,05$ .

### ГЛАВА III

#### ДИНАМИКА ДВИЖЕНИЯ ЧАСТИЦ В ФАЗОТРОНЕ С ВАРИАЦИЕЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

##### I. Фазовое движение в ускорителе

Фазовое движение в синхротроне хорошо изучено, и все положения теории полностью применимы к случаю фазотрона с вариацией магнитного поля.

Уравнение фазового движения имеет вид:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{E_n}{\omega_n^2 K} \frac{d\phi}{dt} \right) + \frac{e V \sin \phi}{\pi} = - \frac{E_n}{\omega_n^2 K_n} \dot{\omega}_n \quad (4)$$

$\omega$  — угловая частота обращения ионов; индекс "n" относит соответствующие величины к равновесной частице, для которой частота обращения равна частоте ускоряющего напряжения, и фаза  $\phi$  равна равновесной фазе  $\phi_n$ .

Необходимая скорость изменения частоты ускоряющего напряжения определяется следующим выражением:

$$\dot{\omega}_n = - \frac{e V K_n \omega_n^2 \sin \phi_n}{\pi E_n} \quad (5)$$

Эффективность ускорителя ( $\eta$ ), т.е. отношение продолжительности захвата ( $\tau$ ) к периоду модуляции частоты ( $T_M$ ) определяется выражением:

$$\eta = \frac{\tau}{T_M} = \frac{2F}{\omega_{n0}} \cdot \sqrt{\frac{2eV\omega_{n0}K_n}{\pi E_n}} L(\sin \phi_n) = 2F \sqrt{\frac{\pi E_n}{eV\omega_{n0}K_n}} L(\sin \phi_n) \quad (6)$$

Индекс "0" относит соответствующие параметры к началу ускорения.

$$L(\sin \phi_n) = F(\sin \phi_n) P(\sin \phi_n),$$



$$F(\sin \phi_0) = \sqrt{\cos \phi_0 - \left(\frac{\pi}{2} - \phi_0\right) \sin \phi_0}$$

$F(\sin \phi_0)$  — функция, учитывающая долю ионов, возвращающихся в первом фазовом колебании в центр ускорителя, из общего числа ионов, имеющих фазовые скорости в диапазоне, определяемом областью фазовой устойчивости.

Из (6) видно, что эффективность ускорителя растет с уменьшением  $K_0$ . Радиальная протяженность области фазовой устойчивости (определяющая максимальный размер сгустка) находится из выражения:

$$\rho = \frac{c^2}{\omega^2 R (1+\nu)} \sqrt{\frac{2eV}{\pi K_0 E_0}} F(\sin \phi_0). \quad (7)$$

Здесь  $\rho$  — амплитуда радиально-фазовых колебаний.

Размер сгустка в центральной области ускорителя определяет интенсивность ускорителя по ограничению пространственным зарядом (см. формулу I).

В случае фазотрона с вариацией магнитного поля имеется то преимущество перед обычным синхроциклотроном, что возможно выбрать параметр "К" меньше единицы, а также управлять характером его изменения вдоль радиуса, имея в виду не допустить фазовых потерь пучка в процессе ускорения.

Изменение "амплитуды" фазовых колебаний при адиабатическом изменении параметров ускорителя определяется инвариантом, который может быть записан в виде:

$$\sqrt{\frac{2eVE_0}{\pi \omega^2 K_0}} \int (\cos \phi + \phi \sin \phi_0 + \epsilon)^{1/2} d\phi = \text{const}, \quad (8)$$

( $\epsilon$  — постоянная интегрирования).

С другой стороны, площадь области фазовой устойчивости, охватываемая сепаратриссой решения фазового уравнения (4), равна:

$$\oint \phi' d\phi = \sqrt{\frac{2eV\omega_0 K_0}{\pi E_0}} \int \sqrt{\cos \phi + \cos \phi_0 - (\pi - \phi - \phi_0) \sin \phi_0} d\phi. \quad (9)$$

Если потребовать, чтобы при постоянных значениях  $V$  и  $\sin \phi_0$  частицы, имевшие в первом фазовом колебании устойчивые фазовые траектории вблизи сепаратриссы, в процессе ускорения до конечного радиуса не вышли из области устойчивости, то допустимое изменение параметра "К" вдоль радиуса определится выражением:

$$K - 1 - \frac{n}{1+\nu} \frac{1}{\beta^2} \leq F_0 \left(\frac{E}{E_0}\right)^2 \left(\frac{H_0}{H}\right)^2. \quad (10)$$

Выбранный закон роста среднего поля (2а) удовлетворяет этому требованию при  $C_0 \leq 2(C_0 - C_1) < 0,6$

На рис.5 приведены кривые " $K_{\text{доп.}}$ " и значения "К", определяемые магнитным полем (2а) при  $C_0 = 0,358$  и  $C_1 = 0,045$ , выбор которых сделан в следующем параграфе.

При выборе начального значения параметра " $K_0$ " учитывались возможности создания требуемой для вертикальной устойчивости вариации магнитного поля на всех радиусах ускорителя. Анализ многих функций среднего магнитного поля для случая предлагаемой реконструкции синхроциклотрона ОИЯИ показал, что значение "К" меньше 0,3 вызывает трудности в реализации магнитного поля.

Время ускорения  $t$ , до радиуса  $r_0$  определяется выражением (при постоянных  $v$  и  $\sin \phi_0$ ):

$$t = \frac{r_0}{c v \sin \phi_0} \int_0^{r_0} H(r) \cdot (1+n) r dr. \quad (I)$$

Требуемая зависимость частоты ускоряющего напряжения от времени  $f(t)$  для сильноточного фазотрона ( $v = 40$  кв,  $\sin \phi_0 = 0,4$ ) представлена на рис.6. Как видно из рисунка, частота ускоряющего напряжения изменяется от 18,18 Мгц до 14,41 Мгц. При коэффициенте полезного использования цикла модуляции 0,33 частота модуляции составит 260 гц. Принятое значение  $\sin \phi_0$  определено из условия максимума произведения фазового объема на частоту модуляции, которое, как видно из (I), определяет достижимую в фазотроне "Ф" интенсивность.

На первом фазовом колебании в синхrocиклотроне имеются ограничения, связанные с возвращением ионов в центр ускорителя (учитываемые функцией  $P(\sin \phi_0)$ ), которые в обычном синхrocиклотроне приводят к тому, что  $\sin \phi_0$  на первом фазовом колебании необходимо выбирать меньшим, чем 0,4.

Однако в фазотроне с вариацией магнитного поля из-за меньшей напряженности поля в центре и более высокого ускоряющего напряжения, ионы быстрее выходят из центральной области и скорость изменения частоты  $\dot{\omega}$  может быть повышена, т.е.  $\sin \phi_0$  на захвате будет приближаться к выбранному для остальной области значению 0,4.

Как показывает опыт работы на синхrocиклотроне, скорость изменения частоты на захвате должна быть скорректирована непосредственно на действующем ускорителе по интенсивности.

## 2. Линейная теория свободных колебаний

Динамические процессы в сильноточном фазотроне рассматриваются для магнитного поля, которое в медианной плоскости определяется выражением (2). Система уравнений, описывающая движение частиц с постоянным импульсом  $p$  в произвольном стационарном магнитном поле, имеет вид:

$$r'' - \frac{2r'^2}{r} - r = - \frac{e}{pc} \left(1 + \frac{r'^2}{r^2} + \frac{z'^2}{r^2}\right)^{1/2} [(r^2 + z'^2)H_z - z'r'H_r - z'r'H_\phi]. \quad (I2)$$

$$z'' - \frac{2z'z'}{z} = \frac{e}{pc} \left(1 + \frac{r'^2}{r^2} + \frac{z'^2}{r^2}\right)^{1/2} [(r^2 + z'^2)H_z - z'r'H_r - r'z'H_\phi]. \quad (I3)$$

При  $z = 0$  частное периодическое решение уравнения (I2) определяет замкнутую орбиту, которая может быть записана в виде:

$$r_0(\phi) \approx r_0(\phi) - R = \frac{eR}{N-1-n} \sin\left(\frac{r}{R} - N\phi\right) + \Delta R, \quad (I4)$$

где  $R$  - радиус, определяемый импульсом частицы  $p = \frac{e}{c} H(R) \cdot R$ ,  $\Delta R$  - поправка к радиусу  $R$ , вызванная вариацией магнитного поля и составляющая примерно 0,1 %  $R$ .



При растущем вдоль радиуса среднем магнитном поле пространственная вариация должна обеспечивать устойчивость замкнутых орбит (I4).

Линеаризованные уравнения, описывающие свободные колебания относительно замкнутых орбит, имеют вид:

$$\begin{aligned} \rho'' + (a_r + 2q \cos 2u) \rho &= 0, \\ \kappa'' + (a_\kappa - 2q \cos 2u) \kappa &= 0, \end{aligned} \quad (15)$$

где

$$\begin{aligned} a_r &= + \frac{4}{N^2} \left[ 1 + n - \frac{\epsilon^2 R^2}{2\kappa^2 (N^2 - 1 - n)} \right], \\ a_\kappa &= - \frac{4}{N^2} \left[ -n + \frac{\epsilon^2 R^2}{2\kappa^2 (N^2 - 1 - n)} + \frac{\epsilon^2 N^2}{2(N^2 - 1 - n)} \right], \\ q &= \frac{2eR}{N^2 \kappa}, \quad 2u = \frac{R}{\kappa} - N\phi. \end{aligned}$$

Характеристические показатели ( $\mu_r$ ,  $\mu_\kappa$ ) в области устойчивости уравнений (15) определяют частоты свободных колебаний около замкнутых орбит:

$$Q_{r,\kappa} = \frac{N}{2} \mu_{r,\kappa}. \quad (16)$$

Характеристические показатели с точностью, лучшей чем 0,5% при  $q < 1$ , можно находить из выражения:

$$\cos \mu \pi = \cos \pi \sqrt{a} - \frac{\pi \sin \pi \sqrt{a}}{4\sqrt{a}(1-a)} q^2. \quad (17)$$

Приближенные значения частот свободных колебаний можно получить при разложении в ряд выражения (17). При этом получаются следующие формулы:

$$\begin{aligned} Q_r^2 &= (1+n) \left[ 1 + \frac{3}{2N^2} \left( \frac{\epsilon R}{N\kappa} \right)^2 \right], \\ Q_\kappa^2 &= -n + \epsilon^2 \left[ \frac{N^2}{2(N^2 - 1 - n)} + \frac{R^2}{2N^2 \kappa^2} \left( 1 + \frac{N^2}{N^2 - 1 - n} \right) \right]. \end{aligned} \quad (18)$$

Если магнитное поле кроме  $n$ -ой гармоники содержит также высшие гармоники порядка  $m \neq n$ , то частоты свободных колебаний можно определить из выражений:

$$\begin{aligned} Q_r^2 &= (1+n) \left[ 1 + \frac{3}{2N^2} \left( \frac{\epsilon_1 R}{N\kappa_1} \right)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{\epsilon_n}{\epsilon_1} \right)^2 \right], \\ Q_\kappa^2 &= -n + \epsilon^2 \left( \frac{R^2}{N^2 \kappa_1^2} + 0,5 \right) \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{\epsilon_n}{\epsilon_1} \right)^2 \end{aligned} \quad (19)$$

где  $\epsilon_n$ ,  $\kappa_n$  - амплитуда и параметр  $m \neq n$ -ой гармоники, причем  $\kappa_n = \frac{1}{m} \kappa_1$ . Точность выражений (18) была проверена нахождением частот свободных колебаний при численном интегрировании на электронно-вычислительной машине ОИЯИ системы уравнений (12), (13).

Необходимая глубина вариации магнитного поля определялась из 2-го выражения системы (18) для двух значений  $n\kappa = 60$  см и  $n\kappa = 80$  см. Величина  $n$  находится из закона роста среднего поля (2а) и выражается формулой:

$$n = 2c_0 \xi^2 - 6c_1 \xi^4. \quad (20)$$

Как было указано выше, на коэффициенты  $C_0$ ,  $C_1$  налагается одно условие, определяемое отсутствием потерь частиц из-за нарушения фазовой устойчивости в центральной области:

$$C_0 \exp(2c_0 - 2c_1) \leq 0,68$$

Значения коэффициентов  $C_0$ ,  $C_1$  выбираются такими, чтобы величина  $n$ -ой гармоники маг-

нитного поля получалась приблизительно постоянной вдоль радиуса. Эти два требования выполняются, если выбрать  $C_0 = 0,358$ ;  $C_1 = 0,045$ . Значения коэффициентов  $C_0$ ,  $C_1$  определяют величину роста среднего поля до конечного радиуса ( $h_k$ ) и изменение частоты ускоряющего напряжения ( $\nu_k$ )

$$h_k = \exp(C_0 - C_1) = 1,3675, \quad (21)$$

$$\nu_k = \nu_0 / h_k = 1,261,$$

где  $\nu_k$  - отношение энергии частицы к энергии покоя на конечном радиусе.

Если выбрать конечный радиус ускорения 270 см, то при энергии 700 Мэв магнитное поле на конечном радиусе составит  $H_k = 16276$  э. Магнитное поле в центре  $H_0 = H_k / h_k = 11900$  э. На рис.7 приведена зависимость среднего магнитного поля от относительного радиуса.

На рис.8 и рис.9 приведены графики глубины вариации и величины основной гармоники магнитного поля вдоль относительного радиуса для двух значений  $m$ . На рис.8 нанесена также выбранная зависимость частоты аксиальных колебаний  $\nu_k$  от радиуса.

Частота радиальных колебаний монотонно увеличивается вдоль радиуса и на конечном радиусе составляет - 1,2. Следовательно, высокоэффективный вывод ускоренных частиц в принципе можно осуществить либо при использовании градиентного канала, либо применением модифицированного резонансного метода.

### 3. Нелинейные эффекты

Основные нелинейные эффекты в ускорителе с пространственной вариацией магнитного поля приводят к зависимости частот свободных колебаний от амплитуды этих колебаний и к наличию внутренних нелинейных резонансов.

Рассмотрим вначале нелинейные резонансы, возможные в сильноточном фазотроне. Так как диапазон изменения частот свободных колебаний составляет  $1 < \omega < 1,2$ ;  $0 < \omega' < 0,2$ , то единственный нелинейный резонанс  $n$ -го порядка возможен по радиальным колебаниям в центральной области ускорителя. Как показано в следующей главе, с точки зрения создания необходимой глубины вариации желательно выбрать минимально возможное число спиралей  $k$ . Исследуем нелинейный резонанс 4-го порядка ( $n = 4$ ) в центральной области ускорителя.

Известно, что при резонансе 4-го порядка малые амплитуды могут быть устойчивы даже при точном резонансе, если стабилизирующий фактор имеет необходимую величину, как это имеет место, например, в синхротроне с жесткой фокусировкой. Однако можно показать, что для резонанса 4-го порядка в центральной области СТФ значение стабилизирующего фактора намного меньше величины, необходимой для устойчивости малых амплитуд радиальных колебаний. Поэтому рассмотрим радиальную ширину резонансной области в центре ускорителя и выберем параметры таким образом, чтобы ширина резонансной области была меньше радиуса первого оборота частицы. При этом влияние нелинейного резонанса на радиальные колебания будет исключе-



но. Ширина резонансной полосы нелинейного резонанса определяется соотношением:

$$\Delta Q_r = \frac{eR}{\pi Q_r} [J_{q-1}(\frac{a}{\lambda}) - J_{q+1}(\frac{a}{\lambda})], \quad (22)$$

где  $q$  - порядок нелинейного резонанса,  $a$  - амплитуда радиальных колебаний в начале полосы резонанса;  $J$  - функция Бесселя. Зависимость частоты радиальных колебаний от магнитного поля в центральной области можно с достаточной точностью определить в виде  $Q_r = 1 + (1/2)a^2$ . Разлагая функции Бесселя в ряд при условии  $a < \frac{\lambda}{2}$  и выражая индекс поля "  $n$  " формулой (20), найдем радиус резонансной зоны в центральной области ускорителя:

$$r_{рез} = \frac{e r_0^2}{c_0 Q_r 2^q (q-1)! \lambda} (\frac{a}{\lambda})^{q-1} \quad (23)$$

При  $r_0 = 270$  см;  $q = 4$ ;  $\lambda = 15$  см;  $a = 4,5$  см;  $C_0 = 0,358$ ;  $Q_r = 1$ ;  $e = 0,05$  радиус зоны нелинейного резонанса 4-го порядка составляет  $r_{рез} = 0,6$  см.

Дальнейшее исследование нелинейного резонанса с целью уточнения полученных значений параметров будет проведено на электронно-вычислительной машине ОИЯИ.

В первом приближении можно констатировать, что возможно выбрать  $n = 4$  при  $\lambda \geq 15$  см. Зависимость частоты свободных колебаний от их амплитуды при  $\lambda \geq 15$  см составляет незначительную величину и не может привести к недопустимому изменению частоты аксиальных колебаний.

