

С 345(07)

И-859



Учебно-
методические
пособия
Учебно-научного
центра ОИЯИ
Дубна

УНЦ-2012-52

И. Б. Иссинский

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ
УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Курс лекций

2012

УЧЕБНО-НАУЧНЫЙ ЦЕНТР ОИЯИ

С 345(07)
И-859

И. Б. Иссинский

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ
УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Курс лекций

Под редакцией кандидата физико-математических наук
А. Б. Кузнецова

Учебное пособие

Объединенный институт
ядерных исследований
Дубна-2012
БИБЛИОТЕКА

151 042

Иссинский И. Б.

И88 Введение в физику ускорителей заряженных частиц: Учебное пособие. — Дубна: ОИЯИ, 2012. — 93 с.

ISBN 978-5-9530-0350-6

В курсе лекций дается обзор развития ускорителей заряженных частиц за последние 80 лет. Излагаются физические принципы их действия и существующие технические решения.

Данный курс лекций предназначен для студентов Международного университета природы, общества и человека «Дубна» и студентов и аспирантов УНЦ ОИЯИ. Он рассчитан на общефизические специальности, связанные с работой будущих экспериментаторов по профилям ядерная физика и физика элементарных частиц.

Оглавление

Список использованных сокращений	4
Предисловие	5
Лекция 1	
Введение	7
Тема: Вакуум в ускорителях	10
Лекция 2	
Тема: Высоковольтные ускорители	16
Тема: Линейные ускорители	23
Лекция 3	
Тема: Источники заряженных частиц	30
Лекция 4	
Тема: Классический циклотрон	40
Тема: Изохронные циклотроны	48
Лекция 5	
Тема: Автофазировка	52
Тема: Другие типы циклических ускорителей	61
Лекция 6	
Тема: Эмиттанс пучка	66
Тема: Жесткофокусирующие системы	73
Тема: Бетатронные колебания и резонансы	77
Лекция 7	
Тема: Ввод и вывод пучка в синхротронах	80
Тема: Встречные пучки и накопительные кольца	86
Приложение	
I. Характеристики пучков ускорителей	91
II. Перечень основных формул	92
III. Крупнейшие ускорители высоких энергий	93

Список используемых сокращений

- Вр – магнитная жесткость частицы
- EBIS – Electron beam ion source (электронно-лучевой источник)
- RFQ – Radio Frequency Quadrupole ppp – particles per pulse
- ВЧ – высокая частота
- СВЧ – сверхвысокая частота
- ИТ – импульсный трансформатор
- ЛУ – линейный ускоритель
- ЛИУ – линейный индукционный ускоритель
- КПД – коэффициент полезного действия
- МП – магнитное поле
- СП – сверхпроводник
- ЭС – электростатический
- ЭСГ – электростатический генератор
- ЭЦР – электронно-циклотронный резонанс
- ОИЯИ – Объединенный институт ядерных исследований
- ЛЯП – Лаборатория ядерных проблем
- ЛЯР – Лаборатория ядерных реакций
- ЛВЭ – Лаборатория высоких энергий
- ЛФВЭ – Лаборатория физики высоких энергий
- НИИЭФА – Научно-исследовательский институт электрофизической аппаратуры (Петербург)
- ИФВЭ – Институт физики высоких энергий (Протвино)
- ДАН – журнал «Доклады Академии наук»

Предисловие



Предлагаемый курс лекций автор читал в течение ряда лет в Учебно-научном центре Объединенного института ядерных исследований и в Международном университете природы, общества и человека «Дубна».

Игорь Борисович Иссинский – яркий представитель плеяды инженеров-физиков, трудами которой создана отечественная школа физики и техники ускорителей. Эта школа, получившая мировое признание, до сих пор удерживает лидирующие позиции в своей области науки и техники.

Биография Игоря Борисовича типична для его поколения, когда увлечение наукой и техникой определяло жизненные позиции молодых людей. Свой трудовой путь он начал в годы войны четырнадцатилетним подростком, мобилизованным на трудовой фронт. За это в 1993 г. Игорь Борисович был награжден медалью «За доблестный труд в Великой Отечественной войне 1941–1945 гг.», чем по праву гордился. Он был награжден также памятными медалями в честь 50-летия и 60-летия Победы в Великой Отечественной войне как ее участник.

В 1946 г. он поступил на конструкторский факультет Московского механического института министерства боеприпасов. В 1950 г. был переведен на образованный физико-механический факультет ММИ (позднее МИФИ). Окончил этот факультет в конце 1951 г. и был распределен на работу в ФИАН им. П.Н. Лебедева в лабораторию, которой руководил Владимир Иосифович Векслер. В 1952 г. под руководством В.И. Векслера была создана Техническая дирекция строительства №533, руководившая сооружением синхрофазотрона, преобразованная в 1954 г. в Электрофизическую лабораторию Академии наук СССР (ЭФЛАН) в Дубне, куда молодой Игорь и переехал.

С тех пор его жизнь была связана с Дубной. В 1956 г. ЭФЛАН, преобразованная в Лабораторию высоких энергий (ЛВЭ), вошла в состав Объединенного института ядерных исследований вместе с синхрофазотроном, сооружение которого завершалось в то время. Моделью этого ускорителя Игорь Борисович занимался еще в ФИАН.

Он был одним из создателей синхрофазотрона и проработал на нем буквально с момента первой инжекции протонов (1957 г.) до последнего сеанса (2002 г.). В ЛВЭ Игорь Борисович прошел путь от младшего научного сотрудника до заместителя директора лаборатории. Одно из самых ярких его достижений – создание системы медленного (резонансного) вывода ускоренных частиц из синхрофазотрона.

С 1993 г. и до конца дней Игорь Борисович с присущей ему энергией и энтузиазмом работал над созданием сверхпроводящего синхротрона нуклотрон. Во многом благодаря его усилиям этот оригинальный ускоритель был введен в действие.

За свою научную деятельность Игорь Борисович был удостоен государственных наград: ордена «Знак Почета» (1976 г.), медалей «Ветеран труда» (1990 г.) и «В память 850-летия Москвы» (1997 г.), знака отличия в труде «Ветеран атомной энергетики и промышленности» (2005 г.). В связи с 80-летием Игоря Борисовича Объединенный институт наградила его Почетной памятной медалью ОИЯИ (2009 г.).

Игорь Борисович был отличным спортсменом, увлекался лыжным спортом, альпинизмом и спортивным туризмом, столь популярными среди молодежи Дубны.

Он был человеком, по большому счету, равнодушным. И таким его помнят друзья и коллеги.

Курс лекций И.Б. Иссинского – удачное по предлагаемому материалу и стилю изложения введение в физику и технику ускорителей. Автор сохранил, в частности, описание приборов и устройств ускорительной техники, мало используемых в наши дни. Однако понимание принципов действия таких устройств будет, несомненно, способствовать развитию «интеллектуального менталитета» читателей, начинающих изучение этой увлекательной и высокотехнологичной области знаний.

В редакции, выполненной А.Б. Кузнецовым, внесены только минимальные исправления и необходимые дополнения, сохранен авторский стиль.

Член-корреспондент РАН
И.Н. Мешков

Лекция 1

Введение

Ускорители заряженных частиц (*charge particle accelerators*) играют важную роль в технике, медицине и особенно в фундаментальных научных исследованиях. Результаты, полученные с помощью ускорителей, трудно переоценить: в сущности, все знания физики микромира получены или подтверждены с помощью пучков ускорителей заряженных частиц. Крупнейшие из всех приборов, создававшихся когда-либо человечеством, ускорители вызывают восхищение также своим разнообразием, сложностью конструкции и назначением. Их размеры лежат в пределах от портативных контрольных приборов в аэропортах и таможнях до многокилометровых кольцевых сооружений с периметром 1,5 км (Протвино, Россия), 6,3 км (Батавия, США), 26,7 км (ЦЕРН, Европа).

Данный курс предназначен для студентов, которым впоследствии предстоит заниматься ядерной физикой или физикой элементарных частиц (по-другому, физикой частиц высоких энергий). Этим специалистам нужно будет знать свойства пучков, которые используются в эксперименте, откуда и каким образом они получаются. И не просто знать, но и ясно понимать возможности такой установки, что может и чего не может дать ускоритель, на пучках которого будут проводиться эксперименты. Более того, экспериментатор должен уметь сделать простейшие расчеты и оценки пучков, иметь возможность участвовать совместно со специалистами, работающими на ускорителе, в «организации» характеристик и режимов работы ускорителя для решения поставленных задач.

Данный курс будет начальным (вводным), посвященным физическим принципам действия ускорителей заряженных частиц, существующим техническим решениям их осуществления. Слушатели, конечно, должны иметь тетради для записей, но, кроме того, рекомендуется завести небольшие записные книжки, куда необходимо записывать наиболее важные положения, термины (в том числе и международные, на английском языке) и формулы. Формул в курсе будет немного, но их следует хорошо понимать, помнить и обязательно уметь ими пользоваться. Вывод формул помнить необязательно, но понимание процессов, которые они описывают, необходимо. Записные книжки надо аккуратно заполнять, и они должны быть сохранены на долгие годы. Потом их можно будет дополнять и использовать при работе. Опыт показывает, что это очень рациональный и полезный подход, который впоследствии позволит значительно экономить время и придаст уверенность.

Очень будет полезным, если студенты, намеренные посвятить себя такой интереснейшей области человеческой деятельности, как наука, будут читать и художественную литературу по научной тематике. Рекомендуется вам в первую очередь прочесть две такие книги о физиках, коими вы уже теперь и являетесь. Это Митчелл Уилсон «Жизнь во мгле» и «Встреча на далеком меридиане». Из отечественных писателей интересен Даниил Гранин. Постарайтесь на это выбрать время.

Рекомендуемая литература

- [1] Дж. Ливингуд. Принципы работы циклических ускорителей. 1963.
- [2] Е.Г. Комар. Ускорители заряженных частиц. 1964.
- [3] Е.Г. Комар. Основы ускорительной техники. 1975.
- [4] Л.Л. Гольдин. Физика ускорителей. 1983.
- [5] А.Н. Лебедев, А.В. Шальнов. Основы физики и техники ускорителей. 1991.

Первые ускорители. Известно, что опыты Э. Резерфорда, проведенные в 1906 г. по облучению тонкой фольги альфа-частицами от радиоактивного источника, показали, что атом состоит из положительно заряженного ядра, окруженного электронами. Это была революция в физике, после чего начались многочисленные эксперименты. Но естественные источники обладали ограниченными возможностями (энергия, интенсивность, спектр). Возникла острая потребность в создании источников заряженных частиц, значительно превышающих по своим характеристикам естественные.

З а д а ч а: проникновение в глубь вещества

Первыми ускорителями заряженных частиц стали высоковольтные установки. Если поместить источник (электронов, ионов), генерирующий частицы с числом единичных зарядов q ($q = 1, 2, \dots$ и т. д.) под потенциалом высокого напряжения U и соединить его трубкой, из которой удален воздух, с мишенью, находящейся под потенциалом земли, то это и будет простейший высоковольтный ускоритель так называемого прямого действия. Здесь ускоряемая частица непосредственно однократно проходит ускоряющее напряжение. Кинетическая энергия заряженной частицы составляет $W = qeU$. Единичный заряд иона равен заряду электрона, т. е. $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ кулона, что является очень малой величиной. Поэтому для удобства используют не кулон, а единичный заряд электрона и энергию ускоренных частиц измеряют в *электронвольтах*. Производные: кэВ, МэВ, ГэВ, ТэВ (keV, MeV, GeV, TeV).

Классификация ускорителей. По своим принципам работы их можно разделить на следующие основные категории:

Высоковольтные ускорители. Для ускорения используется большая разность потенциалов, которую проходят заряженные частицы. Достигнутые напряжения составляют порядка 10 мегавольт. Далее наступают непреодолимые ограничения, связанные с электрическим разрядом (пробоем).

Резонансные ускорители. Увеличение энергии. Частицы многократно проходят относительно небольшое ускоряющее напряжение синхронно с высокой частотой электрического поля генератора. Существует два типа резонансных ускорителей.

В случае прямолинейного движения ускоряемых частиц создаются *линейные ускорители*.

Для сокращения протяженности установки пучок заставляет двигаться по круговым траекториям. Для этого применяют магнитное поле. Под его воздействием движение ускоряемых частиц происходит по орбитам, близким к круговым (циклическим). Ускорители такого типа называются *циклическими ускорителями* (от греческого *kyklos* – круг). Резонансное ускорение используется в подавляющем большинстве типов циклических ускорителей.

В ускорителях на высокие энергии «дорожка», где происходит движение частиц, представляет собой зазор кольцевого магнита, где размещается вакуумная камера. Для удержания частиц на заданной круговой орбите требуется магнитное поле, которое должно поворачивать пучок заряженных частиц на нужный угол. Но величина магнитного поля B имеет ограничение. Его значение, достижимое в настоящее время, составляет около 10 Тл. Поэтому увеличение конечной энергии частиц при их одновременном удержании в кольцевой камере, где происходит их движение, требует увеличения радиуса кривизны орбиты ρ , т. е. диаметра ускорителя. Импульс (и, следовательно, энергия) ускоряемых частиц определяются величиной магнитного поля B ускорителя и радиусом кривизны орбиты ρ . Их произведение есть так называемая *магнитная жесткость частицы* $B\rho$ – величина, пропорциональная импульсу частицы $p = qB\rho$, где q – заряд частицы.

Процесс автофазировки позволяет увеличивать энергию частиц, в принципе, без ограничений. Определяющим техническим пределом является размер (длина, диаметр) установки. Однако получение предельно высоких энергий частиц в циклических ускорителях связано с появлением тормозящего синхротронного излучения, когда этот процесс начинает сильно конкурировать с процессом поступления энергии в пучок от ускоряющих генераторов. При ускорении электронов синхротронное излучение, зависящее от массы частицы, наступает значительно раньше, чем при ускорении протонов.

Индукционные ускорители (линейные и кольцевые). Их действие основано на использовании вихревого электрического поля, связанного с изменением во времени магнитного потока. Применяются в сравнительно узкой области задач.

Вокруг ускорителей возникает *радиация*. В связи с этим для нормальной работы персонала создается так называемая биологическая защита, контролируется уровень излучения, выполняются мероприятия по технике безопасности. Имеются три фактора уменьшения получаемой дозы облучения: вещество, расстояние и время. Эта тема будет освещена в отдельном курсе.

Тема: Вакуум в ускорителях

Первым и неперенным условием ускорения заряженных частиц является достаточно малая концентрация молекул газа на их пути, чтобы частицы не потерялись при соударении с ними. Например, в воздухе при комнатной температуре и атмосферном давлении средняя длина свободного пробега молекулы составляет $L=6 \cdot 10^{-5}$ мм. В этом случае частица сразу потеряется. Поэтому требуется создание высокого вакуума.

Вакуум – среда обитания пучков заряженных частиц. Он необходим, чтобы для ускоряемых частиц была достаточная «свобода передвижения». Поэтому в ускорителях, где происходит движение заряженных частиц, делаются герметичные камеры. С помощью откачки из них удаляется атмосферный воздух и другие газы. При этом диапазоны понижения давления остаточного газа, с которыми приходится иметь дело, измеряются порядками. *Технология получения вакуума* – сложный процесс.

Единица измерения вакуума, как и вообще давления, в системе СИ – паскаль. $1 \text{ Па (Pa)} = 1 \text{ Н/м}^2 \text{ (N/m}^2\text{)}$. (Внесистемные единицы: 1 мм рт. ст. носит название Торр, $1 \text{ Торр} = 133 \text{ Па}$; $1 \text{ бар} = 10^5 \text{ Па}$; $1 \text{ мбар} = 10^2 \text{ Па}$ или $1 \text{ мбар} \approx 1 \text{ Торр}$).

Для многих задач удовлетворительным является давление в вакуумной камере при комнатной температуре около 10^{-4} Па. Тогда $L \sim 60$ м, что уже удовлетворительно. Но не всегда. Современная ускорительная физика и техника требуют давлений до порядка 10^{-8} – 10^{-9} Па.

Вакуум – одна из главных составляющих ускорительной техники. Откачку ведут в несколько этапов. Используется типовая схема последовательного соединения насосов, повышающая вакуум в каждой ступени.

Первый этап состоит в удалении атмосферы так называемыми *форвакуумными* насосами (адсорбционными и механическими) до давления $\sim 0,1$ Па. В *адсорбционном насосе* происходит простое, «механическое» прилипание газа к поверхности адсорбента, который

прошел предварительное обезгаживание. В качестве адсорбента используются активированный уголь или цеолит (природный материал на основе соединений алюминия и кремния), находящиеся при температуре жидкого азота ($T=77 \text{ К}$). После откачки адсорбент нагревается, обезгаживается и таким образом готовится к последующей работе.

Более распространенным типом для предварительной откачки является *роторный масляный насос*, показанный на рис. 1.1, откуда понятен принцип его работы.

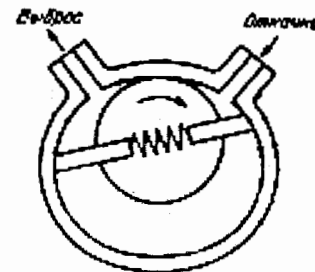


Рис. 1.1. Схема механического роторного насоса

Следующий этап откачки до последнего времени производился *диффузионными* (по-другому, *паромасляными*) насосами. Принцип действия показан на рис. 1.2. Рабочая жидкость (масло) 2 нагревается до кипения печью 3, и пар 10 с большой скоростью выходит из сопла 5. Молекулы откачиваемого газа 9 диффундируют в струю масляного пара и переносятся вниз. Пар конденсируется на охлаждаемой водой 6 рубашке 1 и уносится к выходу 8, где устанавливается форвакуумный насос. Предельный вакуум определяется обратным потоком масла в откачиваемый объем. Он составляет до $\sim 10^{-5}$ Па.

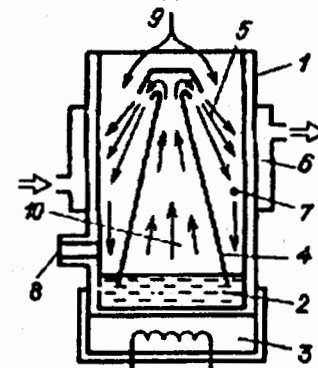


Рис. 1.2. Схема диффузионного насоса

Для получения еще более высокого вакуума (от 10^{-1} до $\sim 10^{-7}$ Па) используют *турбомолекулярные* насосы. Это быстро вращающийся ротор (десятки тысяч оборотов в минуту) с косыми прорезями. Между ними неподвижные диски (рис. 1.3). Преимущество этих насосов состоит еще и в том, что в объем из них не поступает масло (если решена проблема с подшипниками).

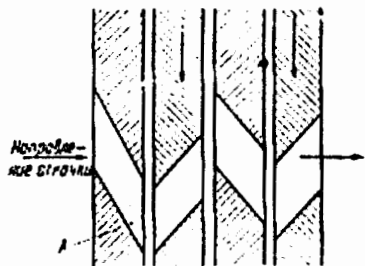


Рис. 1.3. Схема откачки газа механическим молекулярным насосом

Сублимационные насосы. Здесь путем нагрева производится возгонка (лат. *sublimare* – возносить) рабочего вещества. Существует много веществ, способных поглощать газы путем *химической сорбции*, т. е. с участием химической реакции. Такие вещества называются сорбентами или геттерами. Пленка геттера, распыленная внутри объема, сорбирует газ, осуществляя его откачку. Лучшим геттером является титан. Титановый испаритель («сублиматор») представляет собой вольфрамовый нагреватель, обмотанный титановой проволокой. Получаемый вакуум $10^{-5} - 10^{-10}$ Па.

Магниторазрядные насосы – наиболее распространенные сегодня инструменты откачки. Ионизация молекул остаточного газа электронами положена в основу работы магниторазрядных насосов. Ион в отличие от молекулы становится управляемым. Между анодом и катодами возникает холодный разряд. Интенсивность ионизации растет с удлинением пути электронов. Для этого вводят магнитное поле (рис. 1.4). Сила Лоренца закручивает траектории электронов. При откачке используется комбинация двух процессов: 1) *ионный* механизм: получение и попадание ионов на катоды, где они нейтрализуются и удаляются из объема; 2) *сорбционный*: бомбардировка ионами катодов из титана приводит к их распылению; осевшая на аноде и стенках корпуса титановая пленка *сорбирует* собой нейтральные молекулы остаточного газа, подобно тому, как это происходит в сублимационных насосах. Достижимый рабочий вакуум $10^{-1} - 10^{-8}$ Па.

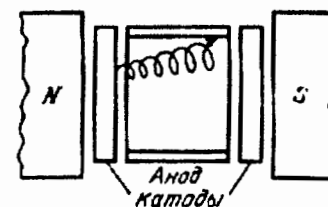


Рис. 1.4. Ячейка магниторазрядного насоса. Показана траектория электрона

Откачка

Скорость откачки насоса s – объем газа v , удаляемый в единицу времени:

$$s = v/t \text{ (м}^3/\text{с или л/с).}$$

Производительность откачки – количество молекул газа, удаляемое из объема:

$$vn/t \text{ (молекул/с),}$$

где n – концентрация газа. Традиционно производительность g измеряют через давление, как

$$g = sp \text{ (м}^3\text{Па/с)}$$

(что однозначно связано с концентрацией, так как $p = nk_B T$, где k_B – постоянная Больцмана, T – температура в кельвинах).

Ориентировочно (эмпирическая оценка) скорость откачки диффузионного насоса (в л/с) должна быть численно равна объему вакуумной системы (в л), механического – в л/мин.

Разъемные вакуумные соединения (рис. 1.5 и 1.6)

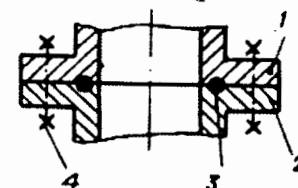


Рис. 1.5. Разъемное фланцевое соединение: 1, 2 – фланцы; 3 – резина; 4 – болт, шпилька

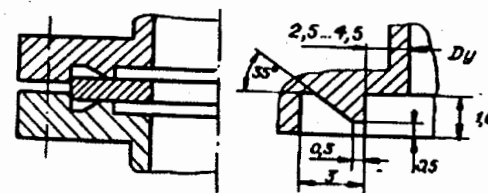


Рис. 1.6. Уплотнение с медной прокладкой (conflat) и форма зуба фланца

Измерение высокого вакуума

Вакуум по традиции чаще всего характеризуют давлением. Реально надо знать концентрацию молекул, которая определяет частоту столкновения частиц с остаточным газом. К тому же давление зависит от температуры. Концентрация $n = p/k_B T$, где давление p – в Па, k_B – постоянная Больцмана, равная $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К, а T – температура в кельвинах.

Измерение давления (концентрации молекул) производится с помощью термопар, ионизационных вакуумметров, простейший из которых показан на рис. 1.7. Катод – накаливаемая нить, испускающая электроны. Анод в виде спирали находится под потенциалом $+(100-200)$ В относительно катода. Электроны ионизируют молекулы остаточного газа, и ионы попадают на коллектор (около -50 В относительно катода). Измеренный с коллектора ток пропорционален плотности измеряемого в объеме газа. В современных конструкциях манометров для увеличения длины траектории электронов вводят магнитное поле, что сильно увеличивает вероятность ионизации и, таким образом, повышает чувствительность измерений (рис. 1.8).

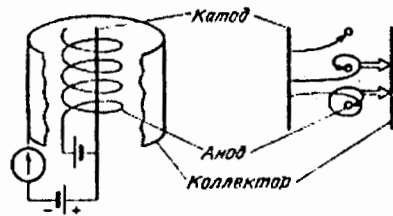


Рис. 1.7. Ионизационный вакуумметр.
Одинарные стрелки – пути электронов, двойные – ионов

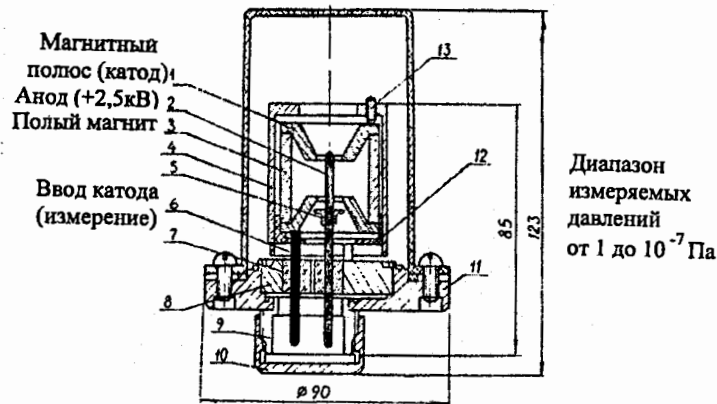


Рис. 1.8. Схема манометрического преобразователя ПММ-32-1

Для поиска течей наиболее эффективно используются магнитные масс-спектрометры, которые соединяют с сосудом. Снаружи сосуд обдувают пробным газом, гелием, который засасывается в систему. Спектрометр настраивают на $m/q = 4/2 = 2$ $R = (m/q)^{1/2} (2U)^{1/2} / B$, где R – радиус траектории иона гелия в магнитном поле B , U – потенциал, до которого ускорен ион.

Проблемы и их решения

Итак, получение высокого вакуума состоит в решении нескольких задач: выбора соответствующих материалов (газонепроницаемость, отсутствие пористости, коррозионная стойкость); откачки (насосы), поиска течей и их ликвидации; газоотделения стенок сосудов и измерения вакуума (давления остаточного газа).

Здесь нашли широкое применение *герметики*.

Контрольные вопросы

1. При каких давлениях в вакуумных камерах производят ускорение заряженных частиц?
2. Какие типы вакуумных насосов используются в ускорительной технике?
3. Как измеряют вакуум?

Лекция 2

Тема: Высоковольтные ускорители (high voltage (DC) accelerators)

К этим ускорителям относятся высоковольтные импульсные трансформаторы, каскадные (или умножительные) генераторы, электростатические ускорители Ван де Граафа.

В больших ускорительных комплексах увеличение энергии заряженных частиц осуществляется постепенно. Начинается оно, как правило, с ускорителей прямого действия. А затем пучок передается от одного этапа к другому и набирает все большую энергию.

Ускорительные трубки (accelerating tubes)

Каждый ускоритель начинается с источника заряженных частиц. Это могут быть электроны, протоны или более тяжелые ионы. Полученный пучок частиц вначале ускоряют до нескольких десятков или сотен килоэлектронвольт. В эту первую ступень всегда входят трубки предварительного ускорения. Это может быть фарфоровая вакуумная трубка, к которой приложено напряжение от высоковольтного источника – ускорителя прямого действия. Ионный источник размещают на высоковольтном термине, другой конец располагают под потенциалом земли, чтобы можно было легко манипулировать с пучком. В большинстве случаев он вводится в следующую ступень ускорения.

Но примитивная фарфоровая трубка плохо работает по двум причинам. Такая трубка плохо держит высокое напряжение и начинает пробиваться в местах, где возникают неравномерности полей, т. е. большие напряженности поля. Кроме того, заряды от пучка попадают на стенки изолятора, создают паразитные электрические поля, в результате чего пучок отклоняется от оси и может быть потерян.

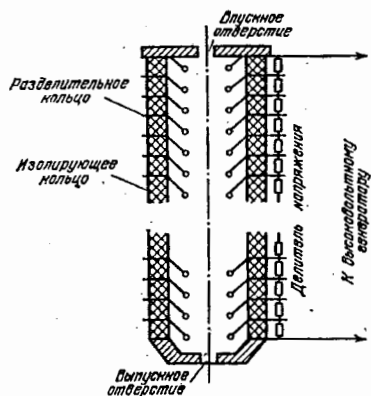


Рис. 2.1. Высоковольтная трубка

Чтобы решить проблему, трубка (рис. 2.1) делается из непроводящих колец, разделенных металлическими электродами – дисками, которые соединяются с принудительным делителем высокого напряжения. Электроды имеют конфигурацию, которая экранирует поля, возникающие на изоляторах. Пучок эти поля «не видит». Чтобы избежать пробоев, края дисков заканчиваются кольцами.

Высоковольтные импульсные трансформаторы (ИТ)

ИТ дают напряжение до ≈ 1 МВ (обычно 600 – 800 кВ), длительность столбчатого импульса 100 – 400 мкс (рис. 2.2). Ток импульсной нагрузки до 10 А.



Рис. 2.2. Осциллограмма напряжения ИТ-800. Длительность импульса 400 мкс

Электрическая схема питания высоковольтного трансформатора представлена на рис. 2.3. Модулятором напряжения является LC-линия, которая через ключ (тиратрон) разряжается на первичную электрическую обмотку и задает прямоугольный импульс (рис. 2.2). Сигнал обратной связи с делителя сравнивается с опорным (задающим) напряжением и через усилитель поступает на регулировочную лампу. Стабильность напряжения – сотые доли процента.

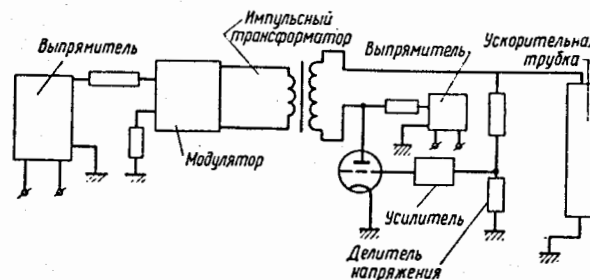


Рис. 2.3. Схема генератора высокого напряжения с импульсным трансформатором

Сердечник и обмотка трансформатора погружаются в масляный бак. Работают они на открытом воздухе, в сравнительно небольших помещениях (так как длительность импульса мала). ИТ получили широкое распространение в нашей стране (разработка НИИЭФА) в качестве простых и надежных в эксплуатации предускорителей протонных и ионных синхротронов (рис. 2.4)

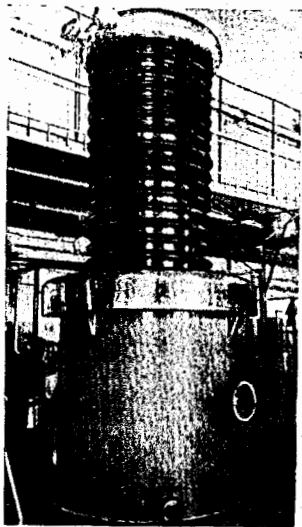
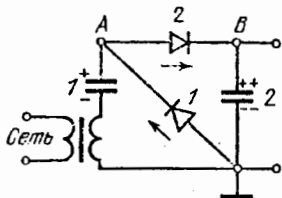


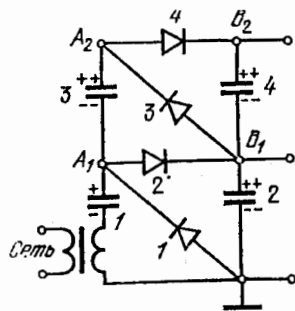
Рис. 2.4. Внешний вид импульсного трансформатора на 800 кВ

Каскадные генераторы (cascade generators, voltage multipliers)

Каскадные генераторы дают постоянное напряжение примерно той же величины (до 1 МВ). Были реализованы Кокрофтом и Уолтоном в 1932 г. (рис. 2.5).



Удвоитель напряжения



Умножитель напряжения

Рис. 2.5. Умножители напряжения

Принцип действия состоит в последовательной зарядке цепочки конденсаторов через диодные вентили. При этом напряжение на каждом диоде и конденсаторе не превышает двойного амплитудного напряжения U на обмотке трансформатора.

Конденсатор 1 заряжается через диод 1. Напряжение в точке А равно нулю, когда напряжения на конденсаторе и на обмотке направлены навстречу друг другу, и вдвое больше амплитудного, когда они складываются ($2U$). Между А и землей включены диод 2 и конденсатор 2. Когда напряжение в А равно $2U$, конденсатор 2 заряжается до $2U$.

Число каскадов можно увеличить. Когда напряжение в точке A_1 равно нулю, конденсатор 3 через диод 3 заряжается до напряжения в точке B_1 , т. е. до $2U$. А когда напряжение в A_1 достигнет $2U$, тогда конденсатор 4 через диод 4 также зарядится до напряжения $2U$. Таким образом, в точке B_2 напряжение будет в 4 раза выше амплитудного на выходе трансформатора. Такие этажи можно надстраивать и далее. Общее напряжение будет составлять $2nU$, где n – количество этажей-каскадов.

Каскадные генераторы дают постоянное напряжение. Однако при таком преимуществе обладают и рядом недостатков: трудности стабилизации напряжения и присущие выпрямителям пульсации.

Электростатические ускорители (генераторы) Ван де Граафа (electrostatic generators)

Получение высокого напряжения основано на известном законе электростатики – отсутствии поля внутри проводника (или внутри проводящей поверхности) и переходе заряда на его наружную часть. Первый электростатический (ЭС) ускоритель был исследован американским физиком Р. Ван де Граафом в 1929 г. Принцип работы: заряд механическим путем, по транспортеру (бесконечная резиновая лента) переносится с низковольтной стороны (всего лишь киловольты по отношению к земле) внутрь полой сферы (кондуктора), изолированной на заданное напряжение. Там токоснимающие острия, соединенные с внутренней поверхностью сферы, снимают с ленты заряд, который тут же перетекает на наружную поверхность кондуктора.

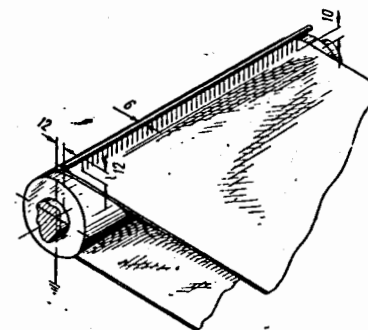


Рис. 2.6. Зарядная лента со щетками

Зарядка ленты (рис. 2.6) производится с помощью коронирующих щеток с иглами, которые находятся под положительным потенциалом несколько десятков киловольт по отношению к земле. Аналогичное разрядное устройство имеется в кондукторе, где на щетки подается отрицательное напряжение.

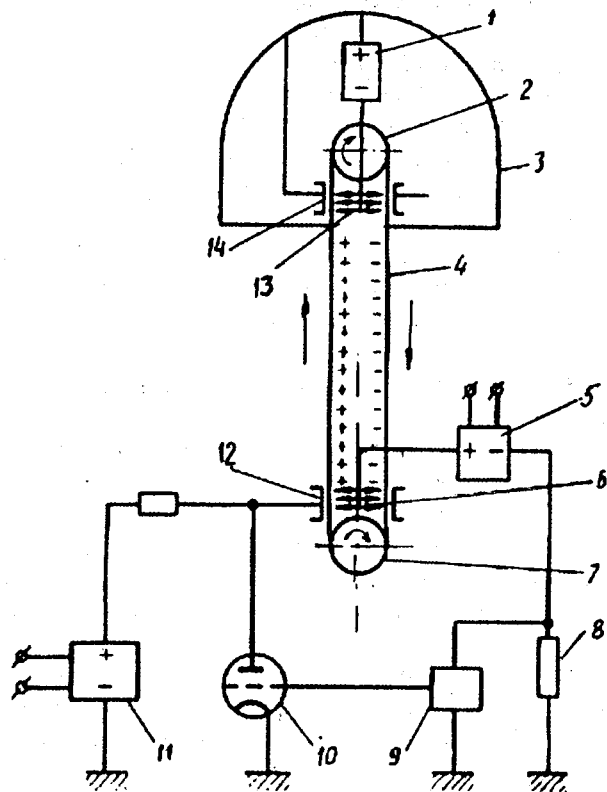


Рис. 2.7. Схема зарядки, перезарядки и стабилизации тока в электростатическом генераторе Ван де Граафа

Принципиальная схема работы генератора приведена на рис. 2.7. Здесь 3 – полая сфера, кондуктор. Лента, движущаяся в направлении стрелок, натянута на шкивы 2 (ведомый) и 7 (ведущий). Она доставляет заряды внутрь кондуктора. Более эффективно наносить положительные заряды на внутреннюю (здесь левую) сторону ленты, а с правой снимать отрицательные заряды, что соответствует двойному току порядка 1 мА. Скорость ленты 20-40 м/с. Потенциал кондуктора зависит от скорости поступления заряда, которая управляется специальным устройством.

Схема регулировки и стабилизации тока зарядки показана в нижней части рис. 2.7. Отрицательный полюс источника питания 5 (50 – 70 кВ) устройства зарядки ленты 6 заземлен через резистор 8, с которого снимается сигнал, пропорциональный току зарядки. На электрод 12 от выпрямителя 11 подается напряжение в районе 50 кВ, которое регулируется высоковольтным триодом 10 от сигнала, поступающего с усилителя 9, где находится задающее (опорное) напряжение. Это облегчает работу основного устройства стабилизации напряжения генератора.

Основная стабилизация напряжения производится с помощью так называемого коронирующего триода. Это штырь с острием, расположенный на кожухе и направленный к кондуктору. На штырь подается регулируемое напряжение, с помощью которого можно с хорошей точностью обеспечить ток коронирующего разряда, т. е. заряд Q , и, следовательно, напряжение на кондукторе (до 0,05 – 0,1 %).

Ускорительная трубка с источником на высоковольтном конце располагается параллельно ленте внутри колонны (рис. 2.8).

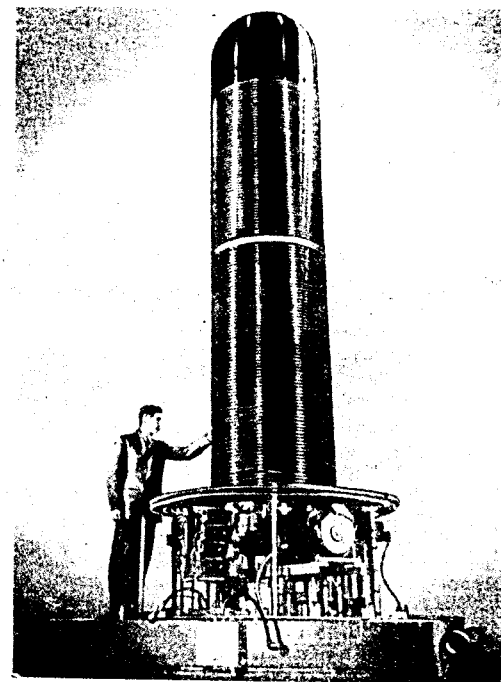


Рис. 2.8. Ускоритель Ван де Граафа на энергию 6 МэВ. Стойки, лента, несущая заряды, и ускорительная трубка расположены внутри цилиндрического объема, с внешней стороны которого имеются металлические кольца для перераспределения потенциала. Ионный источник находится в верхней части около высоковольтного электрода. Стальной кожух, под который нагнетается инертный газ, снят

Потенциал на кондукторе $U=Q/C$, где Q – заряд, а C – емкость кондуктора относительно земли. Напряженность поля на поверхности сферы $E=U/R$, где R – радиус сферы. Максимальное напряжение ЭС-генератора определяется высоковольтным пробоем. Пробивное напряжение воздуха составляет около 30 кВ/см ($3 \cdot 10^6$ В/м), т. е. при радиусе кондуктора 1 м напряжение на нем должно составлять 1 МВ. Однако этого никогда не достигается: пробои начинаются раньше. Для повышения пробивного напряжения ЭСГ помещают внутрь кожуха, в который под давлением 10-15 атмосфер нагнетается сухой азот. Для дополнительного повышения пробивного напряжения в азот добавляется элегаз SF_6 . Используются также и другие газы, имеющие высокий пробивной потенциал.

Тандем-генераторы имеют двойную энергию за счет перезарядки ионов. Как видно из рис. 2.9, отрицательные ионы ускоряются положительным потенциалом, затем происходит их перезарядка на обдирочной мишени, и далее идет ускорение положительных ионов.

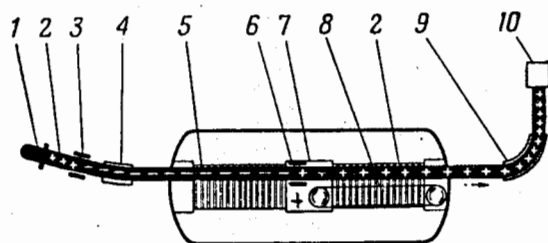


Рис. 2.9. Схема тандем-генератора с перезарядкой

Рекордные напряжения ЭСГ – до 10-15 МВ.

Ограничения по напряжению высоковольтных ускорителей: утечки и пробои. Борьба: большие помещения, использование масла как изолятора, расположение устройств в объемах под высоким давлением газа. Но этого было недостаточно, и физики пошли дальше.