#### 4. Выбор параметров структуры магнитного поля.

##### Д о п у с к и

Основными параметрами магнитного поля сильноточного фазотрона являются периодичность азимутальной структуры поля ( $n$ ), форма линий равных фаз магнитного поля, характеризуемая в каждой точке тангенсом угла наклона этих линий к окружности ( $\tan \alpha = \frac{n\lambda}{r}$ ), и коэффициенты  $C_0$ ,  $C_1$ , определяющие закон роста среднего магнитного поля. При выборе этих основных параметров магнитного поля, кроме принципиального требования пространственной устойчивости частиц, налагалось три дополнительных условия:

1. Отсутствие потерь из-за нарушения фазовой устойчивости в центральной области ускорителя.

2. Минимальная, приблизительно постоянная вдоль радиуса, величина основной гармоники магнитного поля.

3. Верхняя граница распределения частиц по амплитудам радиальных колебаний принята равной  $a = 4,5$  см. Это условие вытекает из опыта эксплуатации синхротронов.

Первое условие накладывает одно ограничение на коэффициенты  $C_0$ ,  $C_1$ . Условие постоянства амплитуды основной гармоники вдоль радиуса позволяет выбрать величины  $C_0$ ,  $C_1$ .

Как показано в главе IV, относительно большой зазор между спиральными шиммами, необходимый для синхротрона, приводит к тому, что получение требуемой величины вариации магнитного поля существенно облегчается при уменьшении числа спиралей  $n$ . Минимальная

величина  $n$  определяется наличием в центральной области нелинейного резонанса  $n$ -го порядка.

При  $n = 4$ , учете третьего условия ( $a < 4,5$  см) и выбранных величинах коэффициентов  $C_0, C_1$ , для параметра магнитного поля  $\lambda$ , характеризующего форму спиральных линий, получается неравенство  $\lambda \geq 15$  см. Исходя из возможностей получения необходимой величины вариации магнитного поля (см. главу IV) параметр  $\lambda$ , по-видимому, будет изменяться в пределах  $15 < \lambda < 20$  см.

Дальнейшие исследования должны коснуться таких эффектов, как влияние нелинейных членов в структуре магнитного поля на частоты свободных колебаний, взаимное влияние амплитуд колебаний на собственные частоты, влияние нарушения симметрии магнитного поля, в частности, резонанс связи  $q, -s, = I$  и т.д.

Результаты, суммирующие допуски по основным системам сильноточного фазотрона, приведены ниже.

1. Стабилизация магнитного поля	$(\frac{\Delta H}{H})$	$- 10^{-4}$
2. Показатель роста поля	$(\frac{\Delta H}{H})$	$- 0,02 \pm 0,04$
3. Глубина вариации магнитного поля на конечном радиусе	$(\frac{\Delta H_N}{H_N})$	$- 0,02 \pm 0,03$
4. Низшие гармоники структуры магнитного поля в центральной области ускорителя		
1-ая гармоника ( $s = 1$ )		$- 10^{-3}$
2-ая гармоника ( $s = 2$ )		$- 5 \cdot 10^{-3}$

#### ГЛАВА IV

#### МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Магнитное поле фазотрона с пространственной вариацией может быть сформировано в зазоре электромагнита  $\phi$  6000 мм с помощью системы спиральных шимм и изменения расстояния между полюсными наконечниками (крышками камеры). Это расстояние при необходимости может быть увеличено с 600 мм до 1200 мм путем замены стальных крышек камеры на крышки, выполненные из нержавеющей стали.

Минимальный размер по вертикали между элементами магнитной системы определяется требованиями к высокочастотной системе ускорителя и не может быть выбран менее 30 см.

Для ориентировочно выбранного предельного радиуса ускорения  $r_s = 270$  см значение среднего магнитного поля, соответствующего энергии протонов 700 МэВ, равно  $H_K = 16276$  э.

Максимальные ампервитки, создаваемые существующей обмоткой электромагнита, достаточны для создания требуемого магнитного поля, а ее предполагаемая замена связана с другими проблемами, возникающими при реконструкции синхротрона в сильноточной фазотрон (СТФ).



## I. Выбор основных параметров системы спиральных шимм

I. Методика выбора основных параметров магнитной системы для формирования требуемого поля разработана и изложена в работе<sup>(9)</sup>. В этой работе показано, что амплитуда вариации магнитного поля системы спиральных шимм достаточно хорошо описывается выражением, полученным из рассмотрения поля от бесконечной системы прямолинейных шимм:

$$H_N = 2m \sin \frac{\alpha}{2} \left( e^{-\frac{h_1}{\lambda_{\text{сп}}}} - e^{-\frac{h_2}{\lambda_{\text{сп}}}} \right), \quad (24)$$

где  $m$  — намагниченность шимм;  $h_1$  и  $h_2$  — расстояния до поверхностей, ограничивающих шимм в вертикальном направлении;  $\alpha$  — азимутальная протяженность спиральной шиммы — угол между боковыми образующими;

$$\lambda_{\text{сп}} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 + \left(\frac{M\lambda}{I}\right)^2}}$$

$2\pi\lambda$  — радиальный шаг структуры магнитного поля.

Используя это выражение, проанализируем возможность создания вариации поля при различных  $m$  и  $\lambda$ . Предварительное рассмотрение показало, что наиболее трудные условия создания вариации будут находиться в зоне малых радиусов. На рис.10 приведены зависимости требуемых и рассчитанных по формуле (24) амплитуд гармоник от параметра спирали  $\lambda$  при двух значениях  $n = 4$  и  $n = 6$  для  $r = 100$  см. В этих расчетах величина намагниченности принималась равной  $4\pi m = 15000$  э, при оптимальной толщине шимм  $a = \frac{r}{N}$ , расстоянию между спиральными шиммами по вертикали  $2h_1 = 30$  см и их высоте  $2h_2 = h_1 = 25$  см. Из этого рисунка видно, что при  $n = 6$  нельзя получить требуемой величины вариации при ограничениях, накладываемых на полузазор между спиральными шиммами ( $h_1 \geq 15$  см). В дальнейшем будем рассматривать 4-спиральную структуру магнитного поля  $n=4$ .

На рис.11 приведены зависимости требуемых и рассчитанных амплитуд 4-ой гармоники поля от радиуса при двух значениях  $\lambda = 15$  см и  $\lambda = 20$  см. Видно, что в центральной области рассчитанные значения вариации не достигают требуемых величин. Необходимая вариация может быть получена за счет некоторого уменьшения зазора между спиральными шиммами до значения (20–25) см в интервале радиусов (0–75 см). Такое уменьшение зазора является еще допустимым и не вызовет затруднений при проектировании высокочастотной системы ускорителя.

Заметим, что для формирования требуемой вариации в центральной области предпочтительнее использовать меньшее значение параметра  $\lambda$ , т.к. в этом случае зазор  $2h_1$  будет максимальным. Однако выбор этого параметра зависит также от характера изменения вариации и ее фазы на радиусах вблизи конечного радиуса системы спиральных шимм  $r_1$ , что, в свою очередь, определяет выбор предельного радиуса ускорения  $r_1$ .

На основании численных расчетов магнитного поля системы спиральных шимм<sup>(9)</sup> показано, что колебания амплитуд 4-ой гармоники поля на радиусах, меньших ( $r_1 - 2h_1$ ), сос-

тавляет (2+4) %, что находится в допустимых пределах. Отметим, что при больших значениях параметра  $\lambda$  эти колебания имеют меньшую величину, но большую протяженность по радиусу. Кроме того, увеличение  $\lambda$  приводит к заметному повышению требуемой амплитуды вариации. Тем не менее, на этапе предварительного рассмотрения параметр спирали  $\lambda$  следует выбрать равным  $\lambda \approx 18$  см. Окончательный выбор значения будет определяться возможностью создания требуемой амплитуды 4-ой гармоники поля при условии получения максимально возможного рабочего радиуса ускорителя.

Во всех выше проведенных рассмотрениях толщина спиральных шимм принималась оптимальной с точки зрения получения вариации. Т.к. точность выполнения заданного закона вариации составляет (10 + 12)% на средних и (2+3) % на предельных радиусах, то параметр спиральных шимм  $a$  ( ) может быть найден, в основном, из требований на среднее магнитное поле ускорителя.

## 2. Выбор параметров магнитной системы, формирующей среднее магнитное поле

Как видно из рис.12, среднее магнитное поле возрастет от центра до рабочего радиуса ( $r_1 = 270$  см) с I1902а до I6276а. Создание такого поля может быть осуществлено за счет изменения угловой протяженности спиральных шимм и профилирования полюсного наконечника (крышки камеры).

При максимально возможном полуторакратном изменении толщины спиральных шимм можно достичь прироста среднего поля - 1200 э.

В ориентировочных расчетах учитывалось изменение намагниченности спиральных шимм, обусловленное ростом внешнего намагничивающего поля и изменением соотношения толщины и высоты спиральных шимм.

По конструктивным соображениям и исходя из выбранных параметров спиральных шимм зазор между полюсными наконечниками (крышками камеры) может измениться от 800 мм до 1200 мм. Максимальный вклад в перепад поля за счет профилирования полюсного наконечника, как показывают эксперименты, выполненные на модели электромагнита синхротронотрона в масштабе 1:10, составляет - 2500 э. Таким образом, суммарный перепад среднего поля составляет - 3700 э, что соответствует 85-80% требуемой величины. Эти оценки показывают, что при использовании на конечных радиусах ускорителя дополнительной кольцевой шиммы, можно получить требуемый закон изменения среднего поля.

Окончательный выбор параметров магнитной системы, создающей как вариацию, так и среднее магнитное поле, может быть сделан на основании моделирования. Схема профиля полюсного наконечника и расположение спиральных шимм даны на рис.13.



### 3. Измерение и стабилизация магнитного поля

При формировании заданной топографии магнитного поля ускорителя необходимо измерять неоднородные поля в диапазоне 8000 – 20000эс с точностью 0,01%. Несмотря на то, что максимальная величина градиента магнитного поля в зоне ускорения достигает 200э/см, эти измерения с достаточной точностью можно выполнить ядерным магнитометром, описанным в работе<sup>(10а)</sup>. Резонансная частота автодинного детектора ямр ядерного магнитометра быстро и с нужной точностью измеряется автоматическим электронно-счетным частотомером<sup>(10б)</sup>. Математическая обработка результатов магнитных измерений, включающая определение средней величины магнитного поля на некотором радиусе  $\bar{H}$ , амплитуд  $H_n$  и начальных фаз  $\beta_n$  ряда гармоник, производится специализированной вычислительной машиной – анализатором гармоник магнитного поля циклических ускорителей<sup>(10в)</sup>. Распределение магнитных полей в зонах с большей неоднородностью (зона спада, магнитный канал) измеряется холловскими магнитометрами<sup>(10г)</sup> с точностью 0,05 – 1%.

Стабилизация абсолютной величины магнитного поля ускорителя с точностью 0,01–0,001% может быть осуществлена при помощи ядерного стабилизатора, описанного в работе<sup>(10д)</sup>.

## ГЛАВА У

### У С К О Р Я Ю Щ А Я   С И С Т Е М А

#### 1. Выбор схемы ускоряющей системы

Размеры и конструкция электромагнита синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем однозначно определяют общую схему ускоряющей системы как резонансную линию (линии) с дуантом диаметром 6 м на конце. Внутри этой общей схемы возможен широкий выбор вариантов как с точки зрения длины и конструкции линии и дуанта, так и с точки зрения способов модуляции частоты и места подключения модулирующего устройства.

Линия может быть, например,

- 1) четвертьволновой с модулирующей емкостью вблизи ускоряющей кромки или индуктивностью вблизи закоротки;
- 2) полуволновой с модулирующей емкостью на стороне противоположной дуанту;
- 3) трехчетвертьволновой с модулирующей емкостью в пучности напряжения.

Конфигурация системы тоже может быть различной от полукруглого дуанта со стеблем или стеблями до прямоугольной в плане линии с шириной, равной рабочему диаметру ускорителя.

В качестве модулирующего устройства могут использоваться либо емкостный вариатор (вращающийся или камертонный), либо индуктивность, нагруженная ферритом, магнитная про-

ницаемость которого изменялась путем подмагничивания<sup>х)</sup>. В отличие от линий, больших  $\frac{\lambda}{4}$ , четвертьволновая система привлекает своей простотой, однако, ввиду ряда специфических трудностей она не нашла применения в синхротронах. Во-первых, вариаторы частоты, расположенные по бокам дуанта вблизи ускоряющей кромки, не удастся вынести из поля магнита, и в них неизбежны очень большие потери, связанные с токами Фуко. Во-вторых, особенности возбуждения высокочастотных колебаний в больших эвакуированных объемах камер синхротронов требуют подачи расщипающего постоянного напряжения на дуант. При этом закоротка  $\frac{\lambda}{4}$ -линии должна выполняться с разделительными емкостями, что сводит на нет конструктивную простоту четвертьволновой системы.

Из "длинных" резонансных систем некоторыми преимуществами обладает полуволновая система, которая и принята в качестве рабочей для предлагаемого варианта реконструкции синхротрона Лаборатории ядерных проблем.

Модуляция частоты должна осуществляться емкостным вариатором частоты, выполненным в виде конденсатора с вращающимся ротором, ось которого параллельна кромке дуанта.

## 2. Расчет характеристик ускоряющей системы

В больших синхротронах для обеспечения перекрытия широкого диапазона рабочих частот вариатором с реальными характеристиками по изменению емкости ( $\frac{C_{\text{в макс}}}{C_{\text{в мин}}}$ ) используют резонансные линии с неоднородным волновым сопротивлением и включение сосредоточенных реактивных элементов. Повышение волнового сопротивления в районе узлов напряжения низкочастотной части диапазона позволяет уменьшить необходимое перекрытие по емкости вариатора  $\frac{C_{\text{в макс}}}{C_{\text{в мин}}}$ , однако за это приходится расплачиваться 1,5 — 2-кратным превышением напряжения на вариаторе по сравнению с ускоряющим напряжением на дуанте внутри рабочего диапазона частот. Когда ускоряющее напряжение составляет  $\sim 15$  кв, с этим недостатком можно мириться.

В реконструированном синхротроне Лаборатории ядерных проблем ускоряющее напряжение предполагается равным 50 кв и напряжение на вариаторе не должно превышать ускоряющее напряжение.

Особенностью рассматриваемого ускорителя помимо высоких уровней ускоряющего напряжения являются: 1) малые зазоры в межполюсном пространстве; 2) низкая максимальная рабочая частота по сравнению с обычными большими синхротронами; 3) узкий диапазон рабочих частот. Все это делает наиболее логичным и целесообразным выбор в качестве резонансной высокочастотной системы однородной линии.

<sup>х)</sup> Следует сразу же отметить, что перестройка частоты с помощью индуктивностей с ферритом не будет рассматриваться ввиду малой добротности ферритов на интересующих нас частотах.



На основании предварительных расчетов для реконструируемого синхротрона Лаборатории ядерных проблем была выбрана ускоряющая система, схематически показанная на рис. 1. Это прямоугольная в плане плоская линия шириной 6 м, длиной 7,7 м с постоянным вертикальным зазором, равным 7,5 см. Большая длина линии позволяет вынести вариатор и высокочастотный генератор за радиационную защиту. При этом указанные элементы оказываются вне интенсивного рассеянного магнитного поля ускорителя, что очень важно ввиду большой скорости вращения вариатора.

Расчет линии с отношением ширины к длине, близким к единице, и модулирующей емкостью, расположенной не по всей кромке, получается более точным, если рассматривать двумерную задачу. Однако усложнение расчета в данном случае не является оправданным, т.к. при достаточной длине вариаторов частоты результаты должны быть близкими к получаемым из одномерного расчета (величины зависят только от расстояния вдоль линии).

Расчет базировался на следующих основных параметрах:

1. Рабочий диапазон частот: для ускорителя (18,18 + i4,41) Мгц,  
для высокочастотной системы (18,6 + i4,3) Мгц.
2. Ширина линии 6 м (рабочий радиус ускорителя 2700 мм);
3. Вертикальный зазор в линии  $d = 7,5$  см;
4. Начальная емкость вариатора частоты 500 пФ ;
5. Ускоряющее напряжение 50 кв.

Из пунктов 2 и 3 следует, что волновое сопротивление линии  $Z_0$ , равное  $120 \frac{d}{\pi}$ , где  $\pi$  - периметр поперечного сечения линии, составляет 2,35 ома.

Для расчета использовались следующие соотношения:

Входное сопротивление линии:

$$Z_{вх} = -i Z_0 \operatorname{ctg} \beta l, \quad (25)$$

где  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda}$ ,  $\lambda$  - длина волны,  $l$  - длина линии.

Отношение напряжений и токов:

$$\frac{V_{вх}}{V_{вх}} = \operatorname{Cos} \beta l, \quad \frac{I_{вх}}{I_{max}} = \operatorname{Sin} \beta l, \quad (26)$$

где  $I_{max} = \frac{V_{вх}}{Z_0} = 21,3$  ка.

Мощность потерь:

$$P = \frac{R_1 V_{вх}^2}{4 Z_0^2} \left[ l - \frac{1}{2\beta} \sin 2\beta l \right] \quad (27)$$

где  $R_1$  - погонное сопротивление, равное для меди

$$\frac{2,61 \cdot 10^{-4}}{\pi} \sqrt{f (Mгц)} \quad \text{Ом/метр}$$

Добротность:

$$Q = \frac{\text{запас энергии}}{\text{мощность потерь}} = \frac{\beta Z_0}{R_1} \quad (28)$$

Из (25) и условия на начальную емкость вариатора была определена длина линии, которая оказалась равной 7,7 м. Результаты расчета всех остальных характеристик в зависимости

от частоты приведены на графиках рис.14. Из графиков следует, что напряжение на вариаторе плавно падает от  $0,99 v_{\text{век.}}$  на верхней частоте до  $0,666 v_{\text{век.}}$  на нижней. Мощности потерь почти постоянны по диапазону и при учете шероховатости медных поверхностей будут составлять около 100 квт. Диапазон частот может быть перекрыт вариатором с  $c_{\text{в.макс}} = 5300 \text{ pF}$  и  $c_{\text{в.мин}} = 508 \text{ pF}$  или двумя, но половинной емкости.

Добротность линии пропорциональна  $\sqrt{f}$  и изменяется от 9770 до 8570.

### 3. Вариатор частоты

Для удобства подключения высокочастотного генератора и обеспечения лучшего распределения тока в системе целесообразно использовать два вариатора, середины которых расположены на  $1/4$  ширины линии от продольной оси ВЧ системы. Для выбора зазора между лопатками ротора и статора можно воспользоваться данными действующего синхротриклона Лаборатории ядерных проблем. В настоящее время, согласно данным отдела синхротриклона, эксплуатационное ускоряющее напряжение составляет 18 кв. При зазоре в вариаторе 2,8 мм и коэффициенте трансформации напряжения от дуанта к вариатору, равном 1,8, это дает

$$V_{\text{всп.}} = 32 \text{ кв}, \quad E_{\text{всп.}} = 11,5 \text{ кв/мм.}$$

Чтобы иметь некоторый запас электрической прочности, примем для реконструируемого ускорителя  $E_{\text{всп.}} = 7 \text{ кв/мм}$ , т.е. рабочие зазоры в вариаторе  $\delta = 7 \text{ мм}$ .

Максимальная емкость вариатора определяется выражением:

$$C_{\text{в.макс}} = \frac{(D_{\text{всп.}}^2 - D_{\text{в.макс}}^2) \pi \epsilon_0}{890 \delta} N \text{ (pF)} \quad (29)$$

где:  $D$  - диаметр вариатора и вала,  $\alpha$  - угловая протяженность лопаток,  $\pi$  - число зазоров,  $N$  - число пакетов статора (размеры в сантиметрах);

$$C_{\text{в.мин}} = \frac{(D_{\text{всп.}} - D_{\text{в.мин}}) L \cdot 2N}{7,2 \pi \Delta} \text{ (pF)} \quad (30)$$

где:  $L$  - длина вариатора,  $\Delta$  - расстояние между пакетами ротора и статора:  $\Delta = R_{\text{р.к}}$ ;  
 $R_{\text{р.к}} = \frac{L_{\text{всп.}} + D_{\text{в.макс}}}{4}$  ;  $\kappa = \left[ \frac{\pi}{\kappa} - \frac{(\alpha_{\text{всп.}} + \alpha_{\text{р.о.н}})}{2} \right]$  ;

$\kappa$  - число лопаток ротора вариатора (размеры в сантиметрах).

Проведенный по формулам (29), (30) расчет показывает, что вариатор с размерами  $\delta = 0,7 \text{ см}$ ,  $L = 140 \text{ см}$ ,  $D_{\text{всп.}} = 70 \text{ см}$ ,  $D_{\text{в.макс}} = 30 \text{ см}$  при толщине лопаток 5 мм и угловой протяженности  $24^\circ$  обеспечивает емкость 3060 pF на пакет статора. Расчетная начальная емкость составляет при этом 170 pF. Схематически узел вариатора показан на рис.15.

Эквивалентная схема вариатора представляет собой последовательное включение двух емкостей  $c_v$  и  $c_k$ , где  $c_k$  - емкость коллекторного конденсатора.

$$C_0 = \frac{c_v c_k}{c_v + c_k} \quad (31)$$



Емкость коллекторного конденсатора при зазорах между пластинами в 0,15 см будет составлять 23,3 с<sub>в.макс</sub> или, согласно (31), с<sub>в.макс</sub> = 0,96 с<sub>в.макс</sub>, т.е. для получения нижней частоты

$$c'_{v_{max}} = \frac{c_{v_{max\text{ раск}}}}{0,96} = 2950 \text{ pF}$$

обеспечивается выбранным вариатором.

Напряжение на коллекторном конденсаторе

$$V_k = \frac{C_s}{C_k} V_{квп} = \frac{C_v}{C_v + C_k} V_{квп} \quad (32)$$

составляет на нижней частоте (с<sub>в.макс</sub>) около 1,4 кв.

Таким образом, необходима относительно незначительная изоляция вала ротора для предотвращения протекания тока через подшипники. Характер изменения емкости вариатора, частоты ускоряющего напряжения и амплитуды напряжения на вариаторе в зависимости от угла поворота ротора показаны на рис.6. Видно, что ход изменения частоты близок к идеальному (точки на кривой). Шкала времени приведена для частоты модуляции 300 гц.

## ГЛАВА VI

### ЗАЩИТА ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ СИЛЬНОТОЧНОГО ФАЗОТРОНА НА ЭНЕРГИИ 700 МЭВ

Строгий, претендующий на высокую точность аналитический расчет защиты от излучений фазотрона, опирающийся только на известные данные о различных процессах взаимодействия частиц высоких энергий с веществом, является очень сложной задачей<sup>x)</sup>. Это обусловлено многими факторами и в большой степени наличием многих одновременно работающих, часто рассредоточенных по большому пространству и обычно нелокальных источников излучения высокой проникающей способности, в основном нейтронов больших энергий и отчасти гамма-лучей. В то же время расчет такого типа не обладает большой надежностью, так как при его выполнении невозможно правильно учесть все многочисленные и нередко неопределенные параметры. Более надежным в этих условиях является, на наш взгляд, расчет защиты, в основу которого заложены как опытные данные о взаимодействиях нуклонов высоких энергий с нуклонами и ядрами, так и результаты специально проведенных исследований по защите от излучений на действующих синхротронных ускорителях на энергии около 600–700 Мэв.

В связи со сказанным расчет защиты фазотрона выполнен именно таким методом. При этом использовались, в частности, полученные в Лаборатории ядерных проблем на синхротроне 680 Мэв данные о выходе и пространственно-энергетическом распределении нейтронов

x) По своей сложности эта проблема кардинально отличается, например, от аналитического расчета защиты атомного реактора.

от внутренних мишеней и камеры ускорителя, о законах ослабления нейтронов в защитных блоках больших размеров, о наведенной протонами радиоактивности в различных веществах и в воздухе и др.

Описание этих исследований по защите и их результаты содержатся в обзорах (II, I2).

При расчете защиты были использованы также результаты экспериментальных исследований энергетических спектров гамма-квантов наведенной радиоактивности, выполненных на синхротронах в ЦЕРНе ( $v_p = 600$  МэВ) и в Беркли ( $v_p = 720$  МэВ).

Для расчетов приняты следующие исходные данные.

Проектная энергия пучка протонов - 700 МэВ.

Проектное значение тока протонов на внешних орбитах - 30 мкА.

Коэффициент на перспективное увеличение интенсивности - 2.

Расчет в дальнейшем ведем для тока на внешних орбитах - 50 мкА.

Вывод протонов из камеры фазотрона - 100%.

### I. Защита от нейтронов. Источники нейтронов

Детали и узлы ускорителя, мишени для генерации частиц, а также различные устройства, которые подвергаются облучению протонами, являются источниками нейтронов различных энергий. Наиболее существенными источниками нейтронов, которые определяют уровни излучений за защитой, будут: а) детали вакуумной камеры (дуант, шиммы, стенки камеры и т.д.); б) графитовая мишень толщиной 2 см, находящаяся в I-ом поворотном магните; в) ловушка протонного пучка толщиной  $300 \text{ г/см}^2$ , равной ионизационному пробегу протонов с энергией 700 МэВ в тяжелых веществах ( $\rho_e$ ,  $\rho_n$ ); г) внутренние стенки коллиматоров пучков вторичных частиц, а также сами пучки.

#### Выход и пространственно-энергетическое распределение нейтронов

а) Пространственное распределение плотности потоков нейтронов, образующихся в деталях камеры синхротрона ЛЯП ОИЯИ, изучалось в работе (I3). Анализ полученных данных показывает, что плотность  $P$  потока нейтронов с энергиями более 50 МэВ на расстоянии  $r$  см от крайних орбит ускоренных протонов связана с потоком рассеянных в камере протонов  $P_p$  следующим эмпирическим соотношением:

$$P = 7,3 \cdot 10^{-3} \cdot \frac{P_p}{r^2} f(\theta) \quad (33)$$

где  $f(\theta)$  - функция, характеризующая угловое распределение нейтронов. В плоскости циркуляции пучка  $f(\theta) = 1$ .

Для вертикальной плоскости  $f(\theta)$  аппроксимируется функциями

$$f(\theta) = \begin{cases} \cos \theta & 15^\circ \geq \theta \geq 0 \\ 0,5 \exp[-0,073(\theta - 15^\circ)] & 90^\circ \geq \theta \geq 15^\circ \end{cases} \quad (34)$$

Угол  $\theta$  отсчитывается от плоскости циркуляции пучка протонов. В расчетах принято, что в



вакуумной камере фазотрона теряется 100%(50 мка) полного тока ускоренных протонов, т.е.  
 $n_p = 3 \cdot 10^{14}$  протон/сек.

Энергетический спектр нейтронов, образующихся в деталях вакуумной камеры, приближенно можно отождествить со спектром от бериллиевой мишени при бомбардировке ее протонами с энергией 660 Мэв (рис.16).

На рис.16 приведены также энергетические спектры нейтронов, образующихся в тонких (2 см) бериллиевых мишенях при облучении их протонами с энергиями 170, 350 и 480 Мэв. Эти спектры использованы при определении размеров ловушки протонного пучка (см.ниже).

б) Пространственное распределение плотности потоков нейтронов  $P$  (нейтрон/см<sup>2</sup>сек) с энергиями более 50 Мэв, образующихся в графитовой или бериллиевой мишени толщиной  $d$  (в см), описывается формулой:

$$P = 10,7 \cdot 10^{-3} d \frac{n_p}{r^2} f(\theta) \quad (35)$$

где  $r$  - расстояние от мишени до рассматриваемой точки в см. Поток падающих на мишень протонов  $n_p$  принимается равным  $3 \cdot 10^{14}$  протон/сек. Функция  $f(\theta)$  определяется из условий (34), а угол  $\theta$  отсчитывается от оси нейтронного пучка, совпадающей с направлением касательной к орбите протонов в точке, где расположена мишень. Формула (35) получена на основании данных работ (12,13) и справедлива для мишеней толщиной до 15-20 см.

в) Эксперименты по гашению в защите выведенного протонного пучка от синхротрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ показали, что плотность потока нейтронов с энергиями более 100 Мэв в точке с параметрами  $r$ ,  $\theta$ , находящейся за поглотителем протонов, может быть определена с помощью следующей эмпирической зависимости (14):

$$P = \begin{cases} 1,5 \frac{n_p}{r^2} [7,5 \cdot 10^{-4} (35 - \theta)^2 + 0,07] & 30 \geq \theta \geq 0 \\ 0,5 \frac{n_p}{r^2} & \theta \geq 30^\circ \end{cases} \quad (36)$$

Расстояние  $r$  отсчитывается от точки, расположенной от места входа пучка протонов в поглотитель на расстоянии, равном 1/3 ионизационного пробега протонов в веществе поглотителя. Угол  $\theta$  отсчитывается от оси падающего протонного пучка. Спектр нейтронов, образующихся в поглотителе, определяется с помощью данных рис.16. Поток протонов, входящих в ловушку, равен  $3 \cdot 10^{14}$  протон/сек.

Формулу (36) можно использовать также при расчете защиты от коллимированных нейтронных пучков, если вместо потока протонов  $n_p$  подставлять величины нейтронных потоков.

г) Пространственное распределение нейтронов с энергиями более 20 Мэв, рассеявшихся на стенках коллиматора и вышедших из него, как это установлено в экспериментах на синхротроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ (14), подчиняется следующему соотношению:

$$P(r, \theta) = 120 \frac{P_k d^2}{(R+L) r^2 \sin^2 \theta} \quad (37)$$

где  $R$  - расстояние от мишени до входного торца коллиматора длиной  $L$  и диаметром  $d$ ,

$r$  - расстояние от выходного торца коллиматора до точки, в которой плотность потока равна  $P(r, \theta)$  нейтрон/сек. см<sup>2</sup>,  $P_0$  - плотность потока нейтронов у входного торца коллиматора. Величины  $r$ ,  $r_0$ ,  $D$  и  $L$  должны быть взяты в см. Формула (37) справедлива для углов  $\theta$ , отсчитываемых от оси нейтронного пучка, величины которых больше, чем  $\frac{57 D}{2(r+L)}$  (град).

Допустимые потоки нейтронов за защитой и необходимая кратность ослабления

Защите от нейтронов подлежат: а) основные помещения для постоянной работы сотрудников; б) полуобслуживаемые помещения; в) оборудование и г) грунт. Для пунктов в) и г) защита должна обеспечить лишь соблюдение установленных норм по допустимой активации.

В соответствии с различным назначением защиты необходимо определить допустимые потоки нейтронов ( $P_d$ ) в отмеченных четырех случаях. Предельно допустимые потоки в основных ( $P_0$ ) и в полуобслуживаемых помещениях ( $P_p$ ) определены санитарными правилами работы с источниками ионизирующих излучений<sup>(15)</sup>.

Допустимая удельная радиоактивность грунта и допустимые уровни гамма-излучения наведенной в аппаратуре радиоактивности, установленные санитарными нормами<sup>(15)</sup>, позволяют определить допустимые потоки нейтронов, активирующих оборудование ( $P_{a.o.}$ ) и грунт. Величина  $P_{a.o.}$ , установленная из сравнения экспериментальных данных о мощностях доз гамма-излучения наведенной радиоактивности в определенных точках с плотностями потоков нейтронов, имевшихся в тех же точках<sup>(12,13)</sup>, оказалась равной  $3 \cdot 10^4$  нейтрон/сек.см<sup>2</sup>.

Расчеты показывают<sup>x)</sup>, что определяющим при установлении величины  $P_{a.g.}$  является образование изотопов  $Na^{22}$  и  $Mn^{56}$ . Первый изотоп образуется на быстрых частицах, а второй - на тепловых нейтронах. Предельно допустимая радиоактивность грунта по  $Na^{22}$  ( $10^{-10}$  кюри/г) и  $Mn^{56}$  ( $3 \cdot 10^{-9}$  кюри/г)<sup>(15)</sup> дает следующие значения допустимых потоков быстрых ( $P_{a.g.b.}$ ) и тепловых нейтронов ( $P_{a.g.t.}$ )

$$P_{a.g.b.} = 4 \cdot 10^4 \text{ нейтрон/см}^2\text{сек}$$

$$P_{a.g.t.} = 10^6 \text{ нейтрон/сек.см}^2$$

Определим необходимую кратность ослабления ( $n$ ) нейтронных потоков защитными экранами из следующего соотношения

$$n = \frac{P(r, \theta)}{P_0(r, \theta)} k \phi, \quad (38)$$

x) Расчеты выполнены на основе данных о сечениях образования протонами и нейтронами радиоактивных изотопов из различных элементов<sup>(16)</sup> и о распространенности элементов в земной коре. Учтена также токсичность радиоактивных изотопов.



где  $P(r, \theta)$  и  $P_0(r, \theta)$  - потоки нейтронов с энергиями выше 20 Мэв в точке, удаленной на расстояние  $r$  от источника без защиты и при наличии защиты, соответственно; коэффициент запаса  $k$ , согласно (15), равен 2. Параметр  $\phi$  учитывает вклад в дозу, вносимую нейтронами с энергиями ниже 20 Мэв. На основании данных работы (12) и теории возраста для бетонов различного объемного веса с 3% содержанием воды по весу коэффициент  $\phi$  найден равным 1,45. При определении толщины защиты, которая предохраняет оборудование от активации, величина коэффициента  $\phi$  принималась равной 1.