Современное направление развития ускорителей в этой области состоит в получении достаточно высокой энергии частиц сразу после источника ионов (предварительное ускорение) без использования высоких и сверхвысоких потенциалов. Их заменили более простые в эксплуатации и более эффективные линейные ускорители, так называемые RFQ, которые описаны в отдельной теме.

Контрольные вопросы

1. Назовите основные типы высоковольтных ускорителей (прямого действия).
2. Принципы действия высоковольтных ускорителей.

Тема: Линейные ускорители (linear accelerators, linacs)

Протонные и ионные линейные ускорители

В потенциальном электростатическом поле заряженные частицы многократно ускорять нельзя. Но если поле менять во времени, то частица может суммировать энергию, полученную при прохождении заданной разности потенциалов. В 1924 г. шведским ученым **Изингом** был предложен способ ускорения путем многократного прохождения частицей сравнительно невысокого напряжения. Реализованный в 1928 г. **Видероз** ускоритель получил название **линейный ускоритель (ЛУ)**. Между набором трубок прикладывается напряжение, которое меняется во времени. Частицы, проходя зазор между трубками, каждый раз должны попадать в ускоряющее поле. Для этого они проходят много раз в резонансе с ВЧ ускоряющим напряжением, которое приложено к трубкам, т. е. такой ускоритель является **резонансным**. Во время замедляющего поля частица должна находиться внутри проводящей трубки и быть экранированной от него, т. е. двигаться свободно, «дрейфовать». В связи с этим такие трубки назвали трубками дрейфа. Чтобы сохранить условия резонанса, длины трубок дрейфа должны нарастать (рис. 2.10).

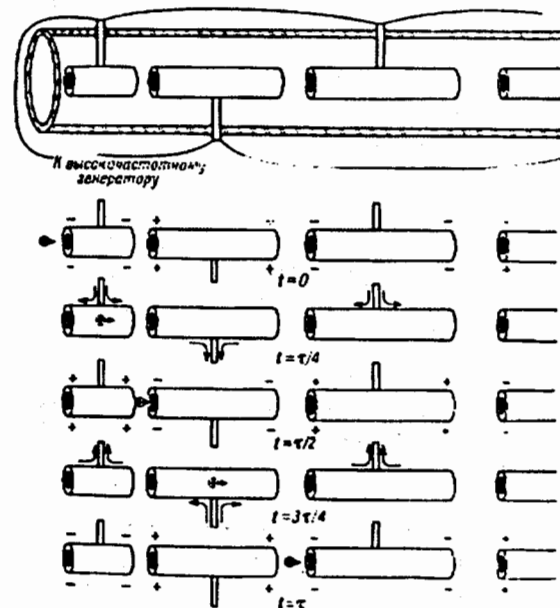


Рис. 2.10. Линейный ускоритель Видероз. Заштрихован стеклянный баллон. Ионы проходят расстояние между ускоряющими промежутками за полпериода ВЧ-колебаний. Стрелки указывают направление ВЧ-токов

Трубки дрейфа соединены (через одну) в две группы и подключены к ВЧ-генератору. Когда частицы пройдут расстояние от входа до выхода одной трубки, напряжение на этой трубке должно смениться на противоположное, т. е. пройдет *полпериода* $T/2$ колебания ВЧ. (Частицы в это время летят свободно.) Важно отметить, что потенциал трубки меняется одинаково по всей ее длине.

Длины ячеек L легко посчитать. Если b – длина трубки, s – длина зазора, то длина n -й ячейки $L = b + s = vT/2$, длина волны $\lambda = cT$. Тогда $L = v\lambda/c2$ и

$$L = \beta\lambda/2. \quad (2.1)$$

Такой ускоритель по-другому называют «*бета-лямбда пополам линейный ускоритель*».

Преимущества: ускорение можно начинать с малых значений β , простота устройства. Пучок в трубках дрейфа должен занимать по длине достаточно большое пространство, и поэтому трубки не должны быть слишком короткими. Это можно сделать за счет выбора λ . Энергия протонов в этих ЛУ составляла 80 кэВ–3 МэВ.

К числу его недостатков следует отнести большие потери в диэлектриках, трудность введения большой ВЧ-мощности и, следовательно, получения больших амплитуд напряжения. Это означает, что темп ускорения будет мал, а длина устройства должна быть большая. Но и тут возникают ограничения из-за того, что скорость распространения ВЧ-напряжения вдоль питающей линии конечна, и синхронизм ускорения нарушается.

В 1945 г. *Альварецом* был предложен новый тип линейных ускорителей, использующий достижения радиолокационной ВЧ-техники. В основе идеи лежит цилиндрический резонатор, переменное электрическое поле внутри которого всегда направлено вдоль его центральной оси. Здесь оно максимально. Кольцевое магнитное поле максимально у стенок резонатора и равно нулю на оси (рис. 2.11). Собственная частота резонатора не зависит от его длины. Она зависит от диаметра резонатора как $\lambda = 1,3D$.

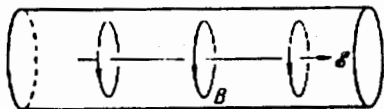


Рис. 2.11. Цилиндрический резонатор (E – электрическое поле, B – магнитное поле)

Это позволяет ускорять частицы вдоль оси резонатора. В принципе ионы можно ускорить за один период ВЧ. Но время пролета довольно велико. Тогда (поскольку $T \sim \lambda \sim D$) размеры резонатора непомерно растут. Так, для ускорения протонов до нескольких десятков МэВ потребовался бы резонатор радиусом несколько десятков метров. Однако его размер можно сократить, увеличив частоту, но при этом установить трубки дрейфа (аналогично ЛУ Видероз), которые будут экранировать частицы от действия противоположно направленного электрического поля (рис. 2.12).

В такой резонаторной системе на *концах* трубок *полярность* электрического поля всегда *противоположна*.

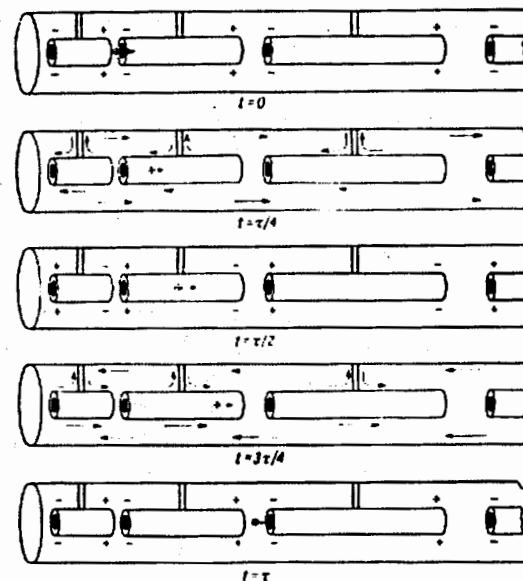


Рис. 2.12. Линейный ускоритель Альвареца. Трубки сделаны из меди. Ионы проходят расстояние между ускоряющими промежутками за полный период ВЧ. Стрелками указаны ВЧ-токи

В начале ускоряющее ВЧ-поле имеет одно направление, через полпериода – обратное. Частицы движутся внутри трубок, когда поле имеет обратное направление, «ждут» *целый период*, пока поле в следующем зазоре не станет нужного знака.

Аналогично предыдущему здесь длина n -й ячейки $L = vT = v\lambda/c = \beta\lambda$:

$$L = \beta\lambda. \quad (2.2)$$

Это «*бета-лямбда линейный ускоритель*».

Вся конструкция металлическая (медь), изоляторы отсутствуют. Держатели трубок дрейфа крепятся на внутренних стенках резонатора. Как видно из рис. 2.12, токи в держателях в результате противоположных направлений компенсируются (равны нулю), т. е. не оказывают влияния на работу резонатора.

Резонатор возбуждается через магнитное потокосцепление петель связи, расположенной около цилиндрической стенки. Частота возбуждения 150 МГц (из радиолокации). Соответственно, $D \approx 1,6$ м. Мгновенная мощность, передаваемая в резонатор, очень большая – мегаватты. В связи с этим возникают ограничения на длительность работы, исходящие из мощности генераторных ламп. Системы работают в импульсном режиме при большой скважности $T_{повт} / t_{имп} \sim c/мс$. Для уменьшения потребляемой мощности и увеличения КПД ускорителя стремятся к получению высокой *добротности* (Q) резонатора (Q – отношение запасенной энергии к рассеянной). Как и во всяком колебательном контуре, $Q = \omega L/R$. Для этого выбирают хорошую медь и получают добротность порядка нескольких десятков тысяч. Для минимизации размеров установки добиваются максимальной напряженности ускоряющего поля $E = 15 - 35$ кВ/см.

А возможно ли в таком ЛУ ускорять ионы с другими, меньшими β , не изменяя его конструкции? Возможно. Например, дейтроны с β_d в два раза меньшим, чем для расчетных протонов. Но тогда режим ускорения должен быть на второй кратности ВЧ, т. е., чтобы ускориться, частицы должны «ждать» два ВЧ-периода. Равенство $L = \beta_d \lambda_d$ в этом случае будет соблюдаться при $\beta_d = \beta_p/2$ и $T_d = 2T_p$, где под T подразумевается время пролета ячейки.

Чтобы пучок за счет углов расхождения частиц не терялся при ускорении, требуется удержание его поперечного размера в заданных пределах, отведенных для его движения и ускорения. Такое удержание не совсем правильно называется *фокусировкой*.

Из рис. 2.13, а видно, что при прохождении пространства между трубками частица в первой половине зазора испытывает действие E_r , направленной к оси, т. е. фокусируется. Однако во второй половине зазора E_r противоположна и возросшая к этому моменту (см. тему «Автофазировка»). В конечном результате пучок частиц дефокусируется.

Чтобы обеспечить удержание пучка на оси, раньше делалась электростатическая фокусировка с помощью сеток (рис. 2.13, б и рис. 2.14), когда силовые линии электрического поля постоянно имеют направление к оси трубки. К сожалению, при многократном прохождении сеток на них терялось много частиц.

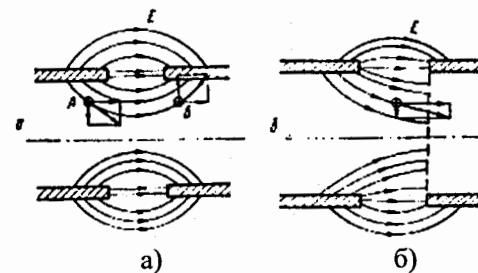


Рис. 2.13. Распределение электрического поля E : а) – в свободном зазоре, б) – в зазоре с сеткой



Рис. 2.14. Конструкция фокусирующей сетки

С появлением магнитных квадрупольных линз их стали использовать для фокусировки пучка в ЛУ, размещая внутри трубок дрейфа. (См. тему «Магнитная квадрупольная фокусировка».)

В современных ионных ЛУ достигнута энергия в десятки и сотни МэВ. В ИФВЭ, Протвино, энергия протонов составляет 100 МэВ, его длина 80 м. В лаборатории Лос-Аламоса (США) протоны ускоряются до 800 МэВ, длина ускорителя 800 м.

Электронные линейные ускорители

Вышеописанные линейные ускорители протонного (ионного) типа не подходят для ускорения электронов, поскольку вследствие малой массы электроны быстро достигают скорости света и $L = \lambda$. В этом случае потребовалась бы либо очень большая длина дрейфовых трубок, либо очень малый диаметр резонатора. Например, для реальной длины $L \sim 0,1$ м и $\lambda = 0,1$ м диаметр резонатора должен составлять около 8 см. Такого пространства слишком мало для размещения дрейфовых трубок, поскольку, как мы видели, внутри этих трубок необходимо размещать электромагнитные устройства для фокусировки пучка. При этом частота ВЧ-генератора должна быть $f = c/\lambda = 3 \cdot 10^9$ Гц (!). Был предложен другой путь.

Здесь применяют цилиндрические резонаторы с бегущей волной – волноводы. Распределение поля внутри волновода таково, что оно содержит аксиальную электрическую компоненту на оси (рис. 2.15).

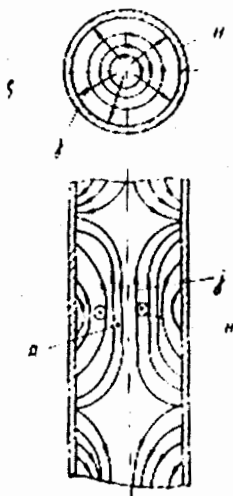


Рис. 2.15. Распределение магнитного и электрического полей в цилиндрическом волноводе

Вся картина распределения поля распространяется (бежит) по волноводу. Электроны можно ускорять на ускоряющей фазе электрического поля (электрон находится в точке А). Но в простой проводящей трубе фазовая скорость превышает скорость света (подобно волне, бегущей под углом к берегу); что непригодно. Создаются условия, когда фазовая скорость поля в трубе равна скорости движения электрона. Для этого фаза бегущей волны замедляется с помощью дисков (диафрагм) и необходимого между ними расстояния (рис. 2.16). Почти сразу после начала ускорения фазовая скорость равна скорости света.

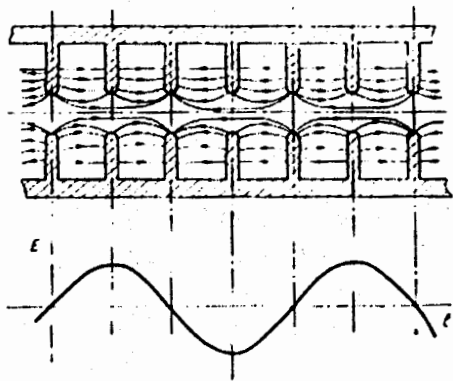


Рис. 2.16. Схематическая картина электрического поля в ускоряющем волноводе, нагруженном диафрагмами

Энергия частиц – до десятков ГэВ. В США находится самый большой в мире линейный ускоритель электронов до энергии 35 ГэВ. Его длина 3 км.

В настоящее время имеются предложения по разработке проекта международного линейного коллайдера (International Linear Collider, ILC). Он должен иметь встречные пучки электронов и позитронов, энергию в точке столкновения 1 ТэВ, общую длину 40 км (2x20 км), размер пучка 5 x 500 нм. ОИЯИ внес предложение строить этот ускоритель в Московской области между городами Дубна и Талдом.

Линейный индукционный ускоритель (ЛИУ)

Ускоряющая система ЛИУ представляет собой, по сути, цепочку импульсных трансформаторов, вторичной обмоткой которых также является пучок (рис. 2.17). Этот способ ускорения предложен в 1928 г. А. Бауэрсом и осуществлен в начале 1960-х гг. Н. Кристофилом (США).

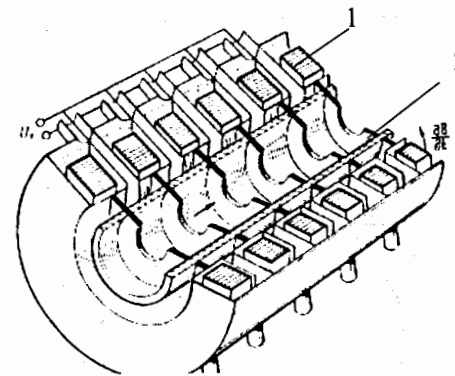


Рис. 2.17. Индукционная система ЛИУ (1 – сердечник, 2 – ускоряющая трубка)

Энергия, получаемая частицами от одного индуктора,

$$W = eU_{\text{вихр}} = eS\Delta B/\Delta t_{\text{имп}} \quad (2.3)$$

Здесь применяют подмагничивание. Средний прирост энергии в ЛИУ составляет несколько МэВ/м.

На таком же принципе трансформатора работают измерители тока пучка, циркулирующего в ускорителях, $U = -n(dF/dt)$.

Контрольные вопросы

1. Что такое ускоритель Видероз?
2. Что такое ускоритель Альвареса?
3. Как работает ускоритель электронов?
4. Что такое ЛИУ?

Лекция 3

Тема: Источники заряженных частиц (charge particle sources)

Электронные источники (electron sources)

Принцип действия электронных источников (электронных пушек) основан на явлении термоэлектронной эмиссии. Простейшие электронные источники состоят из подогретого катода, находящегося под отрицательным потенциалом, системы фокусировки пучка прикатодными электродами и анода с отверстием на оси для инъекции частиц в ускорительную трубку. Пример источника дан на рис. 3.1. Анод А выполнен в виде цилиндра с отверстием О в центре. Катод К помещен в глубину конической катодной линзы КЛ и имеет одинаковый с ней отрицательный потенциал. Полученная оптическая система фокусирует пучок электронов, исходящих с активной поверхности катода ПА. Анод обычно заземляется, катод находится под потенциалом 50-100 кВ.

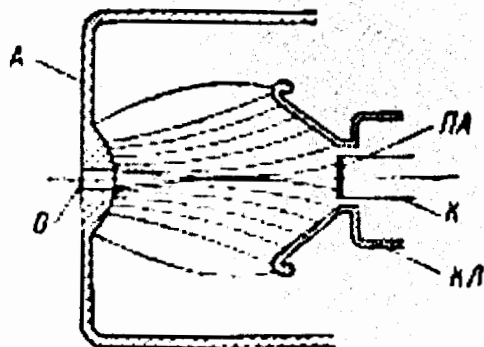


Рис. 3.1. Источник электронов (электронная пушка):

А – анод; О – выходное отверстие анода; К – подогретый катод; ПА – эмитирующая поверхность катода; КЛ – катодная фокусирующая линза

Задача: получение больших токов, малого размера и малой угловой расходимости (иначе большие потери), длительной, надежной работы. Типы катодов: а) прямого накала в виде вольфрамовой спирали (T накала вольфрама около 2–2,5 тыс. градусов); б) подогретые, когда материал, обладающий высокой эмиссионной способностью, но низкой проводимостью (нельзя использовать как спираль), разогревается расположенной внутри него специальной спиралью. Материалы катодов: вольфрам, оксидные (BaO_2-SrO_3 , ThO_2), борид-лантановые и др. Пучки до десятков А и сотен кэВ.

Ионные источники (ion sources)

Для получения ионизованных атомов используется электрический разряд в газе или парах вещества при давлении от 1 до 10^{-5} Па (в ЭЦР-источниках). Эффективность работы источника повышается при введении магнитного поля. В конечном итоге в разрядной камере создается плазма, состоящая из электронов и ионов. Последние вытягиваются и поступают в ускоряющий тракт. Имеется большое разнообразие типов таких источников.

Требования к ионным источникам те же, что и к электронным (большие токи, малые угловые расходимости), но добавляется необходимость получения больших зарядностей ионов, получаемых из газообразных и твердых веществ.

В источниках с разрядом Пеннинга (Penning ion gauge [geidj], PIG-source) электронно-ионная плазма создается осцилляцией электронов в продольном магнитном поле (МП). В пространстве между двумя холодными катодами располагается анод (рис. 3.2). При давлении газа $\sim(1-10^{-2})$ Па и напряжении (3–8) кВ, подаваемого на анод, возникает холодный высоковольтный разряд. Под действием высокого напряжения свободные электроны ионизуют газ. Не доходя до катодов, электроны возвращаются обратно. Материал катодов – титан или тантал. Ионы, попавшие на катоды, выбивают электроны, которые также захватываются в режим ионизации.

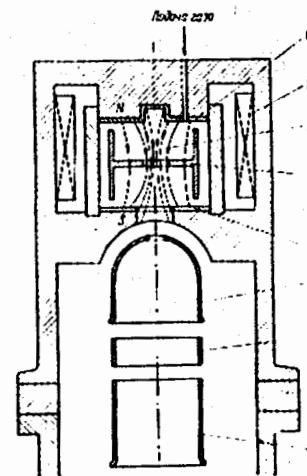


Рис. 3.2. Схема источника с холодными катодами: 1, 5 – титановые катоды; 2 – обмотка; 3 – силовые линии магнитного поля; 4 – анод; 6 – вытягивающий электрод; 7 – фокусирующий электрод; 8 – изолятор; 9 – ускоряющий электрод

Продольное МП (0,2–0,4 Тл), создаваемое катушками, направлено вдоль оси источника и образует *сжимающее магнитное поле* (рис. 3.2). Делая траектории электронов спиральными, оно их удлиняет и усиливает процесс ионизации. Таким образом, образуется сильно ионизированная плазма. Пучок используется в ускорительных трубках, имеющих осевую симметрию. (Этот же тип разряда применяют и в магнитоэлектрических вакуумных насосах.)

Подбором конфигурации катодов и анода достигается максимальная плотность электронов на оси и максимальный ионный ток. В режиме постоянного тока это до 10 мА, в импульсном – до 300 мА. В источнике Пеннинга могут быть получены многозарядные ионы (до $q = +10 e$).