В таблице IV даны величины  $P(r, \theta)$ ,  $P_0(r, \theta)$  и  $m$  для различных помещений и участков, подлежащих защите.

#### Ослабление потоков нейтронов высоких энергий в защите

Экспериментальное и теоретическое изучение прохождения широких потоков нейтронов высоких энергий в защите (17,18) привело к установлению следующей зависимости кратности ослабления потока нейтронов с энергиями более 20 Мэв от толщины защиты (для  $\mu x \geq 1$ ):

$$m = e^{-\mu x} [1,3 I_0(2\sqrt{\eta \mu x (w_0 - w_1)})]^{-1}, \quad (39)$$

где  $\mu = \sigma n$  - линейный коэффициент неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами,  $\sigma$  - сечение неупругого взаимодействия (в обзоре (12) показано, что  $\sigma$  удовлетворяет эмпирическому соотношению:  $\sigma = 32 A^{3/4} 10^{-27} \text{ см}^2$ ),  $n$  - число ядер в единице объема материала защиты,  $I_0$  - функция Бесселя нулевого порядка мнимого аргумента; коэффициент  $\eta$  равен  $1,3 \cdot 10^{-3} \text{ Мэв}^{-1}$ ;  $w_0$  - энергия (в Мэв) монохроматического пучка нейтронов, падающих на защиту.

Для указанных в начале главы и интересующих нас источников нейтронов, обладающих непрерывным спектром, кратность ослабления записывается в виде:

$$m = e^{-\mu x} [1,3 \sum_i b_i I_0(2\sqrt{\eta \mu x (w_{0i} - w_1)})]^{-1} \quad (40)$$

Здесь  $b_i$  - часть потока нейтронов с энергиями от  $w_{0i}$  до  $w_{0i+1}$ , которая находится с помощью данных рис.16 для  $w_p = 660$  Мэв при условии  $\sum_i b_i = 1$ .

Кратность ослабления потока нейтронов, спектр которых представлен на рис.16 ( $w_p = 660$  Мэв), рассчитанная с помощью формулы (40), практически совпадает с кратностью ослабления, вычисленной по упрощенной эмпирической формуле:

$$\ln I,3 m = 0,75 \mu x \quad (41)$$

Формула (41) справедлива для углов  $\theta \leq 30^\circ$ . В тех случаях, когда угол  $\theta$  составлял  $90^\circ$ , расчет проводился по следующей формуле:

$$\ln I,3 m = 1,1 \mu x \quad (42)$$

#### Толщина и материалы защиты

Толщины защитных стен различных помещений фазотрона "Ф" (см.рис.3) определялись исходя из необходимой кратности ослабления нейтронных потоков с помощью формул (41) и (42).

Перечень защищаемых помещений, исходные данные для определения кратности ослабления нейтронных потоков в них и найденные кратности ослабления приведены в таблице IУ.

Таблица IУ

Потоки нейтронов высоких энергий в помещениях и на прилегающих к ним участках. Необходимая кратность ослабления защитными стенками и экранами.

Наименование помещения или участка, подлежащего защите от нейтронов	Источник, определяющий максимально возможный поток нейтронов в помещении.	Расстоян. от источника до помещения или участка, м.	Угол $\theta$ град	Плотность потока нейтронов без защиты $P_{(r,\theta)}$ нейтр. сек. см <sup>2</sup> ( $\psi > 20Mэв$ )	Предельно-допустимая плотность потока нейтронов нейтр сек. см <sup>2</sup>	Необходимая кратность ослабления
				5	6	
1	2	3	4	5	6	7
1. Участок обваловки со стороны существующего тоннеля, северо-восточное направление.	Детали вакуумной камеры.	22	15	$1,4 \cdot 10^5$	$P_0 = 7,5^x$	$5,4 \cdot 10^4$
2. Помещение для кабин с манипуляторами № 5, не обслуживаемое при работе ускорителя.	—	12	0	$10 \cdot 10^5$	$P_{до} = 3 \cdot 10^4$	69
3. Павильон экспериментальной аппаратуры № 4, основное помещение для постоянной работы при отсутствии выведенных в помещение пучков частиц.	Графитовая мишень М-1 толщиной 2 см	11	0	$36 \cdot 10^4$	$P_0 = 10$	$0,8 \cdot 10^6$
4. Территория вне помещения № 4	Детали вакуумной камеры.	27	0	$0,9 \cdot 10^6$	$P_{II} = 1$	$2,6 \cdot 10^5$
5. Помещения регистрирующей аппаратуры № 2, 3, основные для постоянной работы.	Коллимированный пучок нейтронов.	16	3	9	$P_0 = 10$	—

x) Ослабление потока нейтронов наверху обваловки до величины, равной  $\sim 7,5$  нейтрон/сек. см<sup>2</sup>, обеспечивает в местах возможного пребывания людей (у подножья обваловки) поток, равный 1 нейтрон/см<sup>2</sup>сек.

Выбор материала защитных стен и экранов определялся двумя основными соображениями. В реконструируемом здании, а также между мишенями и павильонами для экспериментальной аппаратуры защитные экраны должны иметь минимальные размеры при необходимой кратности ослабления. С этой целью в качестве материала защиты выбрано железо (или чугун) и тяжелый бетон. Для остальных защитных экранов и стен наиболее целесообразно использовать обычный бетон и землю, как материалы, имеющие минимальную стоимость.

С северо-восточного направления камера фазотрона "Ф" отделяется от вариатора железным экраном толщиной 1000 мм для снижения уровня наведенной активности вариатора. Для снижения потоков нейтронов за 2-метровой стеной ускорителя до допустимых уровней



необходимо иметь кроме 1000 мм железа еще 2000 мм обычного бетона. Между экраном и ярмом магнита перпендикулярно к ним вдавигаются две продольные стенки из блоков толщиной по 2000 мм каждая. Одна из этих стен со стороны помещения № 8 выполняется из обычного бетона, а вторая - из тяжелого бетона ( $\gamma = 3,6 \text{ г/см}^3$ ). Перекрытие этого участка помещения № 7 выполняется из обычного бетона толщиной 1000 мм.

Стена между помещениями № 7 и № 5 обеспечивает защиту южного направления и предотвращает от активации оборудование, расположенное в помещении № 5 (см. таблицу IУ, п.2). До отметки + 3,30 стена выполняется из обычного бетона ( $\gamma = 2,35 \text{ г/см}^3$ ). Выше этой отметки до перекрытия стена выполняется подъемной из тяжелого бетона ( $\gamma = 3,6 \text{ г/см}^3$ ). На всех отметках толщина стены равна 2000 мм. Откатное потолочное перекрытие над помещением № 7 выполняется из обычного бетона толщиной 2000 мм. Проем между верхней отметкой стены и откатным потолочным перекрытием перекрывается балкой из обычного бетона толщиной 2 м. Толщина перекрытия над помещением № 5 - 1000 мм обычного бетона.

Дополнительная защита между помещениями № 7 и № 4 толщиной 2000 мм снижает потоки нейтронов до предельно допустимых уровней в помещении № 4 (см. табл. IУ, п.3). До отметки + 1,5 она собирается из блоков обычного бетона, а выше до отметки +1,5-из блоков стали и тяжелого бетона ( $\gamma = 3,6 \text{ г/см}^3$ ).

В помещениях № 6, 7 перекрытие на отметке 3,3 выполняется из обычного бетона толщиной 1200 мм.

Существующая двухметровая стена между павильоном экспериментальной аппаратуры (№ 4) и помещениями № 1, 2, 3 снижает потоки нейтронов, рассеянных стенками коллиматоров, до допустимых уровней (см. табл. IУ). Коллимированные пучки нейтронов и протонов гасятся локальными защитными блоками.

Стена из блоков тяжелого бетона ( $\gamma = 3,6 \text{ г/см}^3$ ) между помещениями № 8 и № 7 защищает оборудование в помещении № 8 от активации нейтронами. Толщина стены равна трем метрам. Толщина потолочного перекрытия помещения № 8 равна 1000 мм обычного бетона.

Стена между помещениями № 8 и № 6 толщиной 1200 мм обычного бетона имеет проем, размеры которого 2000 x 7000 мм<sup>2</sup>. Проем закрывается подъемным железным экраном толщиной 320 мм. Ловушка протонного пучка предназначена для гашения протонного пучка в поглотителе и ослаблении потока нейтронов, возникающих в поглотителе до допустимых уровней. Она состоит из центральной части, разрез которой приведен на рис. I7, и бетонных блоков, которые окружают центральную часть со стороны пяти её граней. В центральной части (см. рис. I7), выполненной в виде бетонного куба, имеется металлический вкладыш - поглотитель протонного пучка, который частично выполняет роль и поглотителя нейтронов. Для лучшего съема тепла (20 квт) годовная часть поглотителя выполняется в виде винта. Винтовая канавка омыва-

ется потоком воды, расход которой составляет 3л/сек. Металлический вкладыш из железа или меди выполняется в двух вариантах. В обоих вариантах толщина защиты в направлении пучка протонов равна 6 м обычного бетона и 2 м тяжелого бетона ( $\gamma = 3,6 \text{ г/см}^3$ ). В радиальном направлении ловушка должна иметь помимо центрального куба 6 м обычного бетона и 2 м тяжелого бетона ( $\gamma = 3,6 \text{ г/см}^3$ ).

При выполнении защитных стен и экранов из бетонных блоков последние следует располагать таким образом, чтобы не было сквозных щелей на всю толщину защиты. Допустимый размер щелей между блоками должен быть не более 5 мм.

#### Защита от коллимированных пучков

Для обеспечения безопасности проведения работ в павильоне экспериментальной аппаратуры (№ 4) при действующем ускорителе предусматривается два варианта защиты от рассеянных нейтронов, попадающих в отверстия коллиматоров. Первый вариант предусматривает заполнение отверстий водой с последующим сливом перед выводом через коллиматор необходимого пучка. Во втором варианте поток рассеянных нейтронов, прошедших отверстие коллиматора, поглощается в блоке, который размещается вплотную к выходному торцу коллиматора. В необходимых случаях могут применяться оба варианта защиты одновременно. При облучении мишеней для проведения исследований в области ядерной спектроскопии и радиохимии будут убраны с пути пучка протонов мишени М-1 и М-2, если проводятся работы в помещении № 4 при действующем ускорителе.

При проведении экспериментов в помещении № 4 на пути коллимированных пучков за установками физиков размещаются ловушки пучков. Размеры ловушек из тяжелого бетона ( $\gamma = 4,6 \text{ г/см}^3$ ) не превышают  $2,6 \times 2 \times 2 \text{ м}^3$  для пучков с потоком меньше, чем  $10^{11}$  частиц/сек.

#### 2. Уровни гамма-излучений наведенной радиоактивности и защита

Оборудование ускорителя и защитные устройства, подвергающиеся облучению нейтронами или протонами, являются источниками гамма-излучения. Уровни гамма-излучения наведенной радиоактивности становятся сравнимыми с предельно допустимыми (2,8 мр/час) в тех случаях, когда плотность потоков частиц превышает величину  $5 \cdot 10^4$  частиц/сек.см<sup>2</sup> при полном потоке  $10^{10}$  частиц/сек (12).

В таблице У даны ожидаемые уровни гамма-излучений на расстоянии 1 м от оборудования, подвергавшегося наибольшей активации, а также необходимая кратность ослабления защитными экранами, которые позволят проводить профилактические и ремонтные работы с радиоактивными деталями. Приведенные в таблице IУ уровни гамма-излучения относятся к времени, равному 1 часу после остановки ускорителя. Данные таблицы У получены из результатов опытов по облучению различных материалов протонами с энергиями 660 Мэв на синхротронном циклотроне Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.



Зависимость удельной радиоактивности (а, следовательно, и мощности дозы) различных материалов от времени после длительного облучения потоком протонов, равным  $10^{10}$  р/сек.см<sup>2</sup>, представлена на рис. 18<sup>(12)</sup>. Нижние кривые рис.18 представляют удельную радиоактивность без учета долгоживущих компонентов, верхние кривые - с учетом долгоживущей активности. Крестиками изображена кривая спада активности синхроциклотрона Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ после работы его в течение 6-ти лет. Из данных рис.18 видно, что для конструкционных материалов изменение удельной радиоактивности незначительно и находится в диапазоне от 500 до 700 мкг-экв  $\alpha$ /г для времени, равного 1 часу от конца облучения. Для защиты от активации деталей камеры к верхней и нижней крышкам полюсов магнита крепятся поглотители из графита в той части камеры, где нет дуанта.

Таблица У

Ожидаемые уровни гамма-излучения вблизи оборудования усовершенствуемого СЦ и необходимая кратность ослабления защитными экранами

Наименование оборудования, подвергавшегося наибольшей активации	Уровни гамма-излучения на расстоянии 1м от оборудования, мр/час <sup>х</sup> )	Необходимый коэффициент ослабления <sup>xx</sup> )
1. Стенка камеры ускорителя	$8 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^{-4}$
2. Дуант, плакировка, шиммы	$8 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-5}$
3. Магнитный канал, головные линзы, полюса протонного магнита	$8 \cdot 10^4$	$2 \cdot 10^{-5}$
4. Магнитные линзы протонного тракта	$10^3$ xxx)	$1,5 \cdot 10^{-3}$
5. Магнитные линзы для фокусировки протонов и мезонов, находящиеся в помещении № 7	$5 \cdot 10^3$	$2,8 \cdot 10^{-4}$
6. Поглотитель ловушки протонного пучка	$5 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^{-6}$
7. Графитовые мишени и их держатели	$5 \cdot 10^4$	$2,8 \cdot 10^{-5}$

х) Уровни гамма-излучения даны без учета экранировки части полюсов графитом.

xx) Величина коэффициента запаса "к", согласно санитарным нормам<sup>(15)</sup>, принята равной 2.

xxx) Принято, что в протонном тракте потери пучка равномерны по его длине (10 м) и составляют 1%.

Энергетический спектр гамма-излучения и ослабление в защите

Энергетические спектры гамма-излучений наведенной радиоактивности деталей ускорителя изучались на синхроциклотронах Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, ЦЕРН"а и Беркли. Спектр гамма-лучей от активированных конструкционных материалов (нержавеющая сталь, железо, медь) приведен в таблице У1.

Ослабление дозы гамма-излучения, энергетический спектр которого дан в табл.У1, в защите из железа, свинцового стекла марки ТФ-5 и свинца приведено на рис.19. С помощью кривых рис.19 и необходимого коэффициента ослабления (см.табл.У) выбирается требуемая толщина защиты из железа, свинца или свинцового стекла. При выполнении защиты из обычно-

Таблица У1

Энергетический спектр гамма-лучей наведенной радиоактивности

Энергия $\gamma$ -квантов, Мэв	0,5	0,82	0,97	1,13	1,3	1,45	1,77	2,00	2,6	3,2
Поток квантов, относительные единицы	5,5	3	1	0,2	0,6	0,2	0,1	0,03	0,06	0,03

го бетона толщина экрана оценивается с помощью кривой для железа. Для этого при заданной кратности ослабления найденная толщина железного экрана увеличивается в 3,5 раза. Таким образом, оказывается, что толщина бетонной стенки, которой необходимо отделить дуант от рабочего места, отстоящего от кромки дуанта на расстоянии двух метров, составляет 1100мм (см.помещение № 8, рис.3). При этом учтено, что мощность дозы уменьшается в соответствии с законом обратных квадратов<sup>(14)</sup>. Например, для кабины с манипуляторами толщина стальных стенок при ремонте дуанта должна составлять 300 мм (учтено, что рабочее место находится на расстоянии двух метров от кромки дуанта).

### 3. Радиоактивность воды и воздуха.

#### Изотопный состав и удельная радиоактивность воды

Интенсивному охлаждению подлежат некоторые узлы и оборудование фазотрона "Ф", которые в различной степени подвержены облучению протонами и нейтронами. В этой связи удельная радиоактивность охлаждающей воды также будет различна. Охлаждаемое и охлаждающее оборудование целесообразно разбить на 3 группы (см.табл.УП) в зависимости от ожидаемой удельной радиоактивности воды. Ожидаемая удельная радиоактивность воды (табл.УП) получена на основании измерений радиоактивности дистиллированной воды, охлаждающей узлы синхротрона Лаборатории ядерных проблем. Концентрация растворенных солей в дистилляте составила 10 мг/литр. Радиоактивность воды обусловлена, в основном, следующими изотопами  $O^{15}$ ,  $O^{14}$ ,  $N^{13}$ ,  $C^{11}$ .

В таблице УШ даны периоды полураспада, удельная активность, потоки и энергии гамма-квантов, испускаемых этими изотопами. Удельная радиоактивность и потоки гамма-квантов определялись на основании экспериментальных данных работы<sup>(18)</sup> и оценок времени пребывания воды под облучением.

Измерения, проведенные на синхротроне Лаборатории ядерных проблем, и расчеты показывают, что защитные экраны для емкостей и трубопроводов с радиоактивной водой необходимы в тех случаях, когда удельная активность воды превышает величину  $10^{-5}$  кюри/литр.



Таблица УП

Ожидаемая удельная радиоактивность охлаждающей воды.

Группа	Охлаждаемое оборудование	Удельная радиоактивность кюри/литр	
		по короткоживущим изотопам, периоды полураспада которых меньше 20 мин.	по долгоживущим изотопам, периоды полураспада которых много больше 20 мин
I	Дуант, плакировка камеры, пробники и мишени, головные квадрупольные линзы, ионный источник, центральная часть ловушки протонного пучка	$10^{-3}$	$10^{-6}$
II	Головной отклоняющий магнит, фокусирующие линзы, обмотка основного электромагнита "Ф", форвакуумные и высоковакуумные агрегаты	$10^{-5}$	$10^{-8}$
III	Магнитные линзы и электромагниты, находящиеся в павильоне регистрирующей аппаратуры (№ 4)	$10^{-12}$	$10^{-15}$

Активация воздуха

Потоки нейтронов и рассеянных протонов производят значительную активацию воздуха в помещении № 7. В экспериментах, проведенных на синхротроне Лаборатории ядерных проблем, установлено<sup>(12)</sup>, что за радиоактивность воздуха, в основном, ответственны изотопы  $O^{15}$ ,  $N^{13}$ ,  $C^{11}$  и  $Ar^{41}$ . В таблице IX и ниже приводятся исходные данные для расчета необходимой кратности вентиляции помещения № 7, обеспечивающей снижение радиоактивности воздуха в указанном помещении до допустимых уровней, спустя 10 минут после выключения ускорителя.

Радиоактивный изотоп аргона-41 образуется при захвате тепловых нейтронов ядрами  $Ar^{40}$ . Плотность потока тепловых нейтронов при расчете следует принять равной  $2 \cdot 10^7$  нейтрон/сек.см<sup>2</sup> для помещения № 7.

Эти величины рассчитаны на основании данных измерений потоков тепловых нейтронов в помещении синхротрона Лаборатории ядерных проблем. Пересчет для помещения № 7 производился с помощью следующей формулы, описанной в обзоре<sup>(12)</sup>:

$$P_{\phi} = \frac{S_{сч}}{S_{\phi}} P_{сч} \cdot \alpha, \quad (43)$$

где  $P_{\phi}$  - плотность потока тепловых нейтронов в помещении № 7 фазотрона, имеющем поверхность бетонной защиты равную  $S_{\phi}$ ,  $P_{сч}$  - плотность потока тепловых нейтронов в помещении синхротрона, имеющем поверхность бетонной защиты  $S_{сч}$ ,  $\alpha$  - коэффициент увеличения потока быстрых нейтронов. Потоки протонов и нейтронов высоких энергий, активирующих воздух в помещении № 7, составляют величину  $2 \cdot 10^{14}$  частиц/сек.

Вычисления, основанные на приведенных выше данных при условии, что длина пути рассеяния частиц в помещении № 7 составляет 10 м, дают следующую величину удельной радиоактив-

Таблица УШ

Радиоактивные изотопы, образующиеся при облучении воды и их характеристика

Изотопы	Период полураспада, мин.	Удельная активность отн.един.	Поток гамма-квантов, отн.един.	Энергия гамма-квантов, Мэв
$O^{I5}$	2	2	1	0,5
$O^{I4}$	1,2	1	1	0,5; 2,3
$N^{I3}$	10	0,2	0,1	0,5
$C^{II}$	20	0,2	0,1	0,5

Таблица IX

Сечения образования радиоактивных изотопов воздуха протонами и нейтронами высоких энергий

Исходные стабильные изотопы	Образующиеся радиоактивные изотопы	Сечения образования мбар
$O^{I6}$	$O^{I5}$	35
	$O^{I4}$	10
	$N^{I3}$	6
	$C^{II}$	10
$N^{I4}$	$N^{I3}$	10
	$C^{II}$	18

ности воздуха в отсутствие вентиляции:  $1,5 \cdot 10^{-6}$  кюри/л, что в несколько тысяч раз выше допустимых концентраций. Удельная радиоактивность аэрозолей в помещении № 7, согласно измерениям, проведенным на синхроциклотроне, и при учете увеличения интенсивности пучков частиц, составляет величину  $5 \cdot 10^{-11}$  кюри/л при отсутствии вентиляции. Предполагается (19), что радиоактивность будет обусловлена изотопом № 14 (предельно допустимая концентрация по № 14 равна  $10^{-10}$  кюри/л (15)).

#### 4. Защита помещения для проведения опытов на масс-сепараторе

Расчет ведется на следующие исходные данные:

толщина мишени -  $100 \text{ г/см}^2$ ,  
 максимальный выведенный ток -  $50 \text{ мка}$ ,  
 допустимая плотность потока нейтронов -  $1 \text{ нейтр/см}^2 \text{ сек}$ .

Выход нейтронов высоких энергий из мишени для принятых исходных данных:

$$Q = \frac{\alpha}{2} \frac{30,2 \cdot 10^{-6}}{1,6 \cdot 10^{-19}} = 2 \cdot 10^{14} \text{ нейтр/сек},$$

где  $\alpha$  - среднее число каскадных нейтронов на 1 неупругое взаимодействие.

Функцию углового распределения используем несколько отличную от (34):

$$f(\theta) = e^{-\frac{\theta}{\theta_0}}, \quad \theta_0 = 24,9^\circ. \quad (44)$$



Плотность потока нейтронов высоких энергий на расстоянии  $R$  от мишени за экраном с длиной релаксации  $\lambda$  определяется следующим образом:

$$P = \frac{Q}{R^2} f(\theta) e^{-\frac{R}{\lambda}} \quad (45)$$

Отсюда находим необходимую толщину вдоль направления  $\theta$ :

$$x(\theta) = \lambda \left[ 2,3 \frac{Q}{P_{\text{пол}}(\theta) R^2} - \frac{\theta}{\theta_0} \right] \quad (46)$$

Так как  $P_{\text{пол}} = 1$  нейтр/см<sup>2</sup>сек относится к нейтронам всех энергетических групп, в выражении (46) необходимо учесть фактор накопления нейтронов низких энергий, который для барьерной бетонной защиты составляет величину  $\sim 2^{(20)}$ , т.е. величину плотности потока нейтронов высоких энергий  $P_{\text{пол}}^{(0)} = 0,3$ . Подставляя числовые значения в (46), получаем рабочее выражение для расчетов:

$$x(\theta) = \lambda \left[ 20,7 - \frac{\theta}{\theta_0} \right]$$

Результаты вычислений приведены в таблице X.

Таблица X

$\theta^\circ$	0	20	40	60	80	90	100	120
$\frac{x(\theta)}{\lambda}$	20,7	19,9	19,1	18,3	17,5	17,1	16,7	15,9

Толщина защиты  $x(\theta)$  находится для различных материалов с использованием данным таблицей XI.

Таблица XI

Материал	плотность г/см <sup>3</sup>	$\lambda$ (м)
Грунт	1,9	0,75
Бетон	2,35	0,61
Бетон	3,6	0,45
Бетон	4,6	0,37
Сталь	7,8	0,23

При использовании стальной защиты внешний её слой должен быть выполнен из водосодержащего материала, например, обычного бетона с содержанием водорода  $\sim 0,6\%$  по весу; толщина слоя  $\sim 60$  см.

#### Защита жесткофокусирующего протонного тракта

Исходные данные:

коэффициент потерь ( $\gamma$ )  $\sim 0,01$ ,  
 максимальный выведенный ток ( $I_p$ )  $\sim 50$  мка,  
 длина тракта ( $l$ )  $\sim 20$  м,  
 допустимая плотность потока нейтронов ( $P_{\text{пол}}^{(0)}$ )  $\sim 1$  нейтр/см<sup>2</sup>сек.

На расстоянии  $r$  от тракта плотность потока нейтронов определяется согласно следующему выражению:

$$P = \frac{I_p \gamma v - 2}{h t} \int_0^{\pi} t(\theta) \cdot \frac{\pi}{4 \sin \theta} d\theta. \quad (48)$$

Подставляя численные значения, получаем для  $h = 5$  м :  $\frac{\pi}{\lambda} = 12,5$ . Если выполнить за-  
щиту из тяжелого бетона плотностью  $\gamma = 4,6$  г/см<sup>3</sup>, толщина составит 4,7 м.

#### ГЛАВА УП

##### ОБЪЕМ РАБОТ ПО РЕКОНСТРУКЦИИ

Из изложенного выше можно составить перечень основных работ, связанных с реконструк-  
цией 680 Мэв синхроциклотрона ОИЯИ.

1. Моделирование магнитного поля и высокочастотной системы фазотрона.
2. Проектные работы.
3. Изготовление новой камеры.
4. Изготовление высокочастотной системы, вариатора, дуанта, генератора.
5. Замена обмотки возбуждения электромагнита.
6. Возведение дополнительной защиты в здании ускорителя.
7. Изготовление элементов передвижной защиты.
8. Изготовление манипуляторов.
9. Сооружение двух пристроек к корпусу ускорителя.

Следует отметить, что многие пункты этой программы аналогичны соответствующим пунктам  
проекта релятивистского циклотрона и это уже сейчас позволяет достаточно обоснованно опре-  
делить затраты на предлагаемую реконструкцию и возможные сроки выполнения работ.

Как видно из графика работ, остановка ускорителя предполагается со второй половины  
1971 г. примерно на один год.

С целью сокращения длительности остановки ускорителя на реконструкцию, значительная  
часть защиты делается из сборного железобетона.

##### Предварительная оценка затрат

I. <u>Реконструкция синхроциклотрона</u>	3860 т.р.
в том числе:	
а) Камера;	1050 т.р.
б) Вариатор частоты и дуант;	550 -"-
в) Прочие узлы камеры;	200 -"-
г) Устройство для подъема и выкатки камеры;	60 -"-
д) конструирование;	300 -"-
е) Межоперационная и межзаводская транспортировка, транспортировка к месту монтажа, изготовление спецоборудования и инструмента и пр. ;	600 -"-
ж) высокочастотный генератор;	600 -"-
з) монтажные работы	500 -"-
Кроме того:	
Замена обмотки на алюминиевую с водяным охлаждением	800 т.р.
II. <u>Дополнительная защита и техника радиационной безопасности</u>	1840 -"-
в том числе:	
строительные работы	900 т.р.



передвижная защита	340 т.р.
манипуляторы	290 -"-
конструирование	200 -"-
монтажные работы	250 -"-

Ш. Расширение экспериментальных площадей  
и экспериментальное оборудование 1000 т.р.

Итого: 7500 т.р.

Реконструкция синхротрона  
(график работ)

№ пп	Наименование работ	1968	1969	1970	1971	1972	1973
1.	Моделирование	X X X X	X X				
2.	Техническое задание	X X					
3.	Технический проект	X X	X X				
4.	Рабочее проектирование		X X X X	X X			
5.	Изготовление оборудования:						
	а) камера		X X X X	X X X X	X X		
	б) в/ч система			X X X X	X X		
	в) в/ч генератор			X X X X	X X		
6.	Строительные работы				X X		
7.	Монтажные работы				X X	X X	
8.	Шиммирование магнитного поля					X	
9.	Наладка в/ч системы и пуск					X X X	
		Работает синхротрон				Замена оборудования, возведение защиты	Работает сильный фазотрон

ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ В СИЛЬНОТОЧНОМ ФАЗОТРОНЕ ДРУГИХ ИОНОВ

Сильноточный фазотрон позволяет в принципе, кроме протонов, получать также более тяжелые ускоренные ионы (дейтроны и другие многозарядные ионы). Эту возможность, по-видимому, целесообразнее всего использовать, оставляя неизменной магнитную систему фазотрона, рассчитанную на получение максимальной интенсивности протонного пучка.

Внешняя часть ускорительной высокочастотной системы (передающая линия и вариатор частоты) должна быть изменена с тем, чтобы обеспечить резонансное ускорение других ионов. Оценим возможные энергии ускоренных ионов, достигаемые в магнитной системе, выбранной для ускорения протонов до энергии 680 Мэв ( $n_{1,1} = 1,318$  Гэв), а также рассмотрим характер изменения частоты ускоряющего напряжения и другие параметры.

Кинетическая энергия на один нуклон, которая может быть получена для иона с зарядом  $z$  и относительной массой  $A$  в системе с магнитной жесткостью  $n_{1,1}$  в общем случае выражается соотношением:

$$\frac{W}{A} = E_{0p} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{z}{A}\right)^2 \left(\frac{n_{1,1} h_k}{E_{0p}}\right)^2} - 1 \right], \quad (A.1)$$

где  $E_{0p}$  - энергия покоя протона.

Относительная скорость этого иона на конечном радиусе ускорения определяется выражением:

$$\beta = \frac{z}{A} \frac{\beta_p \gamma_p}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{A}\right)^2 \beta_p^2 \gamma_p^2}} \quad (A.2)$$

где индекс "p" относит соответствующие величины к протону. Начальная частота обращения произвольного иона выражается через начальную частоту обращения протона формулой

$$f_0 = \frac{z}{A} f_{0p}. \quad (A.3)$$

Частота обращения на конечном радиусе для произвольного иона может быть записана в виде

$$f_k = \frac{z}{A} \frac{f_{0p} h_k}{\sqrt{1 + \left(\frac{z}{A}\right)^2 \beta_p^2 \gamma_p^2}}, \quad (A.4)$$

где  $h_k$  - рост магнитного поля на конечном радиусе.

Выражения (A.3) и (A.4) показывают, что если для многозарядных ионов  $\frac{z}{A} \ll 1$ , то частота ускоряющего поля будет возрастать в процессе ускорения, так как магнитное поле возрастает быстрее, чем полная энергия иона, причем  $f_k = h_k f_0$ .

Кроме этого, начальная частота ускорения уменьшается в  $\frac{A}{z}$  раз относительно частоты, соответствующей ускорению протонов. При этом  $k < 0$ , так как  $\beta \ll 1$  и фазовые колебания происходят около синхронной фазы ( $-\phi_s$ ), т.е. так же как в синхрофазотроне с жесткой фокусировкой, не достигая критической энергии.



Для целей физики высоких энергий большой интерес представляют ускоренные дейтроны и  $\alpha$ -частицы. При ускорении дейтронов ( $\alpha$ -частиц) в магнитном поле, выбранном выше для протонов, частота ускоряющего напряжения сначала увеличивается, но в отличие от случая ускорения более тяжелых ионов, на радиусе  $r = 262$  см достигает максимального значения, и затем несколько уменьшается, приблизительно на 5 кгц. Радиус  $r = 262$  см соответствует критической энергии ( $K = 0$ ).

Так как критическая энергия находится очень близко к конечной энергии, то, по-видимому, не будет происходить существенных потерь ускоряемых частиц даже при отсутствии сдвига синхронной фазы после прохождения критической энергии на величину  $2\phi$ . Однако этот вопрос требует дополнительного тщательного исследования.

Относительно интенсивности ускоренного пучка дейтронов и  $\text{He}^4$  можно сказать, что она вероятно не будет очень сильно отличаться от интенсивности протонного пучка синхротрона. В таблице приведены энергии и частоты обращения дейтронов и  $\alpha$ -частиц при ускорении их в таком синхротроне (для сравнения частот обращения приведены также протоны).

Ион	$\frac{r}{A}$	$\frac{W}{A}$ (Мэв/п)	W (Мэв)	$f_0$ (Мгц)	$f_k$ (Мгц)
P	1,0	700	700	18,2	14,4
d	0,5	208,5	417	9,09	10,17
$\text{He}^4$	0,5	208,5	834	9,09	10,17

ВОЗМОЖНОСТИ РЕГУЛИРОВАНИЯ КОНЕЧНОЙ ЭНЕРГИИ ПРОТОНОВ  
В СИЛЬНОТОЧНОМ ФАЗОТРОНЕ

Регулирование конечной энергии протонов без дополнительных токовых обмоток возможно только в небольших пределах. При уменьшении индукции на конечном радиусе на  $1,5 \cdot 10^3$  гс ожидается изменение величины "а" вдоль радиуса ускорителя, не превышающее величины допуска  $\Delta_a = 0,04$ . Так как вариация магнитного поля при этом изменится мало, по-видимому, будет возможна вариация энергии протонного пучка на предельном радиусе в интервале  $700 \pm 600$  Мэв. Выбранный вариатор частоты способен обеспечить суммарную максимальную эквивалентную емкость  $5990 \text{ pF}$ , достаточную для получения нижней частоты -  $14,0$  мГц, соответствующей энергии  $600$  Мэв.