Источник с разрядом Пеннинга и горячими катодами (рис. 3.3). Принцип тот же, но используются горячие катоды, т. е. дуговой разряд. Конструкция отличается от предыдущей и предназначена главным образом для циклотронов (см. ниже).

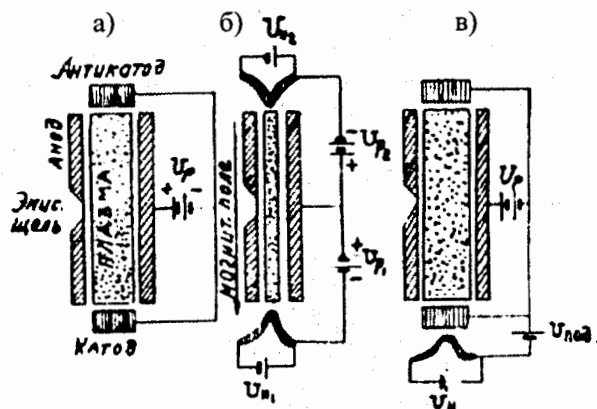


Рис. 3.3. Источник Пеннинга для циклотрона

Источник помещается в центр зазора магнита ускорителя, а ионы извлекаются в поперечном (горизонтальном) направлении из боковой щели в аноде. Здесь также используются анод и два катода («катод – антикатод») для тех же целей – значительного увеличения времени пребывания электронов в разряде, т. е. большей ионизации молекул рабочего газа.

Существует три основных типа источника.

1. Источник с катодом без подогрева. Напряжение 3–8 кВ. При увеличении мощности может произойти нагрев катодов, и тогда они становятся «горячими». В качестве материала катодов чаще всего используется *титан*.

2. Прямонакальный источник. Увеличивается выход электронов и ток ионов. Напряжение около 1 кВ. Возможно разное напряжение на катодах. Получены на внешней пучке циклотрона C^{4+} до 30 мкА и N^{5+} (13 мкА).
3. Источник с подогревным катодом. Увеличивает мощность катода, и характеристики источника значительно улучшаются. Хорошие результаты получены в ЛЯР ОИЯИ.

Давление поступающего газа, как и в предыдущем случае, $\sim(1-10^{-2})$ Па. Продольное магнитное поле (в циклотроне – до 2 Тл) не только удлиняет траектории электронов, но также препятствует их попаданию на анод, образуя так называемый разрядный шнур.

Ток – постоянный, в районе десятков мкА, q до $+10e$.

Получение ионов *твердых веществ* осуществляется путем изготовления одного из катодов из нужного вещества, размещения материала в разрядной камере вблизи эмиссионной щели, испарения материала в тигле рядом с камерой, соединенной с ним паропроводом, распыления внутри камеры лазерным лучом, проходящим через эмиссионную щель с последующим дуговым разрядом в парах этого материала.

Дуоплазматрон. Изобретатель М. фон Арденне (1945 г.). Здесь также используется сильно ионизированная плазма в продольном магнитном поле, но воплощение другое (рис. 3.4). Вывод ионов производится по оси.

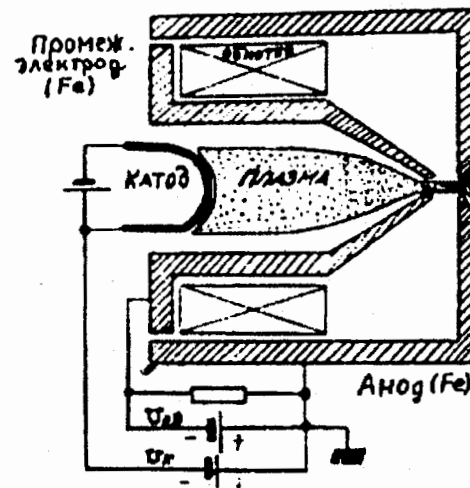


Рис. 3.4. Принципиальная схема дуоплазматрона

Эффективность образования ионов увеличена за счет повышения плотности энергии разряда в месте вывода ионов из источника. Дуоплазматрон является дуговым ионным источником. В нем плотность плазмы сильно увеличена в малой области путем *одновременного сжатия* потока электронов в электрическом и магнитном поле. Локальное повышение плотности плазмы называется контрагированием. Здесь оно двойное. Отсюда название от «duo» (лат.).

Высокая концентрация плазмы сосредоточена в зазоре между промежуточным электродом («капилляром») и анодом и сжимается электрическим и магнитным полями. Полезных ионов – до 90%, токи – от сотен мА до А, малая угловая расходимость. Широко применяется для получения интенсивных пучков зарядности q от $1+$ до $\sim 10+$ для инъекции в линейные ускорители, входящие в протонные и ионные синхротронные комплексы. На рис. 3.5 изображена реальная схема дуоплазматрона.

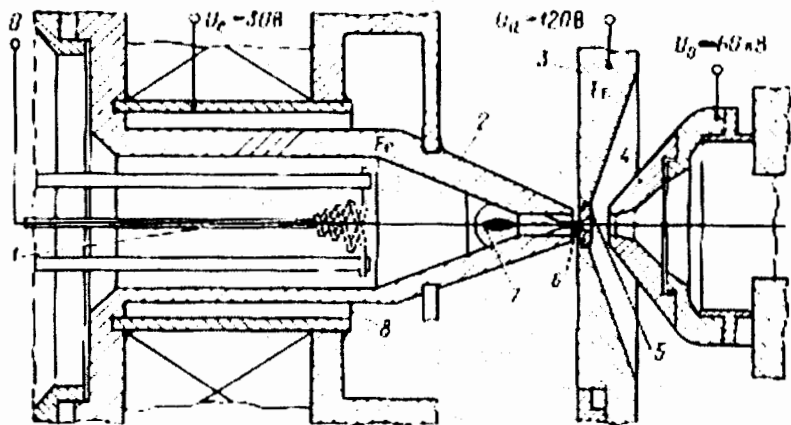


Рис. 3.5. Рабочая схема дуоплазматрона:

1 – катод; 2 – промежуточный электрод; 3 – анод; 4 – экстрактор; 5 – жаропрочная вставка; 6 – плазма, контрагированная магнитным полем; 7 – плазменный пузырь; 8 – водяное охлаждение

Такой источник работает на ускорительном комплексе ЛФВЭ при получении пучков ядер водорода, дейтерия и гелия. Он находится под потенциалом форинжектора – импульсного трансформатора 600–700 кВ.

Высокочастотные источники. В высокочастотном поле довольно высокого напряжения *свободные электроны* (они всегда присутствуют в газе) могут получать энергию, достаточную для ионизации имеющихся молекул, т. е. в таком поле может зажечься ВЧ-разряд. Поглощаемая в разряде мощность пропорциональна концентрации электронов, квадрату напряженности электрического поля и зависит от давления газа и

подаваемой частоты. Наилучшее поглощение энергии происходит при *совпадении ВЧ и частоты соударений* электронов с молекулами. Здесь не нужен источник электронов, т. е. катод (рис. 3.6).

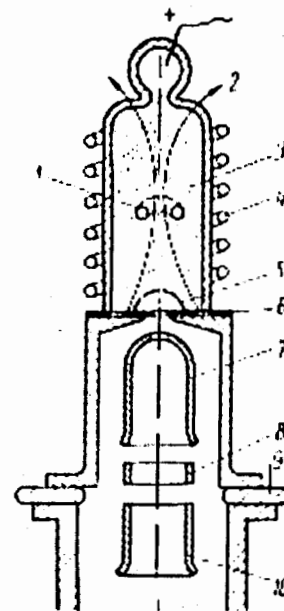


Рис. 3.6. Высокочастотный источник

Разрядная камера – колба из кварца или пирекса, с надетой на нее катушкой 4. В верхнюю часть колбы впаян проводник (анод), через который вводится постоянное высокое напряжение. При подаче на катушку от генератора переменного напряжения зажигается ВЧ кольцевой разряд 1, 2 – силовые линии электромагнитного поля, 5 – граница плазмы, 7 – электрод, вытягивающий ионы, 8 – фокусирующий электрод, 10 – ускоряющий электрод.

Частота генератора – несколько десятков МГц. Напряжение на вытягивающем электроде 3–5 кВ, давление водорода ~ 1 Па, расход $1-2 \text{ см}^3/\text{ч}$, мощность ВЧ 100–200 Вт. Ток ионов – сотни мкА.

СВЧ-источник, работающий на ларморовской частоте вращения электрона в магнитном поле, или источник с использованием *электроциклотронного резонанса (ЭЦР) (ECR-source)*. В этом источнике плазма находится в сильном *постоянном магнитном поле*, а электроны повышают свою энергию за счет СВЧ-мощности, когда частота генератора равна ларморовской частоте электрона.

При круговом движении частицы с центробежной силой, направленной наружу, удерживаются центробежной силой Лоренца, направленной к центру магнита, на окружности с радиусом r (второй закон Ньютона), т. е.

$$mv^2/r = qBv, \quad (3.1)$$

r является радиусом кривизны траектории частицы. Отсюда $mv = qBr$, $m2\pi r/T = qBr$ (T – период обращения), $m(2\pi f) = qB$, тогда

$$f = qB/2\pi m \quad (3.2)$$

или круговая частота обращения (ларморовская) $\omega = 2\pi f = qB/m$.

Как видим, она не зависит от скорости заряженной частицы, т. е. при выбранном B все электроны можно раскачивать в резонанс одной и той же частотой f . При МП несколько десятых Тл частота генератора лежит в диапазоне 10 – 20 ГГц. В этом случае в плазму можно вводить большие мощности и энергия электронов достигает кэВ. Это означает очень важный момент: получение многозарядных ионов.

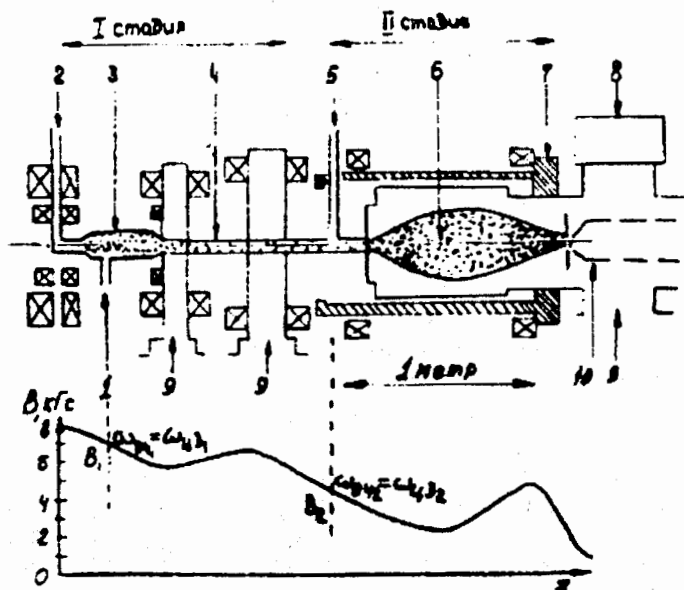


Рис. 3.7. Двухступенчатый СВЧ-источник с электронно-циклотронным резонансом: 1 – впуск газа; 2 – волновод для первой ступени (16 ГГц); 3 – первая ступень (~0,1 Па); 4 – холодная плазма (~1 кэВ), диффундирующая в обдирочную ступень; 5 – волновод для второй ступени (8 ГГц); 6 – вторая ступень, содержащая плазму с горячими (~10 кэВ) электронами (давление ~10⁻⁵ Па); 7 – шестиполюсная линза для создания минимума магнитного поля на оси второй ступени (аналогичные линзы расположены рядом с соленоидами первой ступени); 8 – вакуумный насос; 9 – откачка; 10 – экстрактор

Для увеличения времени пребывания ионов в области ионизации электронами создается магнитная ловушка – пробкотрон. Ловушка является комбинацией двух магнитных зеркал (*magnetic mirrors*), расположенных по ее краям (это соленоидальные поля) и мультипольных полей с нулевым полем на оси ловушки (рис. 3.7). ЭЦР-источник имеет две ступени (стадии ионизации). В первой создается область ионизации при относительно высоком давлении (~10⁻¹ Па). Здесь получают много электронов и ионов, но с невысокими энергиями. Затем плазма перетекает (диффундирует) во вторую ступень, где $p \sim 10^{-5}$ Па. Здесь электроны разогреваются до киловольтных энергий, что дает возможность получать многозарядные ионы.

Особенности ЭЦР-источников: высокая степень ионизации, хотя ценой больших габаритов и мощности. Широко применяется в ускорителях для работы в режимах постоянных токов – в циклотронах. Ограничение состоит в получении больших импульсных токов.

Электронно-лучевой источник Е.Д. Донца (1994 г.) (electron beam ion source, EBIS).

В сильное продольное МП, создаваемое длинным соленоидом, инжектируется пучок электронов большой плотности (рис. 3.8). Для достижения высоких значений МП соленоид сделан сверхпроводящим. Внутри пучка подается нейтральный рабочий газ, который ионизируется электронами.

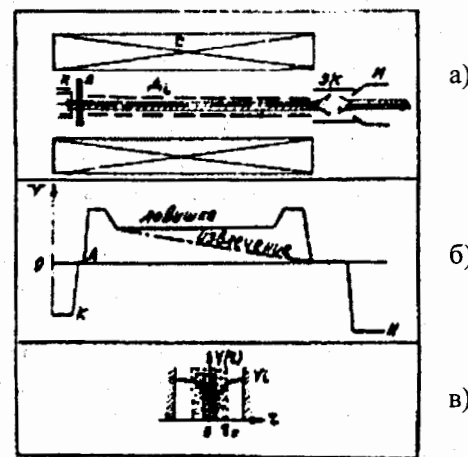


Рис. 3.8. Схема электронно-лучевого источника и распределение потенциала в нем: а) К – катод и А – анод электронной пушки, Д – дрейфовые трубки, С – соленоид, ЭК – коллектор электронов, И – извлекающий электрод; б) – продольное распределение потенциала в режиме ловушки и извлечения; в) – радиальное распределение потенциала в Д (r_0 – радиус пучка электронов)

Полученные ионы запираются в потенциальной яме, образованной в радиальном направлении магнитным полем и зарядом электронного пучка, а в аксиальном – распределением электрического потенциала на дрейфовых трубках. После того как процесс ионизации достиг насыщения, изменением напряжения, подаваемого на трубки дрейфа, потенциальная яма открывается, и пучок выводится из источника.

Характерные значения параметров: V несколько Тл, энергия электронов около 10 кВ. $I_e=0,5-2$ А, что при радиусе электронного пучка $r_o=0,15$ мм дает плотность электронного пучка 20 А/мм². Общая длина источника L около 1 м, длина каждой дрейфовой трубки 50 мм. Диаметр дрейфовых трубок 3 мм.

Максимальное количество ионов N_i , накопленное за один цикл работы источника, зависит от параметров пучка электронов и (чтобы потенциальная яма в радиальном направлении не исчезла) должно удовлетворять условию $N_i < n_e \pi r_o^2 L / 4 q_{cp}$, где n_e – плотность электронов в пучке, q_{cp} – средний заряд иона, 4 – коэффициент запаса. К настоящему времени достигнуто значение $N_i \sim 10^{10} / q_{cp}$ (q_{cp} в пределах 20+). По оценкам, полученным из экспериментов, максимальное значение числа ионов в таком источнике может быть увеличено за счет плотности электронов n_e по сравнению с достигнутым к настоящему времени на два порядка и должно составлять $\sim 10^{12} / q_{cp}$. Плотность электронов, в свою очередь, может быть увеличена за счет значительного повышения магнитного поля.

Степень ионизации зависит от длительности нахождения ионов в электронной ловушке (электронном пучке), которая составляет от ~ 10 мс до 1 с. Это является причиной использования таких источников для работы, главным образом, в импульсных режимах.

При большом времени ионизации появляется значительное количество ионов примесей, исходящих из нерабочих, остаточных газов, присутствующих в источнике. Поэтому вакуум здесь должен быть очень высоким, порядка $10^{-7} - 10^{-9}$ Па. Применяется криогенная техника: внутренние стенки источника, как и сверхпроводящий (СП) соленоид, находятся при температуре жидкого гелия, что позволяет вымораживать пары остаточных газов.

В настоящее время получены многозарядные тяжелые ионы вплоть до железа и ксенона при интенсивности $10^8 - 10^9$ частиц в импульсе (ppp – particles per [pa.:]pulse). Ведутся работы по получению ионов высокой зарядности золота, свинца и урана.

Лазерный источник (laser source). Мощный лазерный луч направляется на мишень, находящуюся в вакууме. Мгновенная плотность энергии луча настолько высока, что в результате происходит испарение ионов с поверхности вещества мишени, на которую был направлен луч. Ионы вытягиваются и поступают в начальную часть ускорительного тракта.

В ЛФВЭ ОИЯИ успешно используется газовый CO₂-лазер, работающий в области инфракрасного излучения ($\lambda=10,6$ мкм) (рис. 3.9).

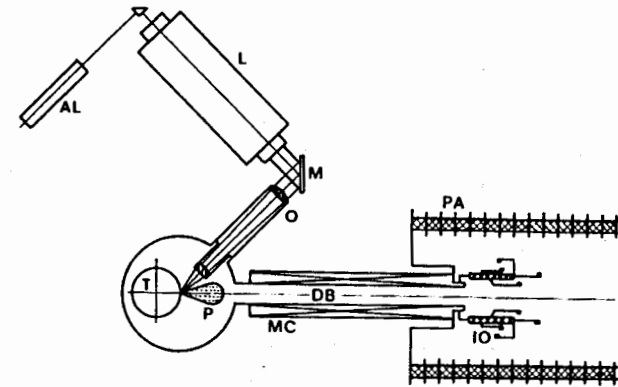


Рис. 3.9. Схема лазерного источника: AL – юстировочный лазер; L – CO₂-лазер; M – зеркало; O – фокусирующая оптика; T – мишень; P – плазма; DB – дрейфовое пространство; MC – соленоид; PA – предускоритель; IO – ионная оптика

В состав газовой смеси такого лазера входит также N₂ и специальные добавки. Разряд – поперечный (две горизонтальные пластины). Возникшие в газоразрядной плазме электроны ускоряются электрическим полем и при столкновении с молекулами N₂ возбуждают их колебания. При соударении молекул N₂ и CO₂ происходит заселение одного из колебательных уровней последнего. Оптический резонатор состоит из двух параллельных зеркал, одно из которых полупрозрачное и направлено в сторону мишени. На пластины через тиратрон подается импульс 20 кВ. Давление в камере лазера примерно 10^2 Па.

Мгновенная мощность лазерного потока, выделяемая в мишени, порядка 10 МВт. За один импульс лазерного излучения с энергией порядка 10 Дж из пятна диаметром около 0,5 мм (плотность потока 10^8 Вт/мм²) испаряется около 10^{17} атомов. Происходит ионизация и образуется электронно-ионная плазма. После некоторого времени работы в мишени образуется кратер, в котором концентрируется энергия и повышается плотность плазмы. Выход ионов возрастает в несколько раз.

Пример работы: на выходе инжектора нуклотрона при 5 МэВ/нуклон (или 5 MeV/a.m.u. – atomic mass unit) интенсивность C⁶⁺ – $1,5 \cdot 10^{10}$ ppp, Mg¹²⁺ – $1 \cdot 10^9$ ppp.

Контрольный вопрос

1. Перечислить типы источников заряженных частиц и принципы их действия.

Лекция 4

Тема: Классический циклотрон (cyclotron)

В этом циклическом ускорителе, впервые построенном американскими физиками Э. Лоуренсом и С. Ливингстоном в 1930 г., воплощена та же, что и в ЛУ, идея ускорения заряженных частиц до высоких энергий при многократном прохождении ими ускоряющего промежутка, имеющего относительно малое напряжение. Но тут частицы, заворачиваясь магнитным полем, много раз проходят один и тот же ускоряющий промежуток. Этот ускоритель – нечто вроде ЛУ, свернутого в спираль.

Между круглыми полюсами электромагнита имеется зазор. Магнитное поле (МП) направлено по вертикали Y (рис. 4.1). Источник ионов располагается в центре магнита. Ионы, вышедшие из источника в плоскости, перпендикулярной силовым линиям МП, начинают двигаться, если нет ускорения, по круговым траекториям, а при ускорении, поскольку их энергия увеличивается, – по разворачивающимся спиральям. В зазоре расположены электроды, имеющие форму консервной банки, разрезанной пополам. Это *дуанты* (от латинской буквы D), на них подается ускоряющее высокочастотное поле. Все элементы ускорителя помещаются в вакуумную камеру.