Возможность дальнейшего расширения диапазона регулирования энергии на ускорителе связана с необходимостью использования дополнительных токовых обмоток для регулирования величины "а" на интервале конечных радиусов ускорителя.

Для уточнения этих возможностей необходимо выполнить моделирование магнитного поля ускорителя при различных индукциях магнитного поля.

Однако учитывая, что диапазон энергий до  $600$  Мэв будет перекрываться действующими фазотронами в Харуэлле, Рочестере, Карнеги, Чикаго, Ливерпуле, ЦЕРНе и фазотроном Колумбийского университета (после его реконструкции), предусматривать понижение энергии ниже  $600$  Мэв представляется нецелесообразным.



## ЛИТЕРАТУРА

1. В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский, Б.И. Замолодчиков, В.В. Кольга. УФН, 85, в.4, 651 (1965).
2. Д.П.Василевская и др. Атомная энергия, 8, 189 (1960).
3. В.П.Дмитриевский, В.В.Кольга, Н.И.Полумордвинова. Труды Международной конференции по ускорителям, М., Госатомиздат, 1964, стр.833.
4. В.П.Дмитриевский и др. Препринт ОИЯИ, 623, 1960г.
5. В.П.Дмитриевский и др. Труды Международной конференции по ускорителям, М., Госатомиздат, 1964, стр.608.
6. Б.И.Замолодчиков. Препринт ОИЯИ, 756, 1961г.
7. В.В.Кольга. Движение заряженных частиц в релятивистском циклотроне (диссертация), ОИЯИ, 1965г.
8. А.А.Глазов, В.П.Джелепов, В.П.Дмитриевский и др. АЭ, 15, 205 (1963).
9. В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин, В.С.Рыбалко, Л.А.Саркисян. Препринт ОИЯИ, 1431, 1963. В.П.Дмитриевский, Н.Л.Заплатин, В.С.Рыбалко, Л.А.Саркисян. Препринт ОИЯИ, 1432, 1963.
- 10а) Д.П.Василевская, Л.В.Васильев, Ю.Н.Денисов, ПТЭ, № 1, 174 (1965).
- б) Ю.Н.Денисов, В.М.Лачинов, Ю.И.Сусов, П.Т.Шишляников. Препринт ОИЯИ, 10-2978, 1966г.
- в) В.Н.Аносов, Ю.Н.Денисов, Н.И.Дьяков, В.И.Прилишко, Ю.И.Сусов, П.Т.Шишляников. Препринт ОИЯИ, 10-3002-1, 1966г.
- г) Д.П.Василевская, Ю.Н.Денисов, Н.И.Дьяков. Измерительная техника № 5 (1966г.) Д.П.Василевская, Ю.Н.Денисов, Н.И.Дьяков. ПТЭ, № 5, 203 (1966).
- д) Л.В.Васильев, Ю.Н.Денисов, С.А.Ивашкевич, А.Г.Комиссаров, В.М.Лачинов, В.И.Прилишко, Ю.И.Сусов, П.Т.Шишляников. Препринт ОИЯИ, 2453, 1965г.
11. В.П.Джелепов, Б.М.Понтекорво. Атомная энергия 3, 313 (1957).
12. Комочков М.М. Препринт ОИЯИ, Р-1349 (1963).
13. М.М.Комочков, В.Н.Мехедов. Атомная энергия, 8, 152 (1960).
14. М.М. Комочков. Диссертация ЛЯП ОИЯИ, 1964 г.
15. Санитарные правила работы с радиоактивными веществами и источниками ионизирующих излучений: Госатомиздат (1960).
16. E. Bielek, CERN 61 - 1, Nucl. Phys. Division (1961).
17. Л.Н.Зайцев, М.М.Комочков, Б. С. Сычев. Атомная энергия 12, 525 (1962)
18. М.М.Комочков, Б.С.Сычев. Препринт ОИЯИ, 1967 (1963).
19. В.П.Афанасьев, Атомная энергия, 7, вып.1, 74 (1959).
20. Д.Л.Бродер и др. Бетон в защите ядерных установок, Атомиздат (1966).

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 марта 1967 г.

Фазотрон с вариацией магнитного поля

План спиральных шин

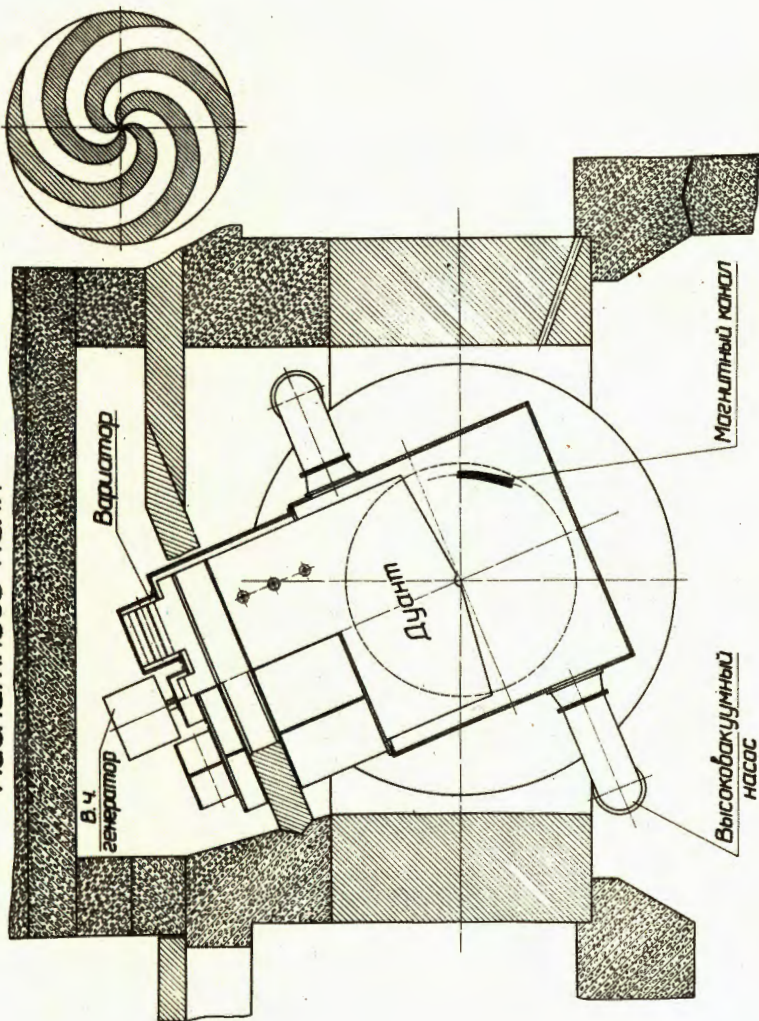


Рис. 1.



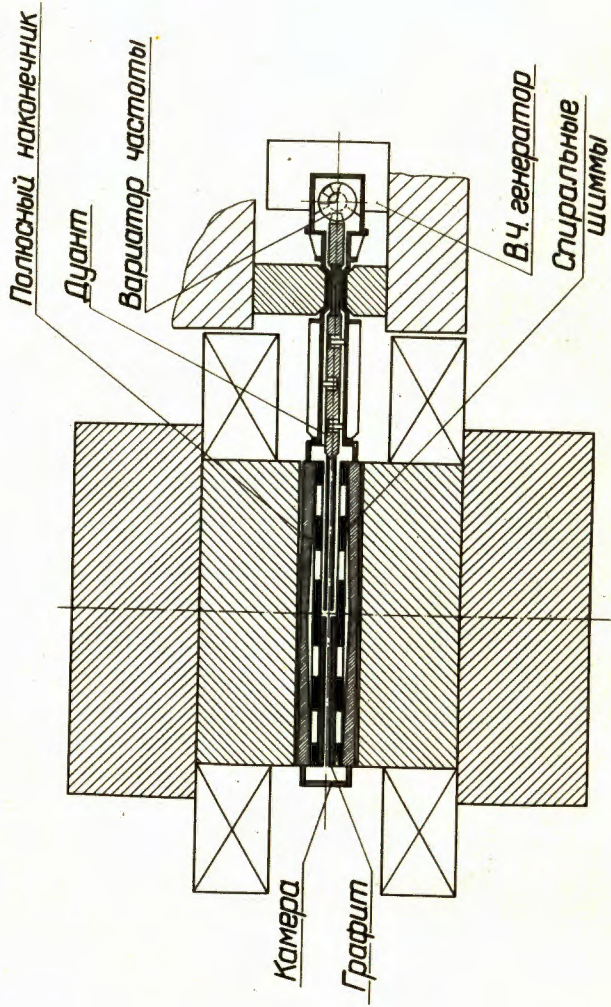


Рис. 2.

План защиты и схема пучков  
(после реконструкции)

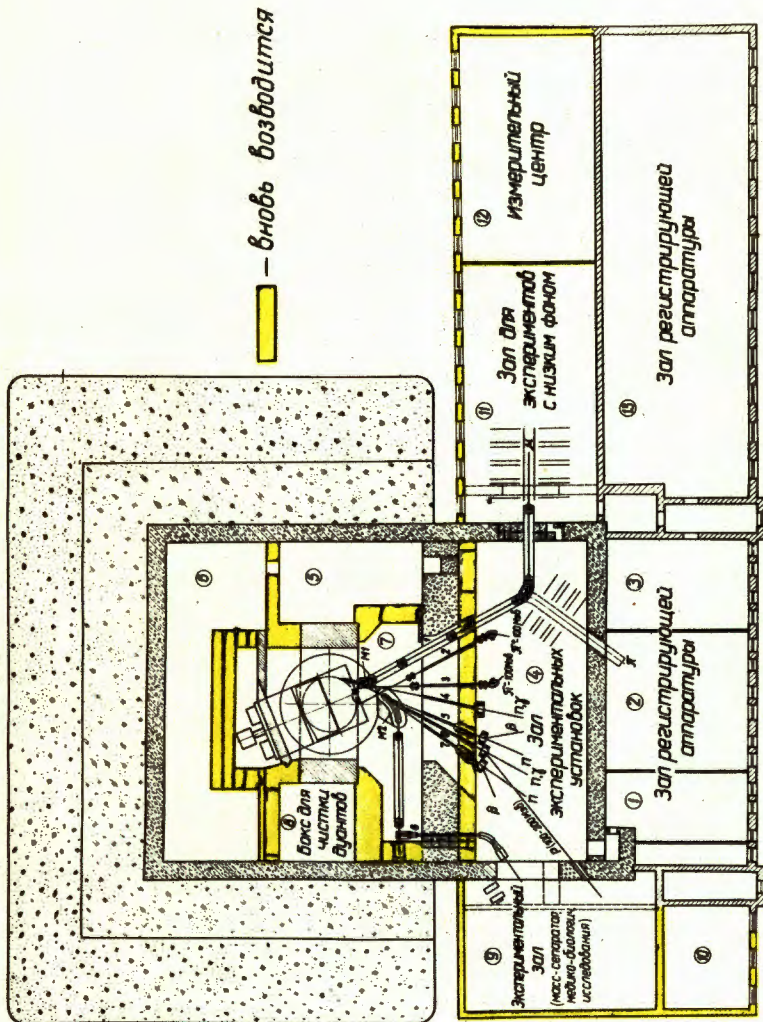


Рис. 3.



# СХЕМА ПУЧКОВ СИНХРОЦИКЛОТРОНА

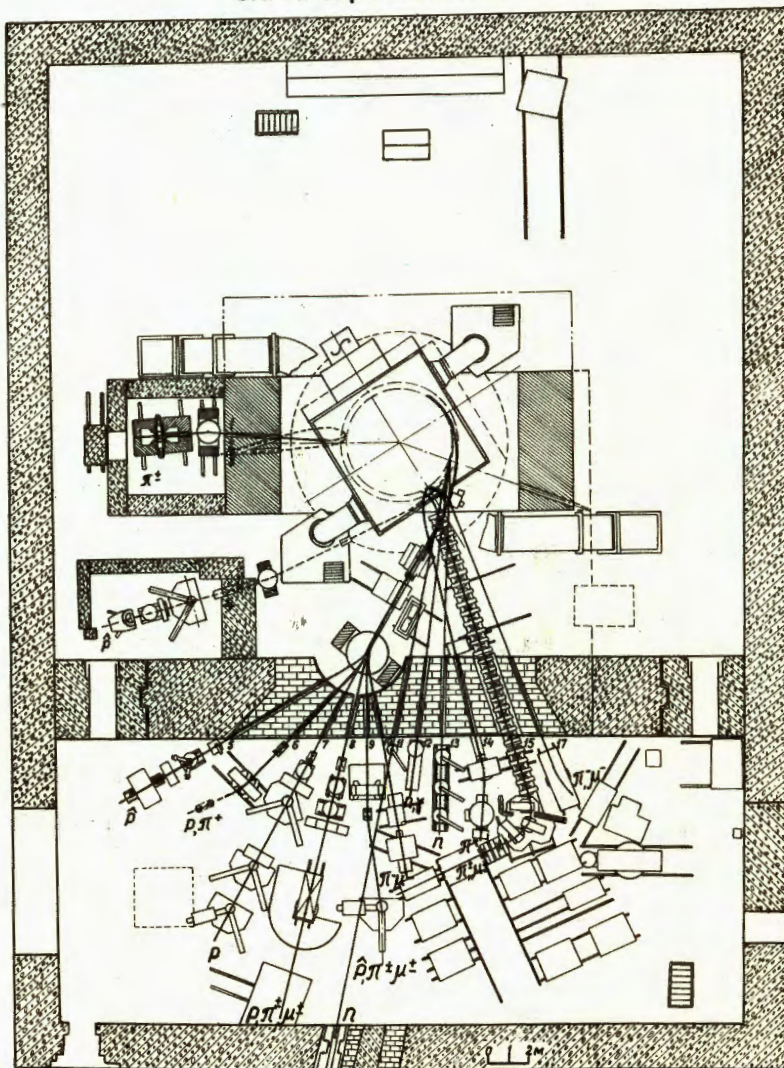


Рис. 4.

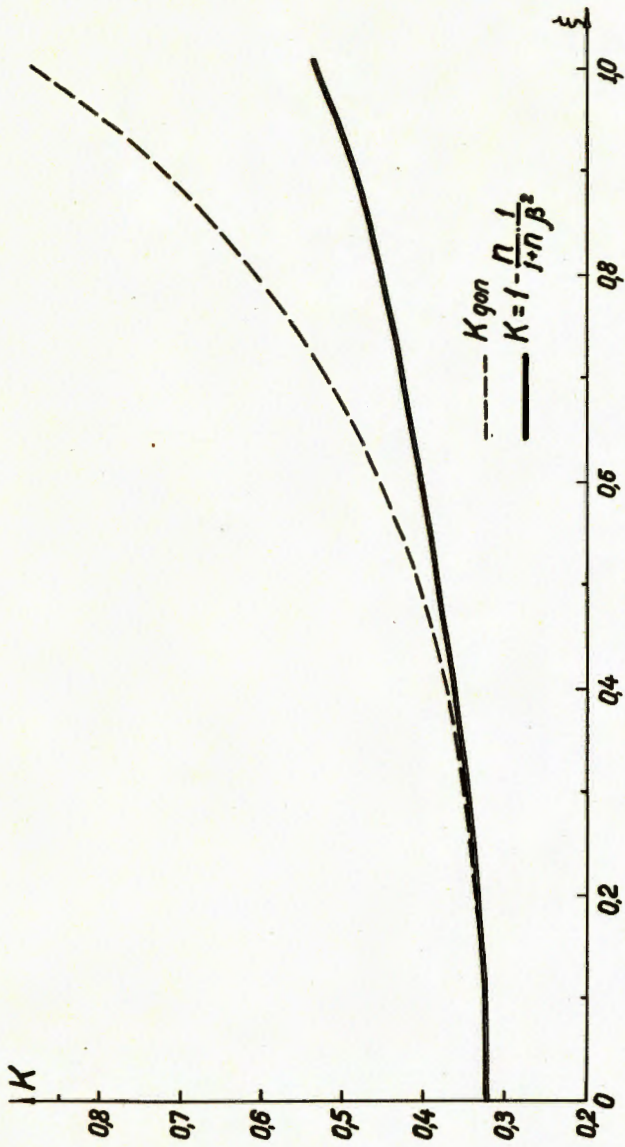


Рис. 5.