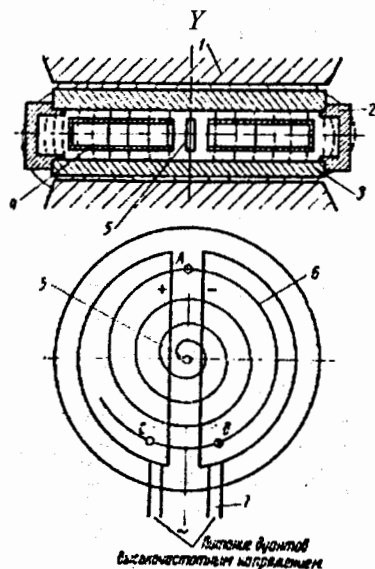


Рис. 4.1. Конструктивная схема вакуумной камеры и ускоряющего устройства циклотрона: 1 – полюс магнита, 2 – боковая стенка камеры, 3 – крышка камеры, 4 – дуант, 5 – источник ионов, 6 – траектория движения частиц, 7 – питание дуантов ВЧ-напряжением

Попав в зазор между дуантами, частицы проходят разность потенциалов, ускоряются и продолжают свое движение внутри дуанта. Поскольку дуанты изготовлены из металла, поле внутри них отсутствует. Частицы свободно движутся по круговым траекториям и через пол-оборота снова достигают зазора между дуантами. К этому моменту поле на дуантах должно смениться на противоположное, чтобы ион мог получить положительную добавку энергии.

Таким образом, частота обращения ионов и ускоряющая высокая частота должны быть синхронны, т. е. находиться в резонансе. Поскольку под действием МП частицы здесь движутся по круговым траекториям, такой ускоритель относится к циклическим (cyclic [ˈsaɪklic]), а ускорение частиц в резонансе с ВЧ делает его резонансным (см. лекцию 1).

Как уже отмечалось в третьей лекции, при круговом движении частицы с центробежной силой (centrifugal [senˈtrɪfjuɡl] force), направленной наружу, удерживаются центростремительной (centripetal [senˈtrɪpɪtl]) силой Лоренца, направленной к центру магнита, на окружности с радиусом r (второй закон Ньютона), т. е. при нерелятивистской скорости частицы ($v \ll c$)

$$mv^2/r = qBv. \quad (4.1)$$

r (или, другое обозначение, ρ) является радиусом кривизны траектории частицы. Отсюда $qBr = mv = m2\pi r/T$ (T – период обращения), $qB = m2\pi f$, тогда

$$f = qB/2\pi m \quad (4.2)$$

(или круговая, ларморова, частота обращения $\omega = 2\pi f = qB/m$).

Как видим, скорость в явном виде в частоту не вошла. Значит, ионы, имеющие разные скорости, можно ускорять резонансным образом постоянной во времени высокой частотой, т. е. так же, как мы видели в источнике ЭЦР. В этом состоит очень красивое свойство циклотрона, получившее название «циклотронный резонанс».

Задача. На какую частоту f надо настроить ВЧ-генератор, если ускорять дейтроны в поле $B = 1,2$ Тл? Как было сказано ранее, энергию берем в эВ. Заряд протона $q = 1e$, энергия покоя протона $E_{op} = 938$ МэВ.

$$\text{Решение: } m_d = E_d/c^2 = 2E_{op}(\text{эВ})/c^2,$$

$$f = q(e)Bc^2/2\pi 2E_{op}(\text{эВ}) = 1,2 \cdot (3 \cdot 10^8)^2 / 6,28 \cdot 2 \cdot 938 \cdot 10^6 = 9,2 \cdot 10^6 \text{ Гц.}$$

Можно было бы брать в кулонах и килограммах (m дейтрона $3,3 \cdot 10^{-27}$). Но в ядерной физике берут энергии и массы ядерных частиц. Так удобнее.

Конструкции

Магнит Ш-образный, диаметр до 1,5 – 2 м.

Вакуумная камера откачивается до 10^{-4} Па.

Дуанты составляют часть резонансной ВЧ-системы, напряжение на них достигает сотен (~100) кВ (см. рис. 4.1 и 4.2). Для лучшего распределения поля вдоль щели дуантов один из них заменяют заземленной рамкой.

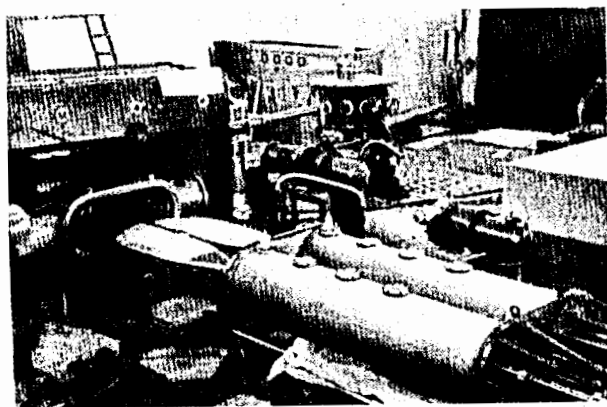


Рис. 4.2. Циклотрон во время его сборки

Источники ионов очень разнообразны. Некоторые из них мы уже рассматривали. Теперь рассмотрим, например, дуговой источник с накаляемой нитью, помещенной в конус. Подается газ, который ионизуется. Ионы выбрасываются в зазор между дуантами и начинают ускоряться. Вариант: отверстие в дуговом источнике повернуто (рис. 4.3).

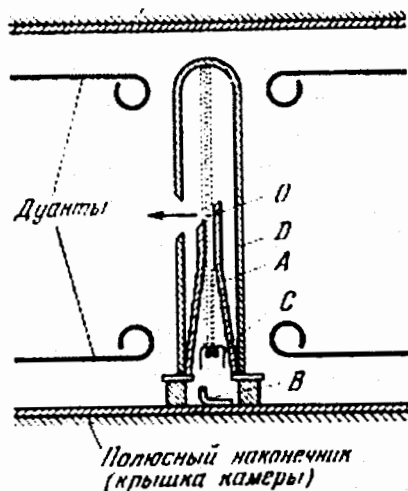


Рис. 4.3. Схема дугового ионного источника циклотрона: А – разряд, В – трубка поступления газа, С – катод, D – анод («чехол»), О – отверстие для пучка

Ионы вытягиваются ВЧ-напряжением между дуантами (рис. 4.1 и 4.3). Средний ток – диапазона мА. В более сложных системах пучок ионов поступает по каналу транспортировки через отверстие в полюсе из источника, расположенного вне зазора магнита.

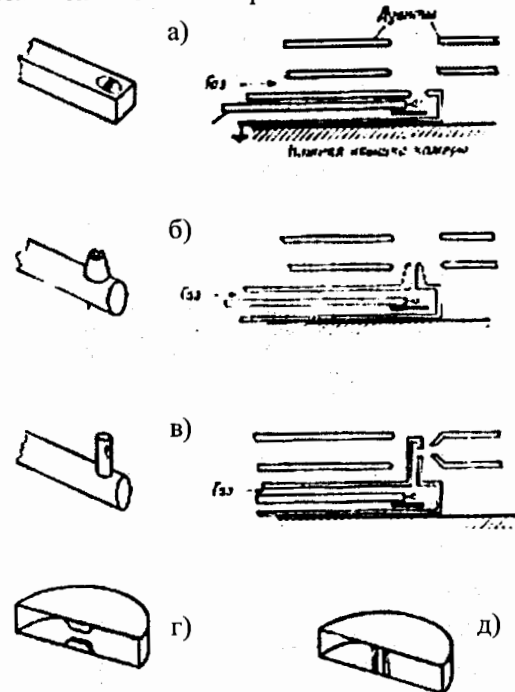


Рис. 4.4. Различные варианты ионных источников циклофонов:
 а – источник с простой нитью, б – дуговой источник с открытым сверху конусом,
 в – источник с закрытой дугой показан против филера («воронки»), г – дуант с филерами («воронками»), д – дуант с вытягивающими пластинами (пулером).
 Рисунок схематичный. В действительности шток ионного источника устанавливается параллельно щели между дуантами и не проходит под ними

Система вывода пучка. Для использования ускоренных ионов внутри ускорителя применяется мишень, укрепленная на конце штока (так называемый пробник), вводимого в щель между дуантами на нужный радиус в зависимости от требуемой энергии. Это для случая, когда требуется получить нейтроны или облучить мишень. При этом не допускается порча вакуума. Однако во многих случаях требуется наружный пучок, поступающий на внешнюю экспериментальную аппаратуру. Но МП удерживает частицы на конечной орбите, и необходимо их отклонить, сформировать в виде пучка и вывести из вакуумной камеры.

Отклонение и вывод осуществляются при помощи системы, называемой дефлектором (рис. 4.5). Частицы, достигшие конечной энергии, могут быть отклонены электрическим полем, направленным по радиусу наружу. Оно частично компенсирует магнитную силу, направленную внутрь. В результате радиус кривизны в конце последнего оборота увеличивается и расстояние между витками спирали также увеличивается. Если теперь между витками спирали поставить изогнутые пластины, одна из которых потенциальная, то частицы пойдут наружу, за пределы дуанта, а затем и камеры. Через тонкую разделительную мембрану или по вакуумной трубе пучок направляется на установку.

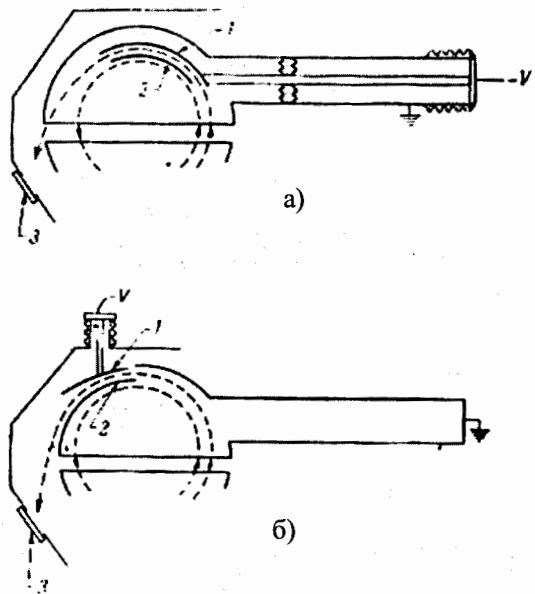


Рис. 4.5. а) Электростатический дефлектор с потенциальной пластиной внутри дуанта; б) электростатический дефлектор, в котором пластина расположена вне дуанта. 1 – потенциальная пластина, 2 – нулевая пластина, 3 – мишень

Но из-за размытия пучок имеет большой поперечный размер, и четкого разделения между витками нет. По этой причине идут потери частиц на нулевой пластине. Она нагревается. Требуется тугоплавкий материал и водяное охлаждение. Очевидно, что чем выше напряжение на дуантах, тем больше шаг спирали и меньше потери. Если из циклотрона выводится 30-40% ускоренного пучка, то считается, что система вывода работает очень хорошо.

Фокусировка (устойчивость поперечного движения) пучка в циклотроне

При продольном движении пучка в ускорителе частицы имеют поперечные колебания около его оси (S). Для упрощения описания движения частиц их траектории проектируются на две взаимно перпендикулярные плоскости: горизонтальную XZ (перпендикулярную оси Y) и вертикальную YS . Движение в обеих плоскостях рассматривается как *независимое*. Кроме особых случаев это приближение является вполне удовлетворительным.

Орбита и траектория. В магнитном поле ускорителя создаются такие условия, при которых траектория частицы постоянной энергии с определенными начальными условиями оказывается замкнутой. Такая траектория называется *орбитой*. (В частности, орбита будет круговой в однородном МП.) В общем случае (это зависит от конфигурации магнитных полей) орбита может не быть окружностью, но она (по определению) обязательно должна быть замкнутой. Другие частицы, начальные условия движения которых не совпадают с орбитой, будут двигаться по своим траекториям, но при определенных условиях совершая колебательные движения вокруг орбиты.

Найдем условия, при которых пучок будет *устойчиво* двигаться вдоль орбиты в магнитном поле циклотрона.

Устойчивость движения частиц по вертикали

В строго однородном МП заряженная частица, если она имеет составляющую скорости, направленную вдоль силовой линии, уйдет вверх или вниз и потеряется на стенках вакуумной камеры. Однако нам требуется ее удержать. К счастью, магнитное поле в зазоре циклотрона слабо спадает по радиусу, поскольку силовые линии выпучиваются (имеют бочкообразную форму, рис. 4.6) в сторону, где магнитное поле отсутствует.

Рассмотрим поперечное движение частицы в *аксиально-симметричном* магнитном поле, *спадающем* по радиусу. Положительно заряженная частица движется *от нас* (рис. 4.6).

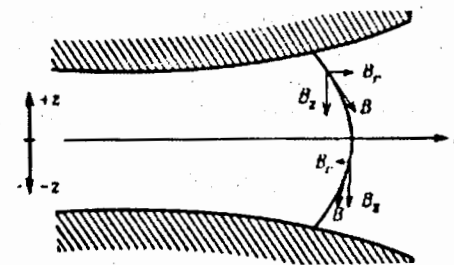


Рис. 4.6. Компоненты поля в зазоре магнита

Компонента B_z всегда отклоняет частицу к центру магнита ($F=q[vB]$, правило левой руки) и при достаточно большом значении удерживает ее на орбите. Компонента B_r в спадающем по радиусу поле ($\Delta B/\Delta r < 0$) всегда прижимает частицу к средней плоскости, т. е. обеспечивает устойчивость движения по вертикали. Но если мы возьмем растущее по радиусу магнитное поле, то бочкообразная форма будет иметь другой знак и r -я компонента будет всегда отклонять частицу по вертикали от средней плоскости. Это означает неустойчивость движения частиц в пучке по вертикали.

Устойчивость движения частиц в обеих плоскостях

При каких условиях (соотношениях B_z и B_r) можно обеспечить устойчивость движения частиц, т. е. чтобы они не выходили из сгустка? Рассмотрим вышеприведенный случай движения частицы в зазоре магнита, когда поле в нем спадает по радиусу, обеспечивая устойчивость по вертикали, и найдем условия, при которых движение будет устойчиво по горизонтали, т. е. в обеих плоскостях.

Чем больше радиальная (горизонтальная) составляющая B_r бочкообразного спадающего поля, тем сильнее аксиальная (вертикальная) фокусировка. Но возникает вопрос: а достаточно ли оставшейся компоненты B_z для устойчивого движения в радиальном направлении?

Чтобы определить устойчивость движения, используют зависимость магнитного поля от радиуса. Поскольку поле с радиусом уменьшается, будет иметь место его отрицательный градиент $\Delta B/\Delta r < 0$. Однако при написании и решении уравнений движения размерность Тл/м была бы неудобной. Поэтому в общем виде это делают через *показатель спада* (неоднородности) МП по радиусу (*field index*) n . Берут его безразмерным и выражают как

$$n = - (dB/B)/(dr/r) \approx - (\Delta B/B)/(\Delta r/r), \quad (4.3)$$

где B – магнитное поле в точке r , r – радиус, отсчитываемый от центра кривизны орбиты, ΔB – изменение поля на расстоянии Δr от орбиты. Это есть градиент МП в относительных единицах, взятый со знаком минус. Отсюда устойчивость по вертикали $n > 0$.

После интегрирования (3) можем получить зависимость МП от радиуса в виде

$$B = B_0 (r_0/r)^n. \quad (4.4)$$

Здесь B_0 – поле на выбранном радиусе r_0 , B и r – текущие значения. Эту зависимость можем представить как $B = K/r^n$, где постоянная $K = B_0 r_0^n$.

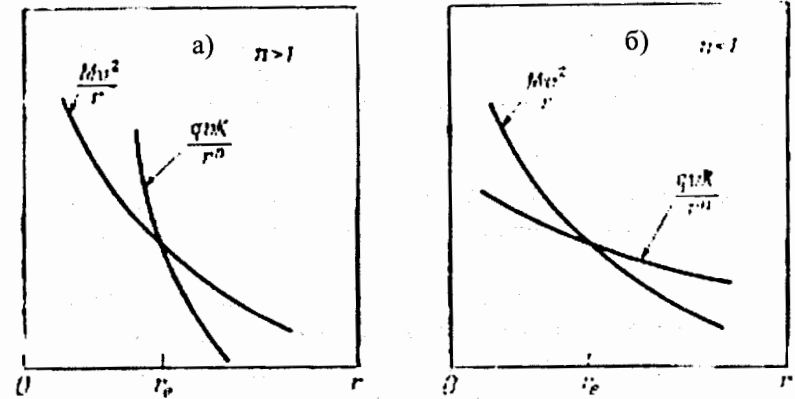


Рис. 4.7. а) Система радиально неустойчива при $n > 1$ и б) радиально устойчива при $n < 1$

Напомним, что в любом однородном МП орбита будет окружностью с радиусом r в соответствии с формулой $mv^2/r = qvB$. Возьмем поле, полученное через n . Тогда

$$mv^2/r = qvK/r^n. \quad (4.5)$$

Обратимся к рис. 4.7 и рассмотрим радиальное движение с точки зрения устойчивости. Одна кривая изображает центробежную силу, действующую на частицу в зависимости от радиуса ее траектории. Это – гипербола. Другая, магнитная центростремительная сила Лоренца, удерживающая частицу и равная qvK/r^n , зависит от радиуса как $1/r^n$. Тогда будем иметь такие случаи:

а) $n > 1$. Сильный спад поля, больший, чем $1/r$. На больших радиусах магнитная сила Лоренца ($\sim B$) слабее центробежной ($\sim 1/r$). Частица уйдет наружу. На меньших радиусах магнитная сила Лоренца сильнее, и частица уйдет внутрь. Это неустойчивость (дефокусировка).

б) $n < 1$. Магнитная сила (центростремительная) превышает центробежную на больших радиусах и слабее ее на меньших. Это устойчивость (фокусировка).

Итак, $+1 > n > 0$ есть условие устойчивого движения для так называемых *слабофокусирующих* ускорителей (см. тему в лекции 6), к числу которых относится и классический циклотрон.

Регулирование энергии ускоренного пучка в циклотронах проблематично. Существуют два способа: 1) потеря энергии на фольгах; 2) изменение кроме магнитного поля ВЧ на дуантах. Но поскольку система резонансная, требуется другая геометрия (конструкция).

Использование: в получении радиоактивных изотопов, в медицине, технике (трековые мембраны – фильтры).

Однако циклотрон не может ускорять ионы до больших энергий из-за проявления релятивистского эффекта. С увеличением энергии W и, следовательно, скорости v масса частицы растет:

$$m = m_0 \gamma = m_0 (1 + W/E_0) \quad (4.6)$$

(m_0 – масса покоя, $\gamma = (1 + v^2/c^2)^{-1/2} = 1 + W/E_0$ – лоренц-фактор (Х.А. Лоренц 1901 г.), E_0 – энергия покоя), а согласно (4.2) ее частота обращения падает:

$$f = qB/2\pi m_0 (1 + W/E_0) = f_0 / (1 + W/E_0) = (q/2\pi m_0) B / (1 + W/E_0), \quad (4.7)$$

и нарушается синхронизм ВЧ f_0 и частоты обращения частицы f . При значительном росте энергии иона W режим ускорения нарушается.

Поэтому в простых (классических) циклотронах достигается энергия протонов и дейтронов только 20 – 25 МэВ.

Тема: Изохронные циклотроны (isochronous cyclotrons)

Рассмотрим первый способ увеличения энергии пучков циклотронов. Этот путь состоит в повышении B с ростом радиуса в соответствии с ростом m с энергией. Если величину $B/(1 + W/E_0)$ в формуле (4.7) сделать не зависящей от энергии, то f будет постоянной.

Однако пучок в этом случае будет неустойчив при своем движении, т. е. дефокусироваться, в аксиальном направлении. Но эту задачу можно решить.

Вернемся к магниту циклотрона. Сделаем его полюса не плоскими, а секторными. В одном секторе (их может быть от 6 до 16) зазор будет больше, в следующем меньше (рис. 4.8). Это приведет к горбам и впадинам в МП, и на границах секторов появится выпучивание магнитных силовых линий, а, как мы видели, это может обеспечивать вертикальную фокусировку ионов.

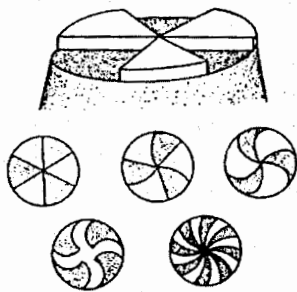


Рис. 4.8. Варианты полюсных наконечников

Таким образом, теперь мы можем увеличивать среднее МП по радиусу для обеспечения синхронизма $f_{вч} = f_{обращ}$ согласно (4.7).

Рассмотрим движение иона внутри такого циклотрона (рис. 4.9). Здесь орбита (сплошная линия) проходит через точки A и B границ полюсов и не является окружностью. При этом направление радиальной компоненты скорости меняется то к центру, то от центра. Очень важно, что ион входит и выходит из сектора под углом, а не по нормали к его границе.

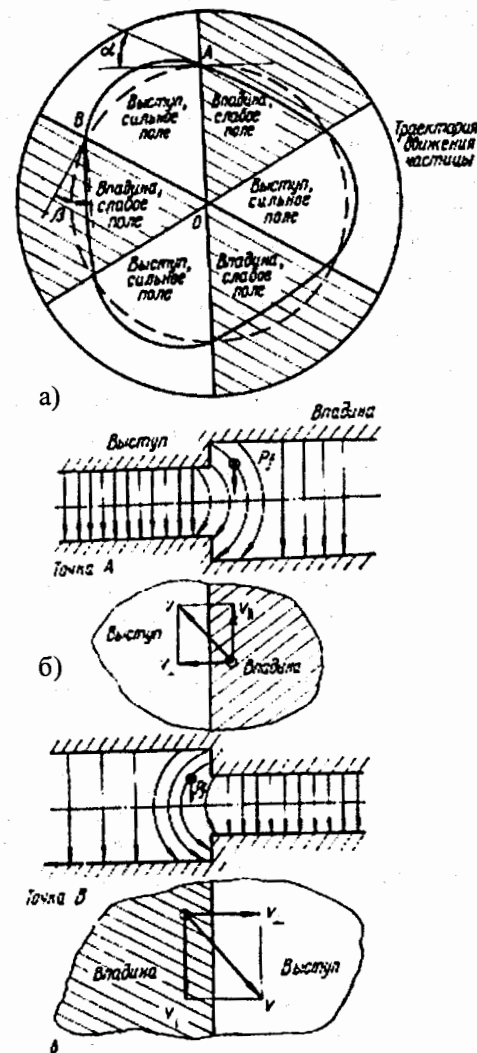


Рис. 4.9. Механизм вертикальной фокусировки в изохронном циклотроне

Имеют место два случая.

а. Движение частицы из слабого поля в сильное. Радиальная составляющая скорости (параллельная ребру полюса) направлена наружу. С горизонтальной составляющей краевого МП дает силу, направленную к средней плоскости. Фокусировка, как на рис. 4.6.

б. Движение частицы из сильного поля в слабое. Радиальная составляющая скорости направлена к центру, а горизонтальная составляющая МП имеет обратный знак. Также имеет место фокусировка.

Очень важно, что ион входит и выходит из сектора под углом, а не по нормали к его границе. В последнем случае азимутальная составляющая скорости и вертикальная составляющая поля дают радиальную составляющую силы, направленную к центру полюса.

Таким образом, в области границ секторов мы имеем фокусировку и можем теперь несколько увеличивать МП по радиусу, сохраняя в целом фокусировку по вертикали. Вдоль орбиты создается знакопеременная фокусировка (дефокусировка в средней части секторов и фокусировка в области их стыка).

Это одновременно увеличивает радиальную фокусировку. Эффект прохождения краевого поля усиливается, если полюса сделать не прямыми, а спиральными. Что обычно и делают.

Таким способом в циклотроне было преодолено препятствие, позволившее перейти в релятивистскую область. Эту идею предложил Томас в 1938 г., но ее не поняли и забыли до 1950-х гг., когда открыли так называемую сильную фокусировку (см. тему «Жесткая фокусировка»). Поскольку теперь пучок в такой машине может ускоряться до высоких энергий синхронно с постоянной ВЧ, его назвали изохронный циклотрон (*isochronous cyclotron*).

Изохронный циклотрон – циклотрон для ускорения релятивистских ионов, период обращения которых поддерживается постоянным в результате возрастания по радиусу среднего магнитного поля, а его конфигурация обеспечивает устойчивость движения (фокусировку) пучка по вертикали.

Другие названия: секторный циклотрон, циклотрон с азимутальной вариацией поля (*cyclotron with azimuthally varying field, AVF cyclotron*) – в отличие от классического циклотрона.

Вывод пучка из изохронного циклотрона может быть осуществлен с помощью перезарядки ускоренных ионов, как показано на рис. 4.10.

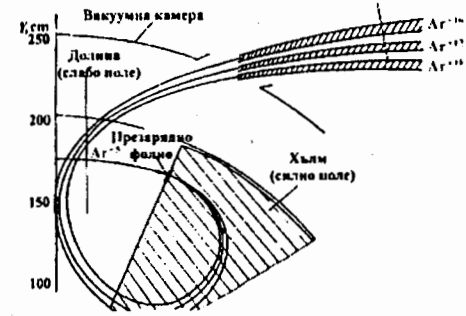


Рис. 4.10.

Существует модификация изохронного циклотрона с четырьмя отдельными магнитами (рис. 4.11). Здесь вместо «впадин» полюса полностью отсутствуют. В этом случае ввод и вывод пучка значительно облегчаются.

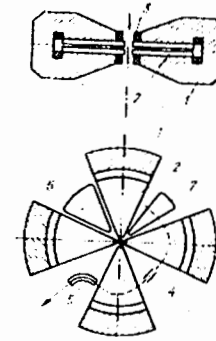


Рис. 4.11. Вывод пучка в циклотроне с разделенными секторами:
4 – электростатический септум, 5 – магнитный септум

Таким образом решился вопрос, как непрерывно ускорять пучок, т. е. получать большие интенсивности, и одновременно значительно повысить энергию.

Достижимая энергия в изохронном циклотроне $W_{кин} \approx E_{пок}$, т. е. около 900 МэВ для протонов. Ограничения состоят также в размерах ускорителя, величине поля, а также прохождении вредных резонансов на конечных радиусах, приводящих к неустойчивости пучка.

Контрольные вопросы

1. Идея циклотрона.
2. Прохождение пучка через дуанты.
3. Чем ограничена энергия пучка, ускоряемого в классическом циклотроне?
4. Как работает изохронный циклотрон?

Лекция 5

Тема: Автофазировка (phase stability)

Как было показано выше, возможности классического циклотрона ограничены, так как $m = m_0 \gamma = m_0(1 + W/E_0)$ и условие синхронизма нарушается при значительном росте энергии иона W (E_0 – энергия покоя).

Частота обращения частицы будет изменяться как

$$f = (q/2\pi m_0)B/(1 + W/E_0) = f_0/(1 + W/E_0), \quad (5.1)$$

(см. формулу (4.7)), т. е. ее частота будет меньше частоты генератора f_0 , что приведет к нарушению синхронизма ускорения.

Ранее мы рассмотрели первый способ увеличения энергии в циклотроне. Это был изохронный циклотрон, где магнитное поле увеличивалось с радиусом.

Другой способ – следить ускоряющей частотой за частотой обращения частиц. Действительно, если на дуанты подавать модулированную ВЧ, синхронно меняющуюся с частотой обращения пучка, то ускоряемые частицы будут постоянно находиться в резонансе с ВЧ и в нужной фазе получать на каждом обороте добавочную порцию энергии. Синхронизм будет соблюдаться. Эту идею в 1944 г. высказал и опубликовал в двух статьях в ДАН В.И. Векслер. Несмотря на кажущуюся простоту этого принципа действия, до получения подтверждения устойчивости продольного движения пучка в циклическом ускорителе разрабатывать и сооружать подобную машину никто не решался. Однако расчеты, проделанные Е.Л. Фейнбергом, подтвердили возможность ее реального создания. На год позже этот принцип независимо был предложен американским физиком Э.М. Мак-Милланом, не знавшим в то время о работах В.И. Векслера. За это открытие в 1962 г. В.И. Векслеру и Э.М. Мак-Миллану была присуждена американская премия «Атом для Мира».

Такой циклотрон будет являться *синхроциклотроном, или фазотроном (synchrocyclotron, frequency-modulated cyclotron)*. Синхроциклотроны близки по своим свойствам к циклотронам. Однако, поскольку на них можно получить большие энергии, они имеют гораздо большие размеры и у них другая ВЧ-система.

При ускорении ВЧ следит только за одним сгустком частиц, которые вышли из источника. Другие частицы, вышедшие из него спустя некоторое время, ускоряться не будут, так как им требуется начальная частота, а на генераторе она уже другая.

После достижения пучком внешнего радиуса и, следовательно, максимальной энергии процесс ускорения должен повториться для других частиц, т. е. ВЧ должна вернуться к своему начальному значению.

Для протонов в зависимости от их кинетической энергии W и индукции в зазоре B изменение ВЧ должно следовать согласно (5.1) следующему закону:

$$f = 1,52 \cdot 10^7 B / (1 + W/E_0). \quad (5.2)$$

Однако при этом проявляется одно из отрицательных свойств синхроциклотрона: импульсный режим его работы (периодичность, или макроциклическость ускорения). В результате средняя интенсивность пучка сильно падает.

Для модуляции частоты используют так называемый вариатор – переменный пластинчатый конденсатор, включенный в контур генератора (9 на рис. 5.1). Емкость конденсатора меняют механическим перемещением пластин, обеспечивая таким образом резонанс обращения пучка и ВЧ.

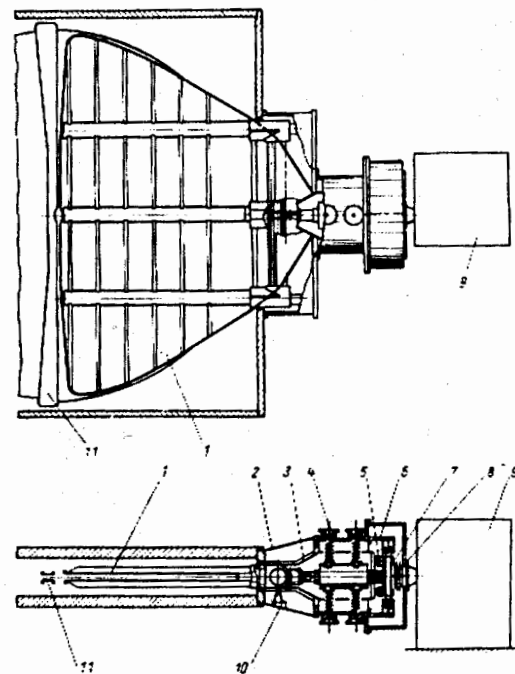


Рис. 5.1. ВЧ-система синхроциклотрона

Здесь используются ускоряющие напряжения, меньшие по сравнению с циклотронами (2-3 кВ), иначе появляются пробои в резонансной системе (вариаторе) ВЧ-генератора. Малый темп ускорения допустим, поскольку здесь имеет место полный синхронизм (в отличие от циклотронов). Однако шаг спирали мал и коэффициент вывода также значительно меньше циклотронов. Для его увеличения используется поперечная (горизонтальная) раскачка пучка, которая дает хорошие результаты.

Принцип автофазировки

Точное равенство частот вращения частиц и ускоряющего ВЧ-напряжения осуществить невозможно. При точном совпадении частот резонансные условия удовлетворялись бы для бесконечно короткого пакета частиц, т. е. для очень малого их количества. Другие частицы либо отставали бы от этого пакета, либо его опережали. Интенсивность пучка была бы ничтожно малой.

Механизм (принцип) автофазировки допускает несовпадение указанных частот в определенных пределах и обеспечивает ускорение достаточно протяженного пакета (или, по-другому, сгустка) частиц (*bunch of particles*) без их потерь.

Рассмотрим ускорение частиц. Относительное изменение частоты за оборот мало ($\Delta f/f = -(\Delta W_0/E_p)/(1 + W_0/E_p) \approx 10^{-3}$). На рис. 5.2 приведен короткий промежуток зависимости ускоряющего напряжения между дуантами от времени.

Протяженный по азимуту сгусток частиц в некоторый момент проходит ускоряющий промежуток при различных фазах напряжения от φ_{A1} до φ_{B1} . Фаза φ_{01} соответствует частице, находящейся в так называемой *равновесной фазе*. Частота этой частицы всегда равна ускоряющей ВЧ.

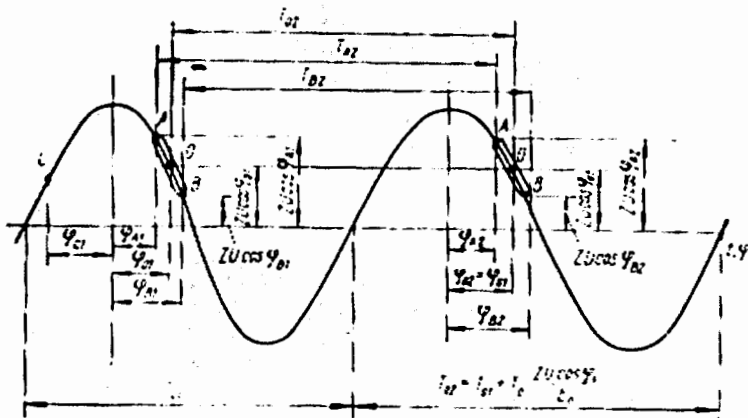


Рис. 5.2. Механизм автофазировки

Это – *равновесная частица*, она проходит ускоряющий промежуток при одном и том же значении напряжения $U \cos \varphi_{01} = U \cos \varphi_{02} = \dots$ и т. д. и всегда получает одинаковое приращение кинетической энергии $\Delta W_0 = q U \cos \varphi_{01}$. (Здесь U – амплитуда ВЧ, индекс «0» относится к равновесной частице, индексы «1,2» – к номеру оборота). (Следует заметить, что разные авторы описывают ускоряющее напряжение неодинаково, одни как $U = U \cos \varphi$, другие как $U = U \sin \varphi$.) Приращение периода обращения равновесной частицы составляет

$$\Delta T_0 = T_0 \Delta W_0 / E_0, \quad (5.3)$$

а относительное изменение периода обращения за оборот определяется выражением

$$\Delta T/T = \Delta \Pi/\Pi - \Delta v/v, \quad (5.4)$$

где $\Delta \Pi/\Pi$ и $\Delta v/v$ – относительные изменения, соответственно, периметра орбиты и скорости частицы.

Пусть периоды обращения частиц, находящихся в фазах φ_{A1} и φ_{B1} , вначале одинаковы и составляют $T_{01} = T_{A1} = T_{B1}$. После приращения энергии их периоды обращения оказываются разными, поскольку полученные ими значения $\Delta W = q U \cos \varphi$ разные. Для частицы А ΔW больше и ее период будет больше. Это происходит потому, что в ускорителе слабофокусирующего типа, такого как циклотрон или синхроциклотрон, частица с большей энергией проходит оборот медленнее за счет увеличения длины пути, так как здесь $|\Delta \Pi/\Pi| > |\Delta v/v|$. Таким образом, частица А придет позже и приблизится по своей фазе к равновесной. Перемещения по фазе будут ступенчатыми. Когда фаза частицы А совпадет с фазой равновесной частицы, ее энергия будет больше, чем у равновесной, так как до этого она получала все время большую добавку, и перейдет на более позднюю, чем у равновесной частицы, фазу. Ее большая энергия приведет к большему периоду ее обращения, и теперь она будет получать меньшую добавку энергии. Возникает колебательное движение вокруг равновесной фазы. Такое движение означает устойчивость.

Аналогичное перемещение, но в другом направлении будет и для частицы В. Она получит меньшую энергию и, совершив оборот, придет раньше. Таким образом, она с другой стороны приблизится к фазе равновесной частицы.

Рассмотрение движения на растущей ветви ускоряющего поля показывает, что там оно неустойчиво.

Рассмотренная выше картина (фаза φ_0 лежит от 0 до 90°) верна для ускорителя, в котором увеличение энергии (импульса) приводит к увеличению периода обращения, и наоборот. Другими словами, увеличение *длины пути*, связанное с увеличением импульса, является преобладающим фактором по сравнению с соответствующим увеличением *скорости*.

Область фаз, где происходит устойчивое движение частиц, ограничена. Это связано с тем, что одни частицы попадают в ускоряющее поле, а другие – в тормозящее. Чем больше амплитуда ускоряющего напряжения, тем больше область устойчивого колебательного движения частиц, следовательно, тем больше интенсивность ускоренного пучка. Кривая, разграничивающая области устойчивого и неустойчивого движений, называется *сепаратрисой*.

Фазовое движение заряженных частиц, изображенное на рис. 5.2, описывается тем же уравнением, что и колебание маятника, к которому приложена нагрузка в виде постоянного момента силы (рис. 5.3).

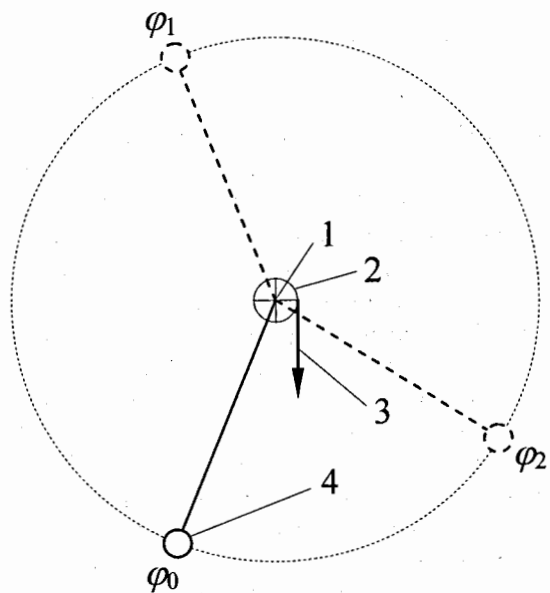


Рис. 5.3. Схема движения нагруженного маятника: 1 – неподвижный центр, 2 – обод, 3 – постоянная сила f , 4 – маятник, φ_0 и φ_1 – равновесные фазы (устойчивая и неустойчивая), при которых маятник уравнивает нагружающий момент силы f , φ_2 – фаза возврата, соответствующая φ_1 , колебания совершаются относительно фазы φ_0

Устойчивое колебательное движение нагруженного маятника происходит относительно φ_0 внутри области фаз $\varphi_1 - \varphi_2$. Это область движения внутри *сепаратрисы*. При φ_0 кинетическая энергия колебаний максимальна, а результирующий момент сил равен нулю. При φ_1 кинетическая энергия и действующий момент сил равны нулю. При φ_2 кинетическая энергия равна нулю, а результирующий возвращающий момент сил максимален.

Синхротроны (synchrotrons)

В синхроциклотроне имеются трудности. Это очень большой диапазон ВЧ, приводящий к конструктивным трудностям вариатора и дуантов. И, конечно, это огромные сосредоточенные массы железа, используемые для изготовления магнитов. Увеличение энергии таким способом достигает предела. Самый большой синхроциклотрон, который обеспечивает энергию протонов до 700 МэВ, находится в ЛЯП ОИЯИ (сооружен в 1949 г.).

Поэтому следующим шагом в увеличении энергии частиц стали *синхротроны* – циклические ускорители, в которых магнитное поле B меняется во времени, а орбита остается постоянной. Под эту выбранную орбиту проектируется кольцевая магнитная дорожка, на которой ускоряются частицы, а рабочее поле меняется во время ускорения от минимума (когда пучок малой энергии вводится из инжектора) до максимума (когда пучок ускорен и может быть выведен из установки). Чтобы пучок ускоряемых частиц всегда находился на орбите с радиусом кривизны ρ , постоянно должно соблюдаться соответствие энергии (импульса) ускоряемых частиц и поля B , которое удерживает частицы, т. е. $p = qBr$ (рис. 5.4).