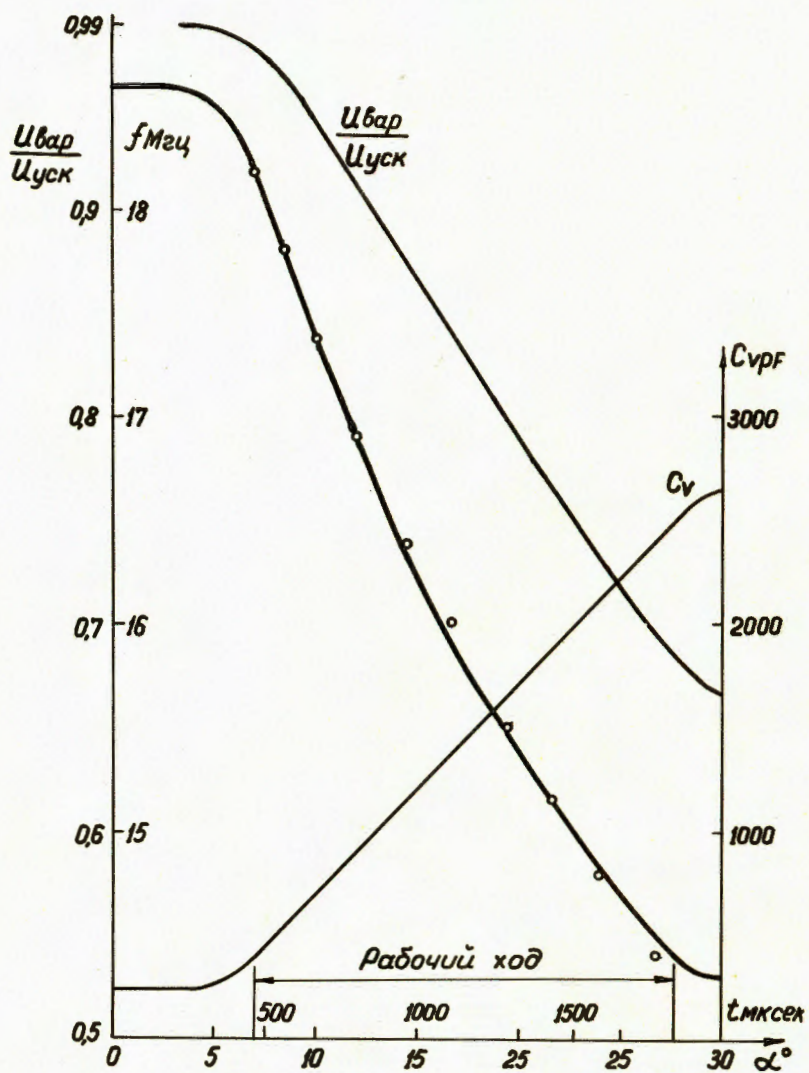


Рис. 6.



Рис. 7.



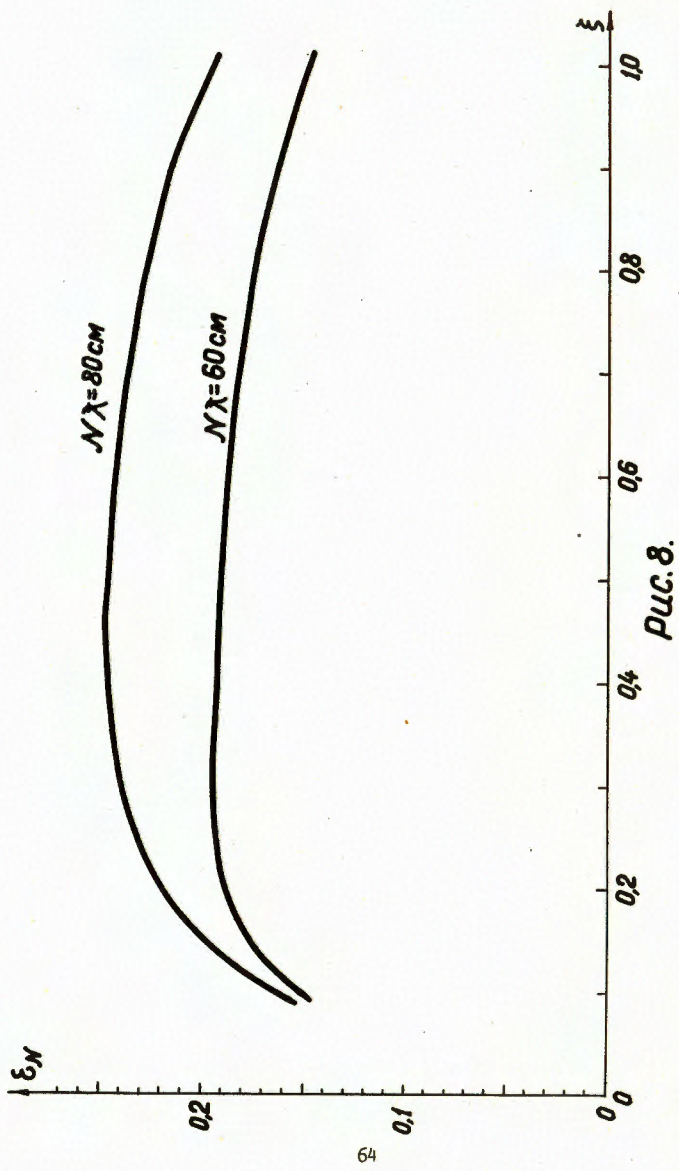


Рис. 8.

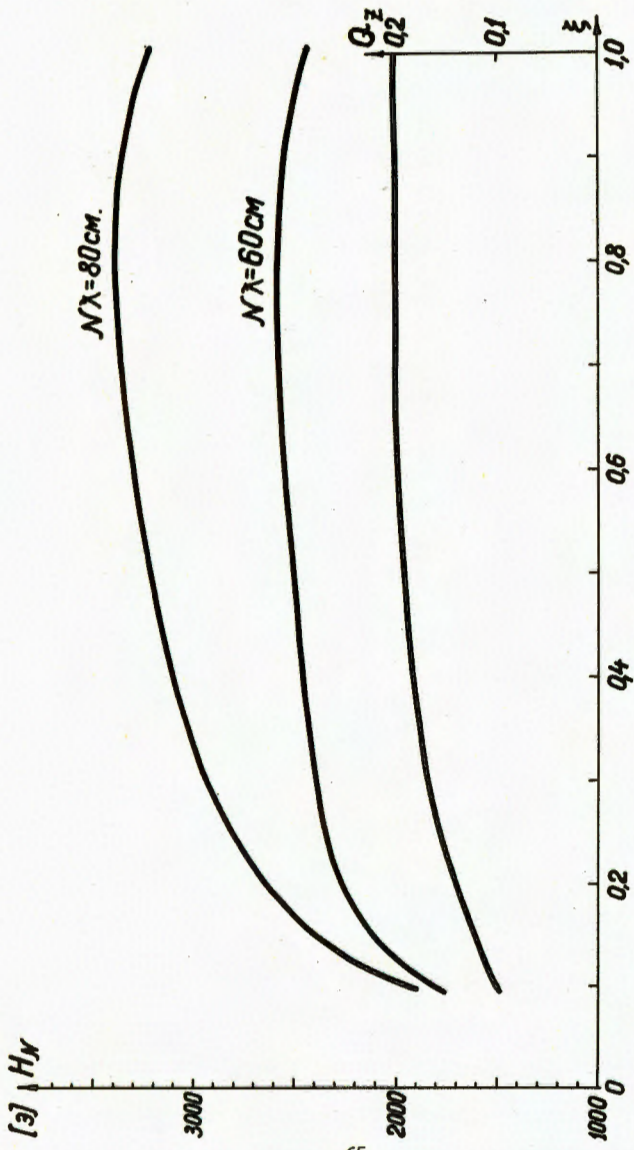


Рис. 9.



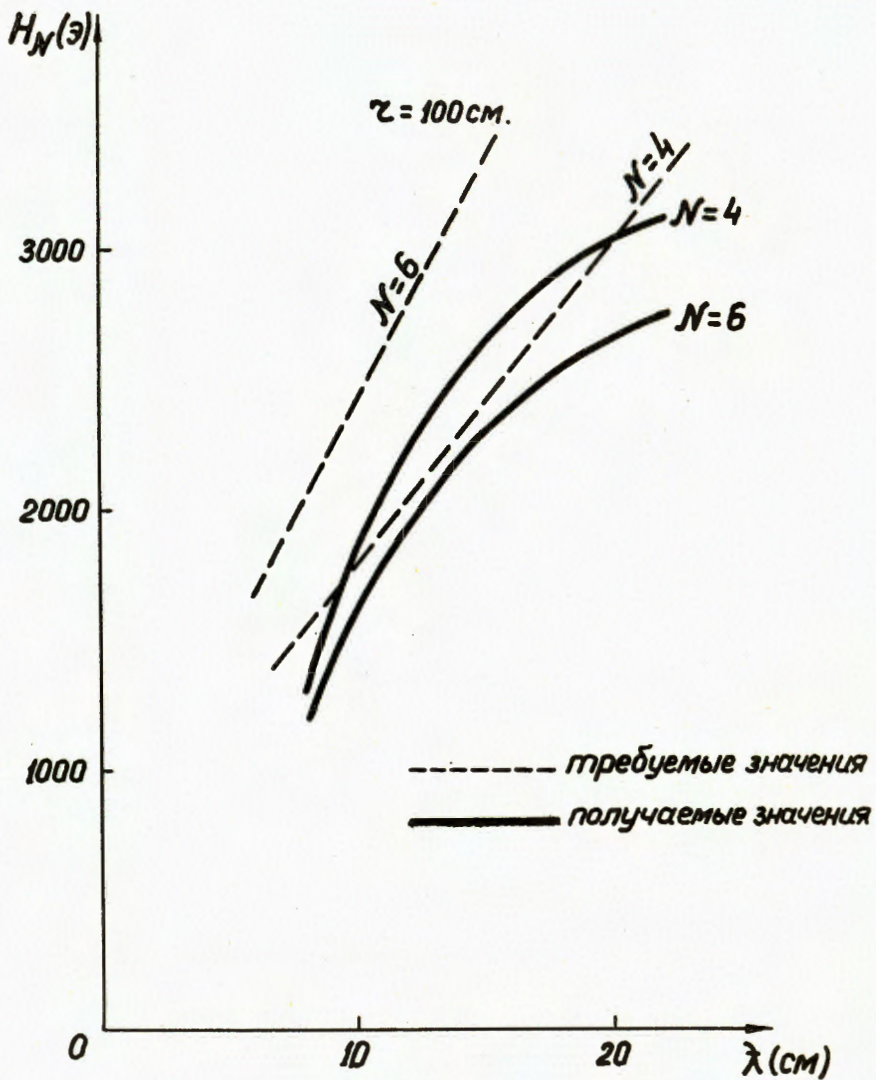


Рис. 10.

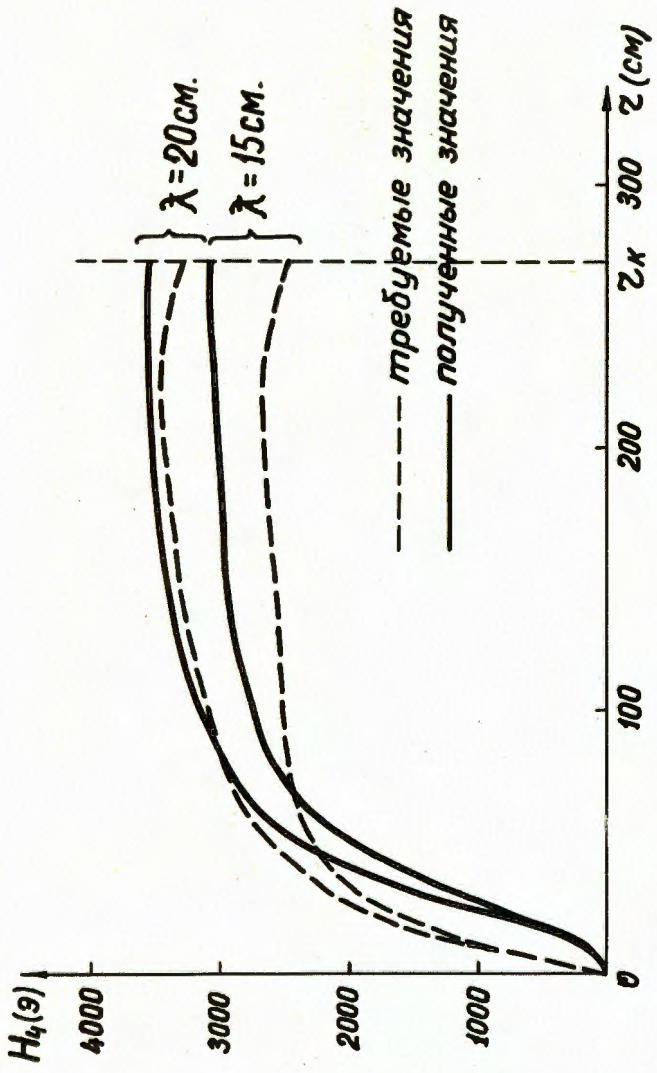


Рис. II.

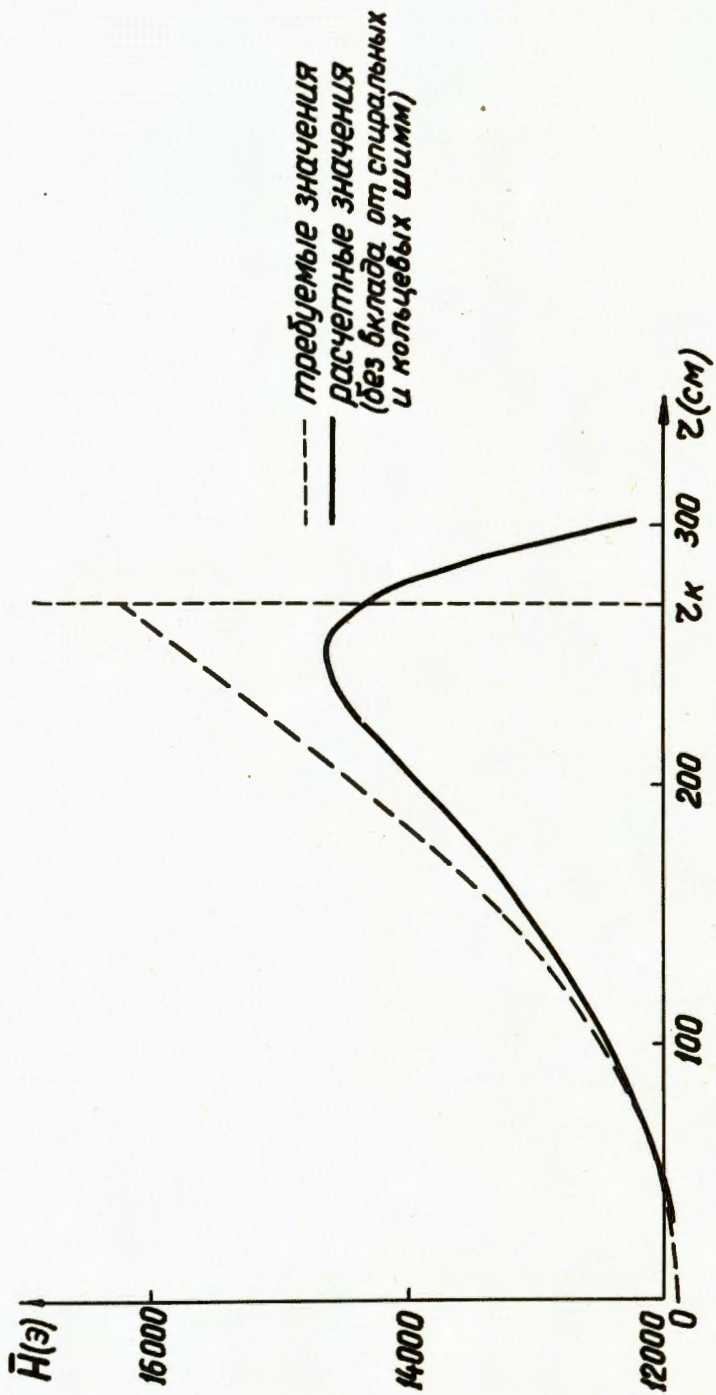


Рис. 12



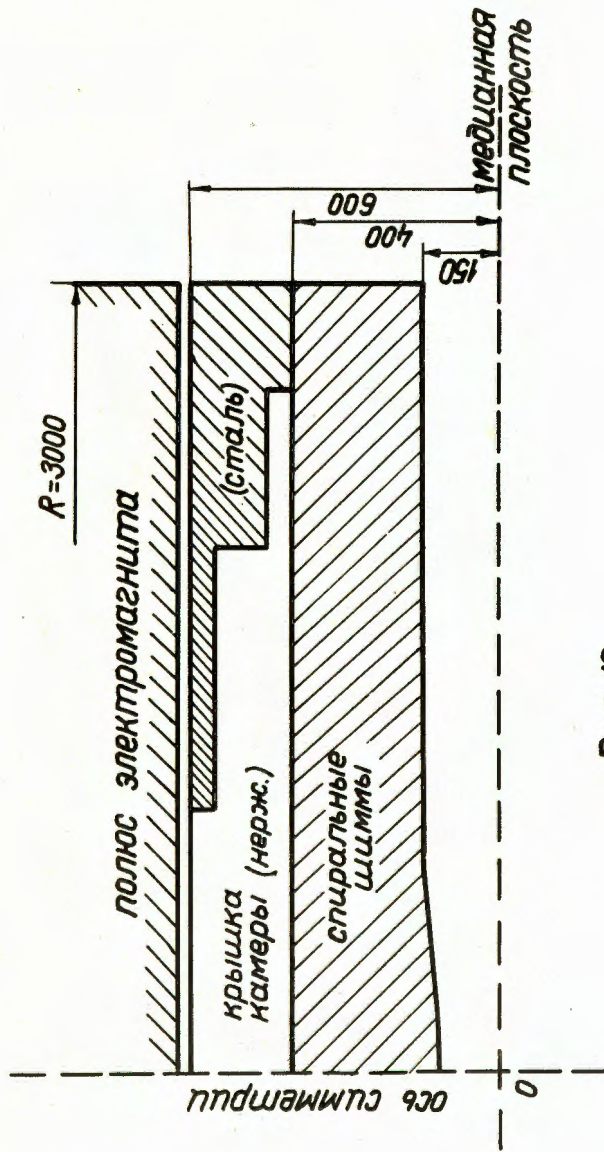


Рис. 13.