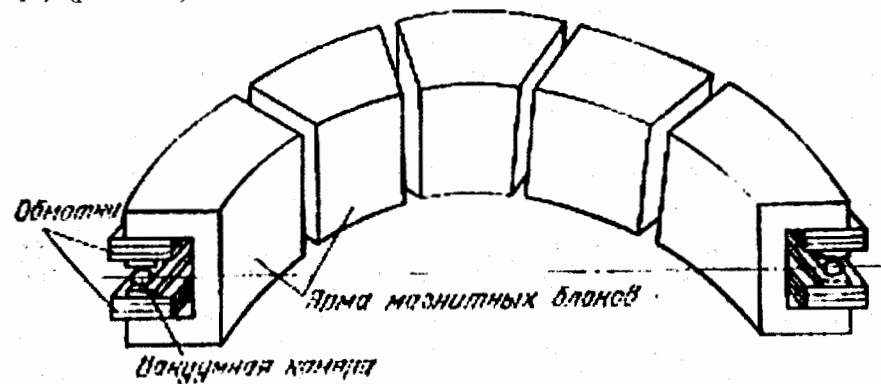


Рис. 5.4. Схема магнита синхротрона. Кольцевая вакуумная камера, помещенная между полюсами, является магнитной дорожкой, по которой ускоряются частицы

Следовательно, частицы должны начинать свое ускорение уже на большом радиусе (а не из центра магнита), на уровне магнитного поля, при котором осуществляется ввод (инжекция) в вакуумную камеру предварительно ускоренного пучка, например, в ЛУ или в другом, меньшем по энергии, синхротроне.

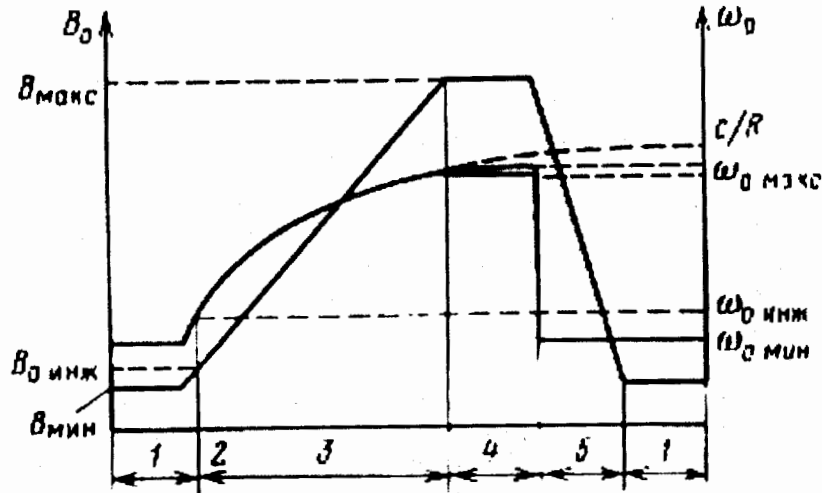


Рис. 5.5. Рабочий цикл протонного синхротрона:

1 – пауза; 2 – инжекция; 3 – ускорение; 4 – медленный вывод; 5 – спад поля

Ускорение в синхротронах носит периодический характер (подобно синхроциклотрону). Магнитный цикл ускорителя приведен на рис. 5.5. Его длительность составляет секунды.

Самый большой слабофокусирующий синхротрон (синхрофазотрон) был запущен в 1957 г. в ЛВЭ ОИЯИ и проработал почти 50 лет, обеспечивая энергию протонов 10 ГэВ.

Энергию в процессе ускорения частицы получают от ВЧ-устройств, которые по своей идее близки к дуантам, но имеют меньшую длину и выполнены в виде труб. Более эффективно использовать резонаторы.

В продольном направлении движения, т. е. при ускорении, действует та же автофазировка, но в ряде случаев со своими особенностями. Вначале появились *слабофокусирующие* (мягкофокусирующие) синхротроны, магнитное поле в которых было по своему характеру близко к полю в циклотронах ($|\Delta\Pi/\Pi| > |\Delta v/v|$). Для них равновесная фаза φ_0 находится, как отмечалось выше, на спадающей ветви ускоряющего поля.

В *жесткофокусирующих* циклических ускорителях (в них поперечный размер занимает очень небольшое пространство, они будут рассмотрены ниже) картина устойчивости ускорения пучка соответствует фазам *растущего* ускоряющего напряжения. Причина в том, что тут, наоборот, относительное увеличение длины пути меньше, чем относительное увеличение скорости частицы ($|\Delta\Pi/\Pi| < |\Delta v/v|$). Аналогичная картина имеет место в *линейных ускорителях* (рис. 5.6).

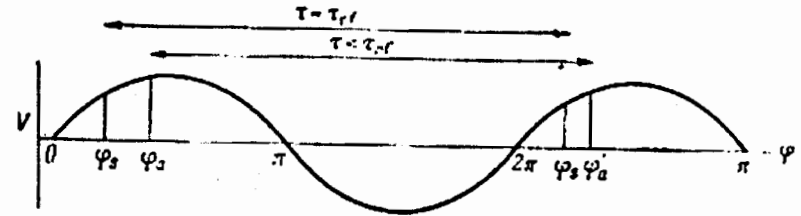


Рис. 5.6. Смещение фазы частицы в ЖФУ и ЛУ. Увеличение скорости приводит к уменьшению времени пролета между ускоряющими промежутками

Синхротроны имеют сложную периодическую азимутальную структуру, состоящую из поворотных и фокусирующих магнитных элементов, а также свободных прямолинейных участков (пример: нуклотрон ОИЯИ).

Получить значение МП в кольце для заданной энергии и сорта инжектируемых частиц можно по формуле

$$B\rho = A[W_1(W_1 + 2E_0)]^{1/2} / qc. \quad (5.5)$$

Здесь при расчетах в произведении $B\rho$ используется магнитное поле и радиус кривизны траектории только в дипольных (отклоняющих) магнитах ускорителя, поскольку магнитные фокусирующие линзы и свободные промежутки в удержании пучка на заданном радиусе не участвуют. Вместо всего кольца мы можем представить себе сплошной ускоритель с радиусом орбиты ρ и однородным магнитным удерживающим полем B .

Энергию для заданного поля можно сосчитать по формуле

$$W_1 = [E_0^2 + (\rho c/A)^2]^{1/2} - E_0 = 10^8 [(88 + (3qB\rho/A)^2)^{1/2} - 9,38]. \quad (5.6)$$

Кинетическая энергия всей частицы (иона) $W = AW_1$, где A – число нуклонов в ядре, W_1 – энергия, приходящаяся на один нуклон. В физике частиц высоких энергий это удобно, а потому принято брать W_1 . Здесь W_1 – в эВ/нуклон, q в правой части – заряд иона в атомных единицах (заряды протона), $E_0 = 938 \cdot 10^6$ эВ – энергия покоя нуклона, $B\rho$ – в Тл·м.

Максимальная энергия в синхротроне при выбранном радиусе (т. е. поперечном размере ускорителя) достигается при максимальном магнитном поле. Для ускорителей, использующих железное ярмо, эта величина определяется полем насыщения и составляет около 1,6 Тл, редко до 2 Тл. Максимальное МП в *сверхпроводящих магнитах* составляет 4, 5 и даже 8 Тл. Это передовые, очень сложные и очень дорогие технологии. В настоящее время хорошо освоены ниобий-титановые сплавы сверхпроводника.

Энергия ускоряемых частиц в синхротронах не имеет принципиальных ограничений. Так, самый большой в мире ускоритель (CERN) имеет два кольца с длиной орбиты 26,6 км, полем 8,3 Тл и энергией протонов в каждом 7 ТэВ.

Критическая энергия в жесткофокусирующих ускорителях

По способу поперечной фокусировки синхротроны разделяются на два основных типа: слабофокусирующие и жесткофокусирующие.

В *слабофокусирующих синхротронах* условия устойчивости по фокусировке (бетатронным колебаниям) близки к тому, что мы видели в ускорителях циклотронного типа. Равновесная фаза у них находится на спадающей части ускоряющего ВЧ-поля.

В *жесткофокусирующих синхротронах* пучок сжат как по бетатронным колебаниям, так и по орбитам, имеющим различный импульс (энергию). Поэтому, как отмечалось выше, устойчивая равновесная фаза в начале ускорения, так как здесь $|\Delta P/P| < |\Delta v/v|$, находится на восходящей части ускоряющего напряжения. Когда же при увеличении энергии частицы ее скорость приближается к скорости света, увеличение скорости становится малым относительно увеличения длины орбиты, и устойчивая фаза переходит на спадающую ветвь, как в слабофокусирующем ускорителе. Эта энергия перехода фазы называется *критической (transition energy)*. Чтобы не потерять пучок при прохождении критической энергии, с помощью радиотехнических средств производят быстрый скачок фазы ускоряющей ВЧ на $2\phi_0$. Поскольку пучок набрал большую энергию и его трудно разрушить, переброс фазы удастся произвести без заметных потерь частиц. Можно даже на время отключить ВЧ, но пучок еще некоторое время будет циркулировать в состоянии сгустка.

Контрольные вопросы

1. Механизм автофазировки.
2. Ее особенности для слабофокусирующих ускорителей.
3. Автофазировка для линейных ускорителей.
4. Что такое синхротроны?
5. Что такое критическая энергия в жесткофокусирующих синхротронах?
6. Как осуществляют переход через критическую энергию?

Тема: Другие типы циклических ускорителей

Микротрон (microtron)

Как было показано ранее, причина, не позволявшая ускорять в циклотроне ионы до высоких энергий, состояла в том, что за счет увеличения своей массы частицы отставали от синхронизма. А нельзя ли сделать так, чтобы отставание релятивистского сгустка частиц было бы настолько велико, чтобы он попал в нужную фазу ускоряющего ВЧ-напряжения, но пропустил при этом целый период колебания или несколько периодов?

Такой ускоритель был предложен В.И. Векслером в 1944 г. и получил название *микротрон*: ускорение в нем идет на высокой частоте в микроволновом диапазоне. Другое название этого ускорителя *электронный циклотрон* (рис. 5.7). Процессы ускорения в микротроне идут при $\beta \approx 1$.

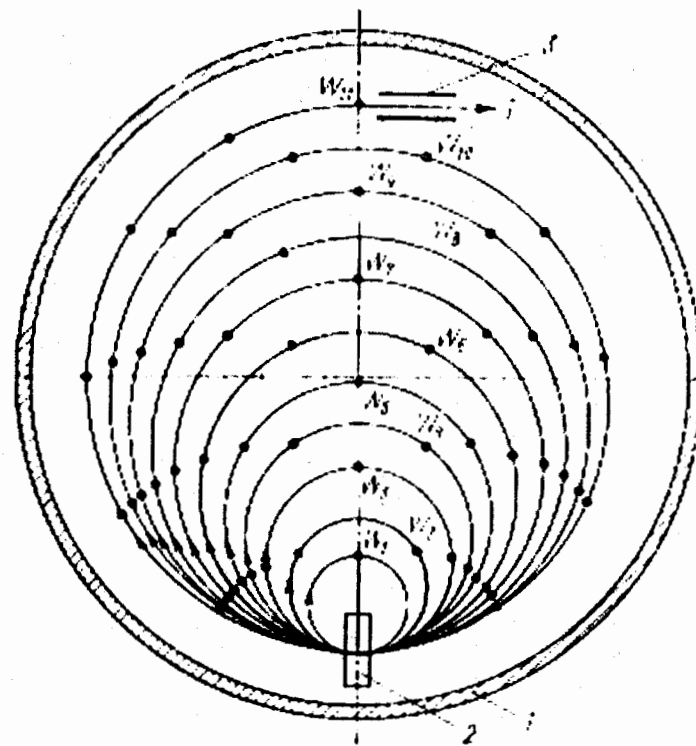


Рис. 5.7. Орбиты частиц, ускоряемых в микротроне. Силовые линии МП направлены перпендикулярно плоскости рисунка. 1 – вакуумная камера; 2 – ускоряющий резонатор; 3 – выводной канал

Как мы знаем, период обращения частицы в магнитном поле

$$T = 2\pi m/qB = 2\pi E/qVc. \quad (5.7)$$

Если магнитное поле постоянно во времени и однородно в пространстве, то

$$\Delta T = (2\pi/qVc^2) \Delta E. \quad (5.8)$$

Таким образом, изменение периода прямо пропорционально приращению энергии. Мы видим, что добавка ΔE должна быть такой, чтобы удлинение периода обращения ΔT соответствовало одному периоду ВЧ (или нескольким целым). В этом случае электрон попадет в ту же фазу ускоряющего напряжения, т. е. будет сохранен синхронизм.

$$U = U_{\max} \cos \omega t$$

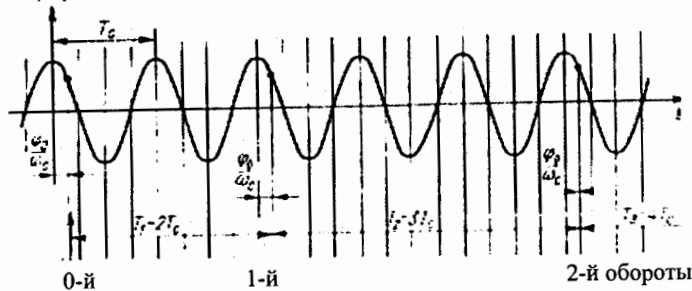


Рис. 5.8. ВЧ-напряжение на ускоряющем резонаторе. Точками отмечены равновесные фазовые положения пучка после первого и второго оборотов частиц

Из рис. 5.7 и 5.8 видно, что период обращения частиц с каждым оборотом увеличивается на один период ускоряющей высокой частоты. Кратность частоты ускоряющего напряжения увеличивается на единицу.

Поскольку орбиты электронов для всех витков проходят через одно и то же ускоряющее устройство, то центр круговых орбит постоянно от него смещается. Поэтому резонатор помещают на край магнитного полюса, где расположен источник электронов.

Как и циклотрон, микротрон может, в принципе, работать в непрерывном режиме.

Существует зависимость, согласно которой набор энергии частицы за оборот должен составлять порядка ее энергии покоя E_0 . Так, для электронов величина ускоряющего напряжения должна составлять 500 кВ, а для протонов это должно быть около 1 ГВ. Последний случай практически нереализуем, поэтому в микротроне ускоряют только электроны. В качестве ускоряющего устройства используется резонатор, позволяющий обеспечить такое напряжение.

Энергия, приобретаемая электроном в микротроне, составляет $W = NU$, где N – число проходов через резонатор. Обычно $N = 20 - 30$, что соответствует энергии 10 – 15 МэВ. Из-за ограничений мощности ВЧ-источников микротрон работает в импульсном режиме с частотой циклов от 50 до несколько сотен в секунду. Ток в импульсе составляет несколько десятков мА, средний – около 50 мкА.

Магнитное поле в микротроне однородно, и условие фокусировки $0 < n < 1$ для слабофокусирующих ускорителей не соблюдается ($n=0$). Здесь фокусировка осуществляется электрическим полем внутри резонатора.

Условия синхронизма для однородного магнитного поля B определяются соотношением

$$\cos \varphi_s = V\lambda c/2\pi U < 1, \quad (5.9)$$

где φ_s – равновесная фаза, λ – длина волны, U – ускоряющее напряжение.

При реальных значениях $\lambda \approx 0,1$ м ($f=3$ ГГц) и $U=500$ кВ $B=0,1$ Тл, что приводит к довольно большим размерам магнита. Это является одним из ограничений энергии, получаемой в микротроне. Однако из-за своей относительной простоты ускоритель находит широкое практическое применение.

Бетатрон

Бетатрон (*betatron*) – это индукционный циклический ускоритель. Его работа подобна трансформатору, где вторичным витком является пучок заряженных частиц. В нем можно ускорять только электроны (β -частицы), откуда и пошло название.

Первый бетатрон был построен в 1940 г. Керстом. В 1941 г. Керст и Сербер опубликовали фундаментальные работы по теории бетатронных колебаний.

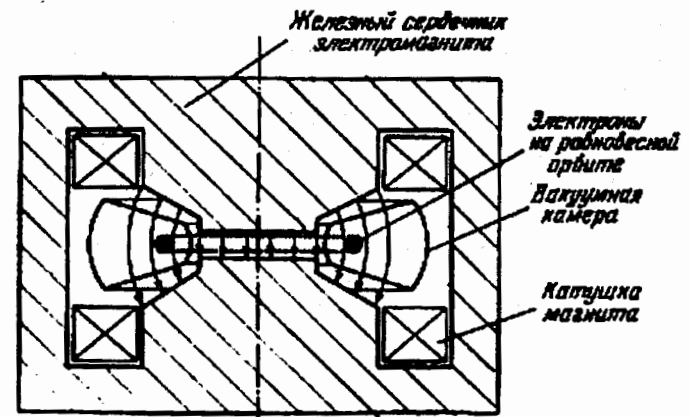


Рис. 5.9. Схематичная конструкция бетатрона

Магнитный сердечник ускорителя имеет Ш-образную форму, подобную циклотрону (рис. 5.9), но в отличие от последнего здесь магнитное поле меняется во времени, создавая переменный поток между полюсами. Обычно используется синусоидальное сетевое напряжение. Вакуумная камера представляет собой форму пустотелой баранки (тора). Траектория электронов замыкается в кольцо «ведущим» магнитным полем.

Электроны ускоряются вихревым электрическим полем, возникающим при возрастании потока магнитной индукции, проходящего внутри замкнутой орбиты.

Самым важным условием работы бетатрона является выбор правильного соотношения между ускоряющим вихревым электрическим полем (определяющим энергию частиц) и ведущим магнитным полем, чтобы электрон не сворачивался внутрь и не уходил наружу.

Такое условие было найдено уже известным нам норвежским инженером Видероз в 1927 г. Оно довольно простое и имеет вид

$$B_{вед}(t) = B_{срд}(t)/2, \quad (5.10)$$

где $B_{вед}$ – «ведущее» магнитное поле на орбите («поле на очень тонкой полоске»), а $B_{срд}$ – среднее магнитное поле в потоке, который охватывается орбитой. Таким образом, магнитное поле на орбите должно быть в 2 раза меньше среднего поля, которое охватывается этой орбитой. Картину можно изобразить в виде ступеньки. Это соотношение (*условие два к одному, two-to-one rule*) должно соблюдаться на протяжении всего времени ускорения.

Энергия ускоряемых электронов 20 – 50 МэВ, $N \sim 10^{10}$ пррр.

Чтобы увеличить энергию ускоряемых электронов, используют не четверть периода переменного $B_{срд}$ (верхняя часть рис. 5.10), а половину (как показано в нижней его части). Это делается с помощью так называемого подмагничивания – дополнительного тока в отдельной обмотке, смещающего поле вверх на амплитудное значение B_{max} .

На обычное переменное управляющее поле с помощью отдельных обмоток накладывается постоянное подмагничивающее поле положительного направления, так что результирующее управляющее поле изменяется за полупериод не от $-B_{max}$ до $+B_{max}$, а от нуля до $2B_{max}$, а за это время индукция в сердечнике (поток) по-прежнему изменяется от отрицательного амплитудного значения до положительного.

Бетатрон является единственным циклическим нерезонансным ускорителем.

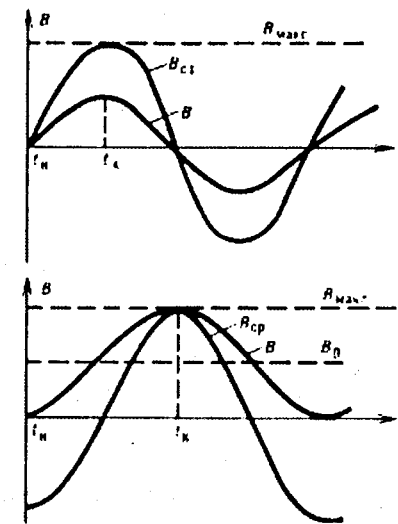


Рис. 5.10. Поле в бетатроне без подмагничивания и с подмагничиванием

Контрольные вопросы

1. Как работает микротрон?
2. Как работает бетатрон?

Лекция 6

Тема: Эмиттанс пучка

Эмиттанс (emittance) пучка в фазовом пространстве

Рассмотрим точечный источник заряженных частиц (рис. 6.1) аналогично тому, как это делается в геометрической оптике. Частицы в точке $x=0, z=0$ выходят под различными углами α в пределах $\pm\alpha_0$ и движутся в направлении оси Z к линзе L_1 . Положительный отсчет α ведется от оси Z против часовой стрелки. Угловую составляющую пучка принято также представлять в виде $r' = dx/dz = \operatorname{tg} \alpha$ и для малых углов $r' = \alpha$. Это равнозначно.

Линейно растущее в поперечном направлении поле линзы позволяет сделать пучок параллельным. Вторая линза L_2 снова фокусирует частицы в точку. В нижней части рисунка изображено положение частиц на разных расстояниях z от источника в координатах $x - \alpha$: поперечное положение частицы – угол ее траектории. Как видим, это прямые линии.