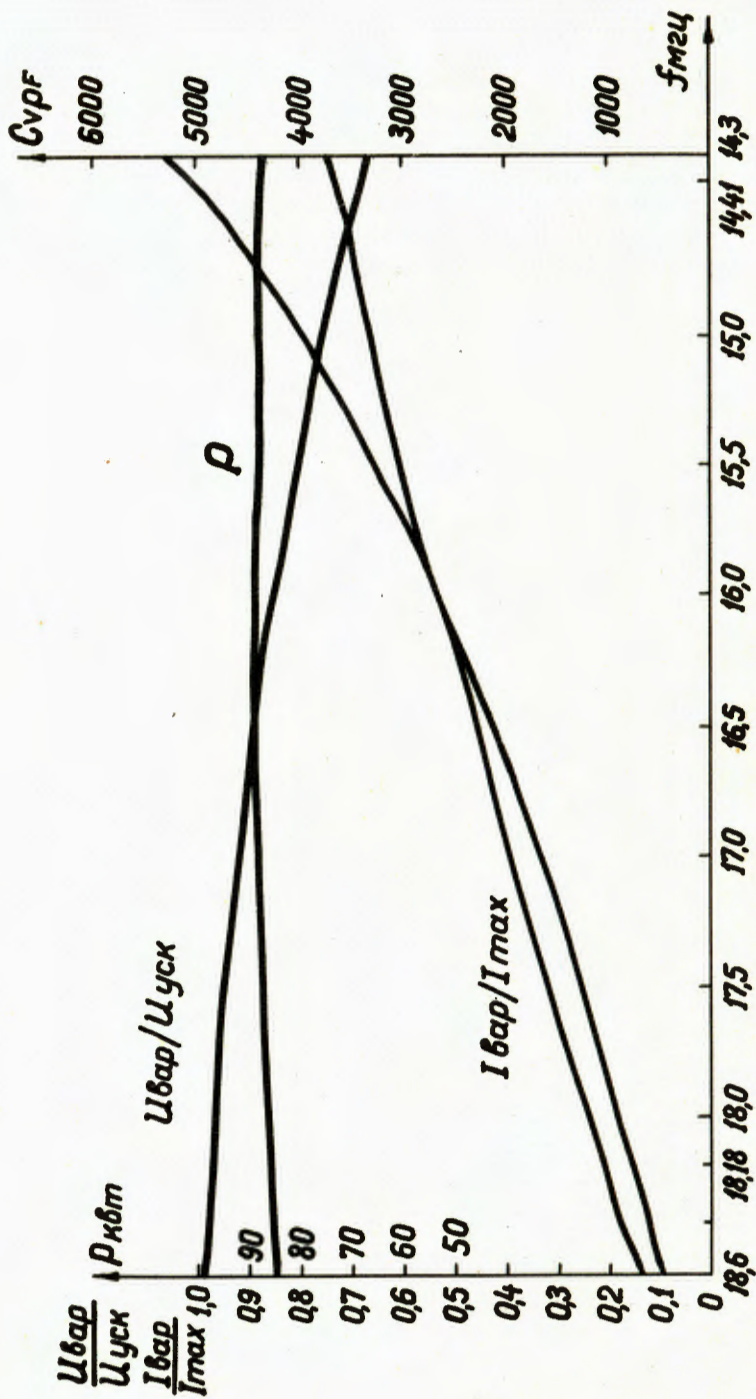


Рис. 14

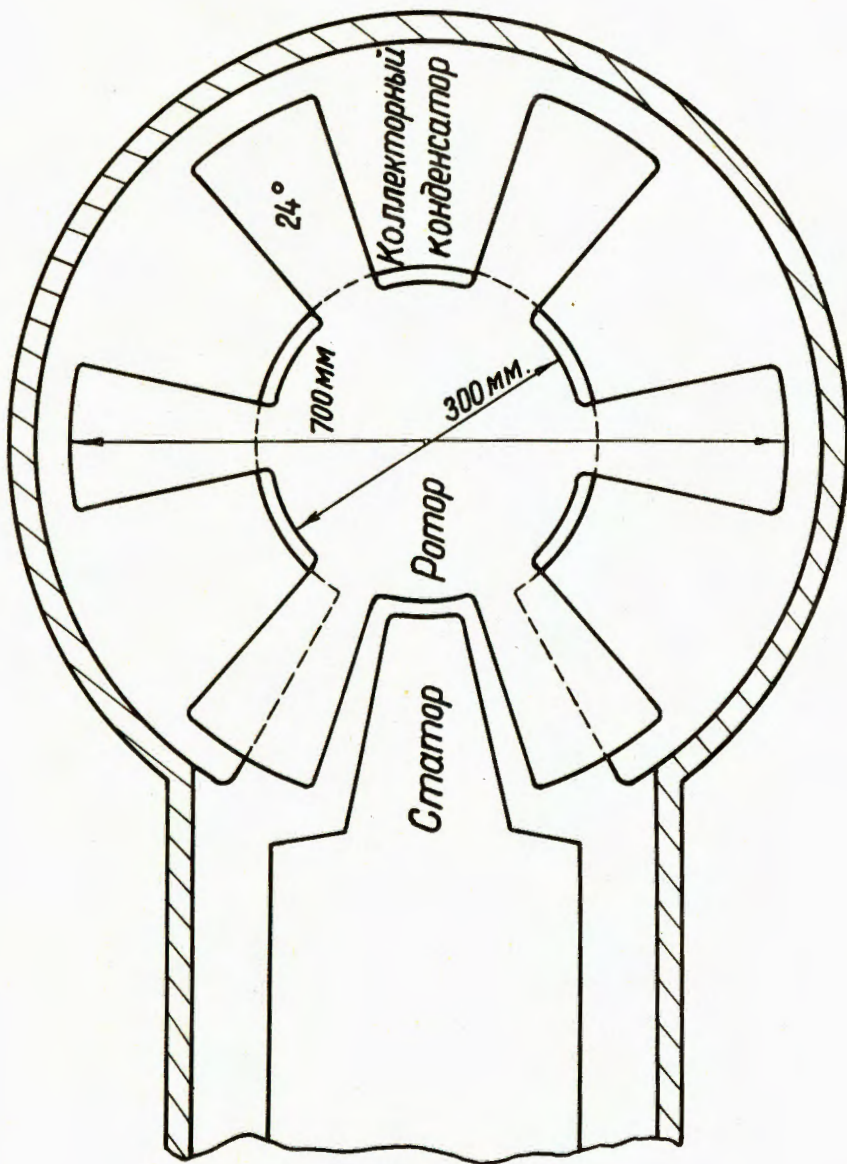


Рис. 15.



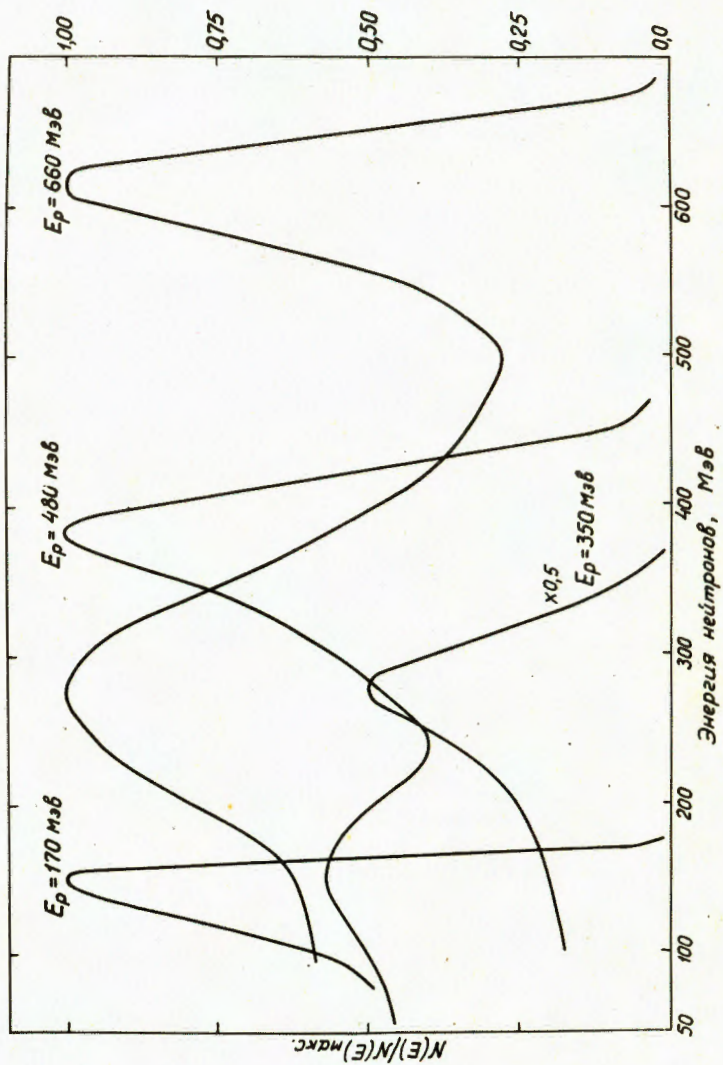


Рис. 16. Спектры нейтронов, образующихся при облучении тонких бериллиевых мишеней протонами различных энергий.

Разрез по АА

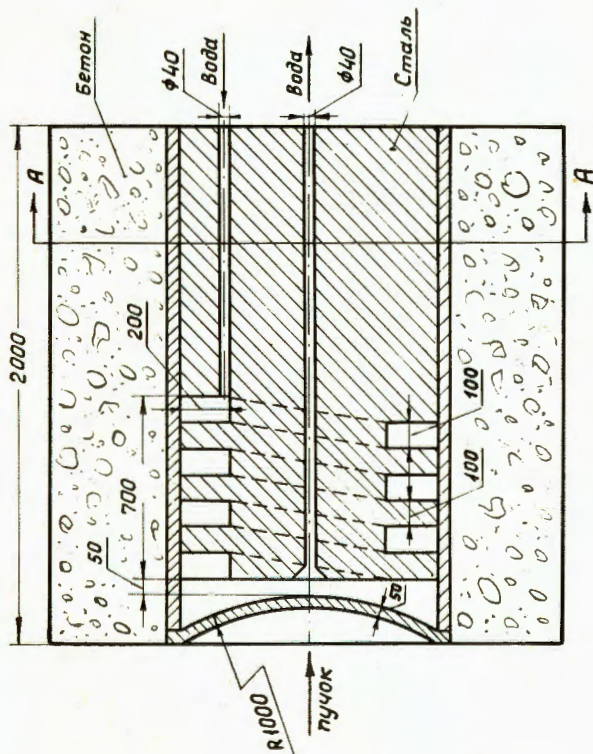
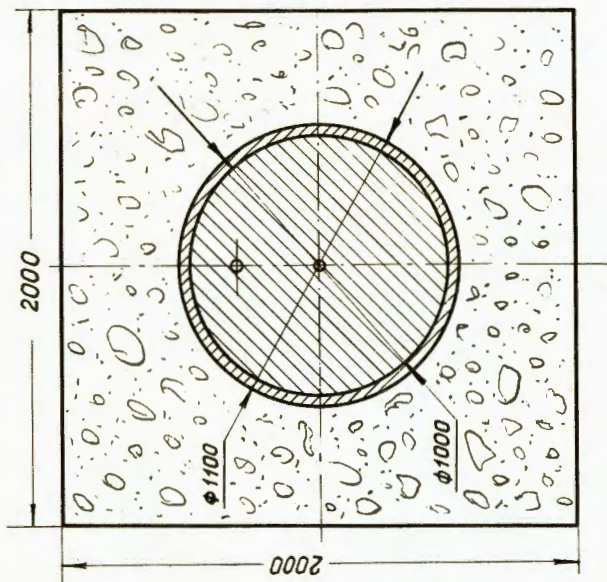


Рис. 17. Центральная часть лобушки протонного пучка (I вариант)

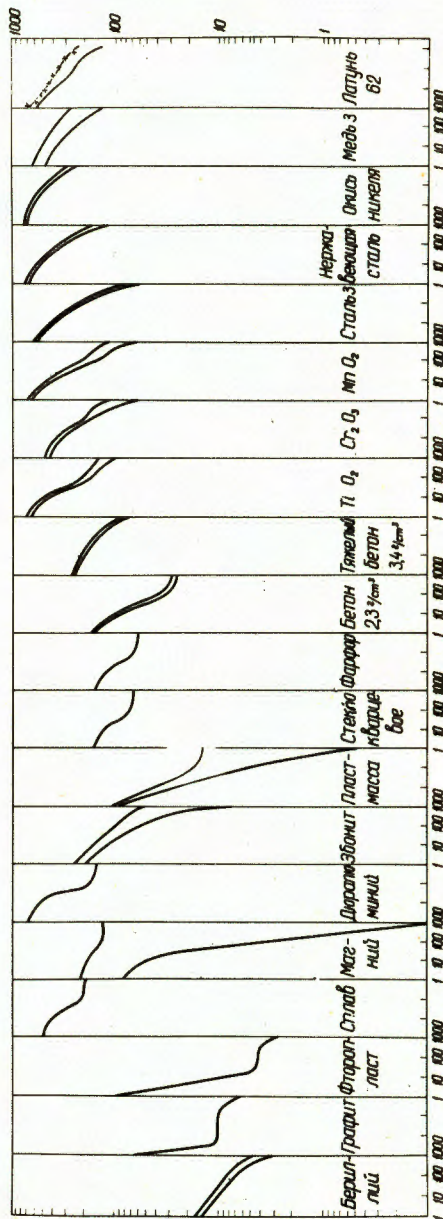


Рис. 18.



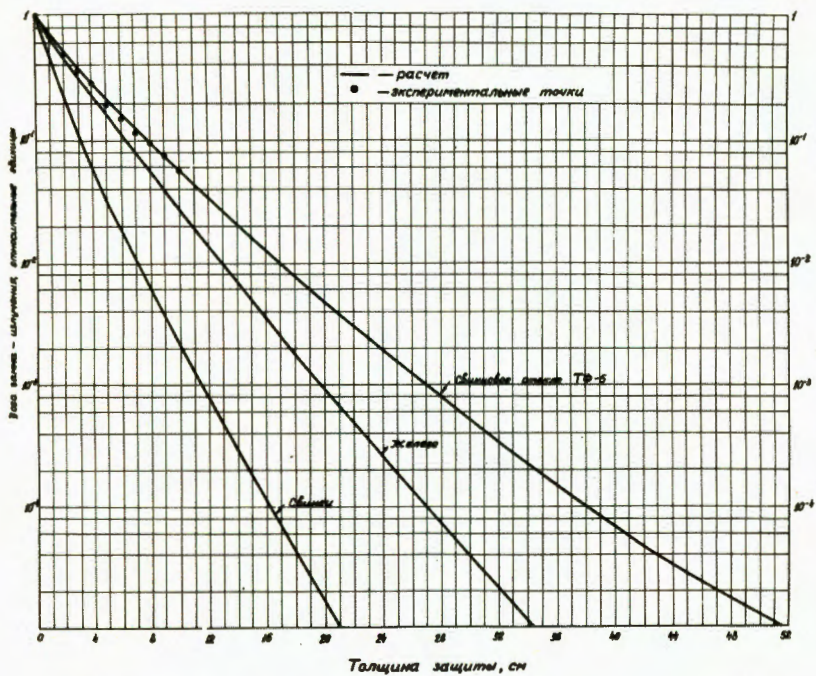


Рис.19. Ослабление дозы гамма - излучения наведенной радиоактивности в защите из свинцового стекла ТФ-5, железа и свинца.