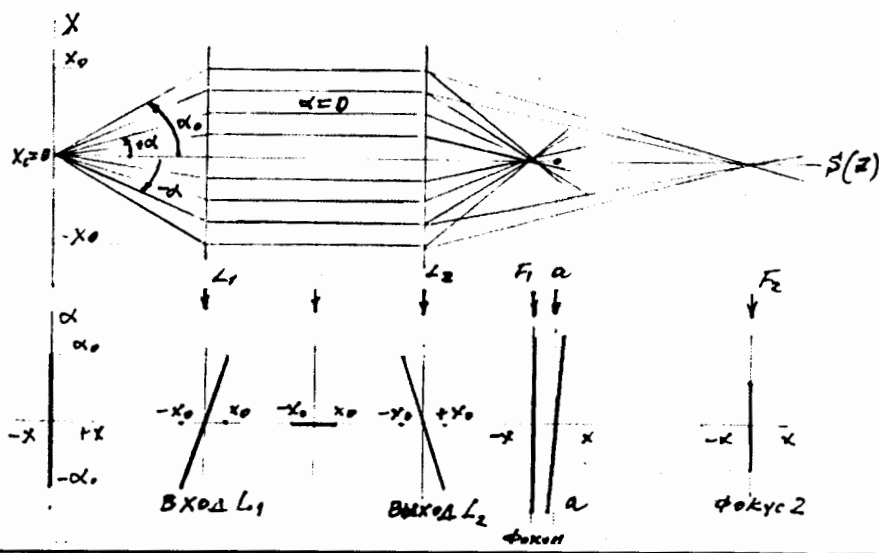


Рис. 6.1. Диаграмма пучка из точечного источника в координатах $z - x$ и $x - \alpha$

Однако точечный источник – это идеализация, и реально любой источник неточечный, и из него выходит пучок не только с набором углов траекторий, но он является протяженным в поперечном направлении.

Протяженный источник можно представить как множество точечных источников, занимающих пространство его выходного отверстия. Этот случай показан на рис. 6.2. Как мы увидим, в тех же координатах $x - \alpha$ линии превращаются в площади. При этом изменяются и свойства пучка, и мы должны теперь каким-то образом охарактеризовать это отступление от первоначального приближения, т. е. не считать источник точечным. В противном случае наши расчеты не будут соответствовать действительности.

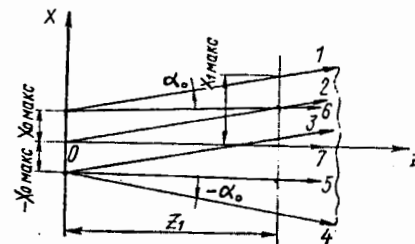


Рис. 6.2. Траектории пучка в свободном пространстве, выходящие из протяженного источника

Как мы видим из рис. 6.2, в точке выхода частиц из источника ($z=0$) поперечная протяженность пучка составляет $\pm x_0$, а спектр углов при этом составляет $\pm \alpha_0$. Таким образом, площадь фигуры будет $2x_0 \cdot 2\alpha_0$ (рис. 6.3, а).

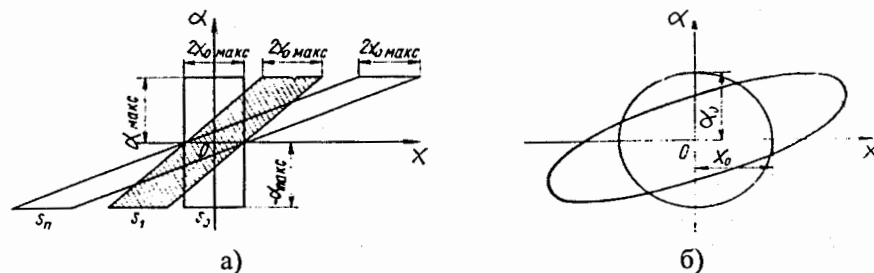


Рис. 6.3. Диаграмма пучка $x - \alpha$ из источника с протяженным поперечным размером

При прохождении свободного пространства угол частиц не меняется, что соответствует положению линий $\pm\alpha_0$ на рис. 6.3, а. В то же время поперечные координаты частиц, вышедших из источника под углом, отличным от нуля, будут расти. При этом поперечное положение частиц с нулевыми начальными углами останется неизменным и будет составлять $2x_0$. На рис. 6.3, а изображена заштрихованная фигура на входе некоторой плоскости, находящейся на расстоянии z_1 от источника. Она является параллелограммом. Далее по z параллелограммы будут вытягиваться, но, как видим, в разных точках z они всегда имеют одинаковую площадь:

$$\varepsilon = \Delta x \cdot \Delta \alpha = 2x_0 \cdot 2\alpha_0. \quad (6.1)$$

Частицы, двигаясь в ускорителе или по каналам транспортировки пучка, проходят фокусирующие и дефокусирующие магнитные поля. Эти поля являются возвращающими силами, которые приводят к устойчивому движению частиц. Частицы при этом испытывают близкие к гармоническим поперечные колебания относительно продольной оси Z . Величина, характеризующая состояние движения частицы в каждый момент времени, есть фаза ее движения. В зависимости от фазы меняются поперечные параметры частицы: ее положение, угол, скорость.

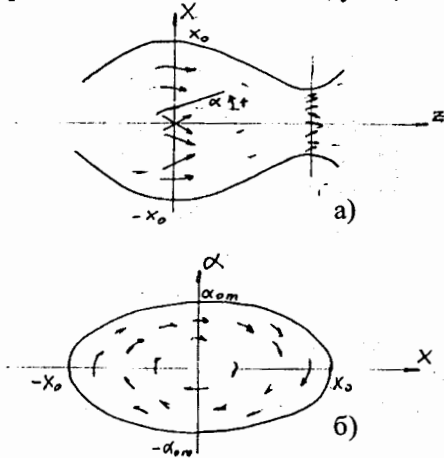


Рис. 6.4. Движение пучка в продольном (а) и фазовом (б) пространствах. В фазовом пространстве пучок имеет эллиптическую огибающую (стрелки — направление изменения фазовых траекторий)

Такое движение пучка изображают в *фазовом* пространстве. В качестве фазового пространства может рассматриваться пространство декартовых координат и поперечных составляющих импульса (или координат и углов наклона траектории). Изменения каждого параметра будут происходить в плоскости, которая называется *фазовой*, а траектории, которые описывают такие изменения, называются *фазовыми траекториями*. Поперечное движение частиц рассматривается, как правило, независимо в двух плоскостях. Выше мы рассмотрели начало такого движения для фазовой плоскости $x-\alpha$. Аналогично представляется движение в перпендикулярной плоскости $y-\beta$. По-другому описывается фазовое движение в продольном направлении (при ускорении), где мы уже рассматривали колебания частиц в процессе автофазировки.

Поскольку при поперечном движении в пучке мало частиц, имеющих одновременно и максимальное смещение от оси, и максимальный угол (это край пучка), ими можно пренебречь. Тогда параллелограммы превращаются в эллипсы (рис. 6.3, б и рис. 6.4, б).

Реальные пучки, имеющие *огibaющую* фазовую диаграмму, близкую к эллипсу, заключают в себе площадь, равную

$$\varepsilon = \pi x a, \quad (6.2)$$

где x — полуширина пучка, а a — его половинный угол. Эта величина называется *эмиттансом* (от латинского *emittere* — испускать). Она имеет размерность м·рад или мм·рад. При записи численной величины эмиттанса обычно выделяют множитель π в явном виде, например, $\varepsilon_x = 3,8\pi$ мм·рад. Фазовое движение частиц внутри огибающей происходит по меньшим эллиптическим траекториям, определяемым начальными условиями их движения.

Если энергия пучка не меняется, то эмиттанс меняет только форму, но его площадь остается постоянной (*теорема Лиувилля*), т. е. пучок в фазовой плоскости подобен несжимаемой жидкости.

При постоянстве площади эмиттанс может принимать сложную форму. Если вписать такой эмиттанс в эллипс, то площадь последнего будет больше площади истинного эмиттанса. В этом случае площадь описывающего эллипса называют *эффективным эмиттансом*.

Представление огибающих пучка в форме эллипсов удобно при их использовании в математическом аппарате при расчетах. Расчетный аппарат в физике ускорителей и пучков заряженных частиц в настоящее время хорошо разработан, и мы можем с хорошей точностью предсказывать поведение заряженных частиц на любом этапе их движения от источника до экспериментальной установки. Заметим, что при некотором сходстве отличие динамики заряженных пучков от геометрической оптики состоит еще в том, что в последнем случае не рассматриваются колебательные процессы в фазовом пространстве.

Чем для нас важен эмиттанс? Знание эмиттанса позволяет обеспечить нужные характеристики пучка, падающего на мишень, при постановке физических экспериментов. Так, например, часто требуется облучение мишени (установки) пучком с заданным размером либо с заданными углами входящих в нее частиц (во многих случаях очень малыми). Например, если известен эмиттанс входящего в установку пучка, то, выбирая один его параметр, мы с помощью внешних фокусирующих полей однозначно, согласно (6.2), получаем другой.

Измерение эмиттанса производят с помощью щели (коллиматора), через которую пропускают часть пучка в одной, а затем в другой плоскости. Коллиматор перемещают на разные поперечные координаты и на экране измеряют размер пучка. Зная расстояние от щели до экрана, определяют его угловую расходимость. Существуют и другие методы измерения эмиттанса, например, по огибающей пучка.

Нормализованный (приведенный) эмиттанс (normalized emittance)

Сказанное выше относительно эмиттанса пучка (будем в данном разделе называть его «геометрическим») определяется характеристиками, полученными им при его «рождении» в источнике, где положения и скорости (импульсы) заряженных частиц определяются типом источника: его температурой плазмы, объемной плотностью ионов, режимом работы и т.п. Здесь также имеют место гармонические колебания частиц в электрических и магнитных полях, а следовательно, их движение в фазовом пространстве (фазовых плоскостях). При этом смысл геометрического эмиттанса внутри источника теряется, поскольку углы частиц имеют спектр 2π . Однако для нас интересны граничные размеры и скорости (импульсы) ионов. Они определяют отличие пучка от идеального, точечного, и с их помощью мы могли бы вычислять не равный нулю геометрический эмиттанс. Однако измерить такие характеристики пучка внутри источника очень сложно. Поэтому решают обратную задачу: по измеренному геометрическому эмиттансу ускоренного пучка находят его характеристики в источнике.

На рис. 6.5, а изображены положения и скорости заряженных частиц и их составляющие в продольном (осевом) и поперечном направлениях внутри источника. На рис. 6.5, б показаны направления составляющих импульса частиц в поперечной плоскости p_{\perp} .

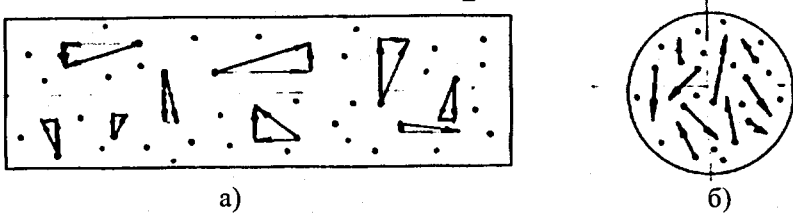


Рис. 6.5. Изображения положения заряженных частиц (точки) и их скоростей и компонент скоростей (стрелки) внутри источника: а) в плоскости XZ (вдоль оси Z происходит вывод и ускорение), б) в поперечной плоскости XY

При ускорении частиц до значения продольного импульса p_a его величина и $p_{\perp} \leq p_o$ определяют угол траектории частицы с продольной осью движения пучка (для малых углов $\alpha = p_{\perp}/p_a$, рис. 6.6). Максимальное значение угла $\alpha_o = p_o/p_a$ входит в качестве множителя в величину геометрического эмиттанса $\varepsilon = \pi r_o \alpha_o$.

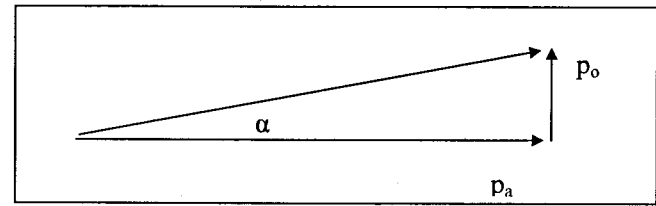


Рис. 6.6. Угол траектории пучка, определяемый поперечным импульсом

На рис. 6.7 в координатах $r - p$ показано положение интересующих нас частиц внутри источника согласно рис. 6.5, где r – поперечная координата (x или y), а p_o – максимальная величина компоненты поперечной составляющей импульса заряженных частиц (p_{ox} или p_{oy}). Осцилляции частиц, близкие к гармоническим, позволяют описать контур эллипсом с площадью

$$s = \pi r_o p_o \tag{6.3}$$

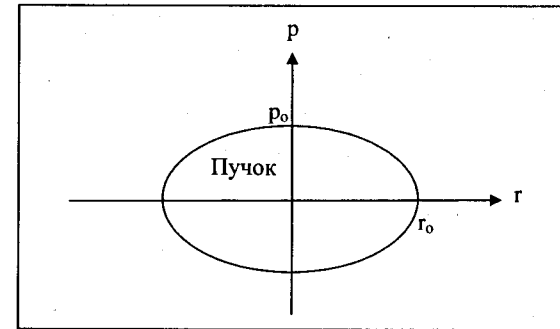


Рис. 6.7. Фазовая диаграмма поперечного движения пучка в источнике

Используем относительные единицы, которые широко приняты и удобны при расчетах, т.е. используем приведенный импульс $\beta\gamma$ и приведенную энергию γ (равную E/E_o). В общем случае приведенный (нормализованный) импульс равен

$$p' = p/m_o c = m\beta c/m_o c = \beta\gamma \tag{6.4}$$

В частности, в источнике (обозначение через индекс «o»)

$$p'_o = p_o/m_o c = \beta_o \gamma_o \tag{6.5}$$

Площадь контура s в (6.3) в координатах $r_o - \beta_o \gamma_o$ обозначим через \mathcal{E} . Тогда:

$$\mathcal{E} = \pi r_o \beta_o \gamma_o. \quad (6.6)$$

Она называется *приведенным, или нормализованным, эмиттансом пучка*.

Нормализованный эмиттанс можно получить из геометрического эмиттанса. В правой части выражения $\varepsilon = \pi r_o \alpha_o$ угол α_o представим в виде $p_o/p_a = \beta_o \gamma_o / \beta \gamma$ и умножим его на $\beta \gamma$, в результате чего $\varepsilon \beta \gamma = \pi r_o \beta_o \gamma_o = \mathcal{E}$.

Согласно (6.6) это есть нормализованный эмиттанс. Таким образом,

$$\mathcal{E} = \varepsilon \beta \gamma. \quad (6.7)$$

Зависимость (6.7) дает возможность перехода от геометрического эмиттанса (координата – угол) к нормализованному (координата – импульс) и обратно.

По своему физическому смыслу и из (6.6) нормализованный эмиттанс – величина постоянная: $\mathcal{E} = \text{const}$. При ускорении продольный импульс частиц увеличивается, следовательно, геометрический эмиттанс пучка уменьшается обратно пропорционально $\beta \gamma$. Зная (измерив) эмиттанс пучка на некотором этапе ускорения, мы можем пересчитать его для интересующей нас энергии (другого значения $\beta \gamma$) или получить фазовую характеристику пучка внутри источника.

Нормализованный эмиттанс также измеряется в м·рад или мм·мрад.

Когда пучок вводится в какое-либо устройство (ускоритель, канал транспортировки, физическая установка), он должен там «поместиться», т. е. проходить без потерь. В таких случаях говорят, что устройство должно иметь *аксептанс*, больший (или равный), чем эмиттанс пучка. Аксептанс характеризуется аналогично эмиттансу, в тех же единицах.

Что надо знать экспериментатору? Это главные параметры – эмиттанс, нормализованный эмиттанс, энергия, интенсивность. Поэтому перед выполнением предстоящей работы физик должен ознакомиться с характеристиками ионного источника, ускорителя, каналом транспортировки пучка и выбрать необходимые ему характеристики пучка для проведения исследования.

Тема: Жесткофокусирующие системы

Ранее в циклотронах была рассмотрена так называемая слабая фокусировка. Теперь будет рассмотрена жесткая, или сильная фокусировка.

Квадрупольные линзы

Для транспортировки пучков на различные расстояния (от долей до сотен метров и километров) необходимо, чтобы по всему тракту сечение пучка не превышало размер (диаметр) ионпровода. Для этого по всей длине траектории движения необходимо ввести фокусирующие магнитные элементы, которые меняют размер пучка (без изменения его энергии). По аналогии со световой оптикой эти элементы называются линзами.

Подобно оптическим линзам они характеризуются размером, фокусным расстоянием, направлением действия фокусирующих сил (фокусирующие или дефокусирующие линзы) и пр. Линзы бывают различных типов. Наиболее распространенными в ускорительной технике являются квадрупольные линзы.

Одной из главных особенностей квадрупольной линзы, если рассматривать двумерную картину, является отсутствие поля на ее оси (т. е. в центре). Это означает, что заряженная частица, движущаяся точно вдоль оси линзы, всегда будет следовать этому направлению, не испытывая никаких воздействий. Вне оси существуют силы, которые всегда воздействуют на заряженную частицу, меняя направление ее движения. Из общих соображений для фокусировки пучка кажется заманчивым использовать высокие магнитные поля вне оси, заставляя частицу смещаться в область центральной траектории с меньшими магнитными полями. Упрощенная схема квадрупольной линзы и направление тока ее питания показаны на рис. 6.8.

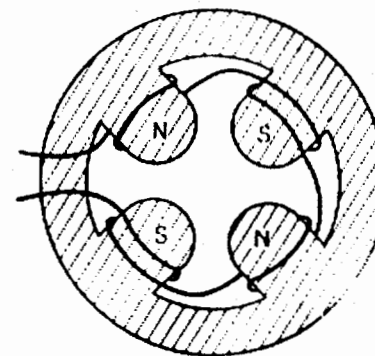


Рис. 6.8. Квадрупольная магнитная линза. Поперечное сечение постоянно по всей длине

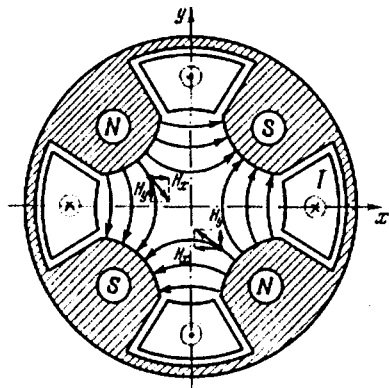


Рис. 6.9. Конфигурация полюсов и полей в квадрупольной линзе

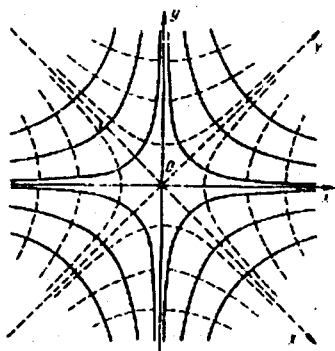


Рис. 6.10. Квадрупольное поле. Эквипотенциалы – сплошные линии; силовые линии – пунктирные

Электромагнитная квадрупольная линза (рис. 6.8 и 6.9) состоит из двух пар полюсов, имеющих гиперболическую форму, и проводников тока (обмоток), которые соединены таким образом, чтобы одинаковые полярности были на противоположных полюсах. Равносторонние гиперболы $xy = \text{const}$, асимптоты которых совпадают с осями Ox и Oy , являются эквипотенциалами этого поля. Магнитные железные полюса также имеют форму эквипотенциалей. Это так называемые главные эквипотенциалы (рис. 6.10). Они задают конфигурацию поля в зазоре линзы. За пределами зазора, где нет пучка, гиперболические полюса обрываются. Там размещаются обмотки.

Компоненты магнитного поля в рабочей области зазора изменяются линейно:

$$B_y = Gx; \quad B_x = Gy. \quad (6.8)$$

Величина G называется градиентом магнитного поля, измеряемым в Тл/м, и является основной характеристикой линзы. Если радиус окружности, вписанной между полюсами, равен r , то $G = B_0/r$, где B_0 – индукция на полюсе линзы.

Для получения градиента G в электромагнитной линзе необходимо иметь определенное количество витков на каждом полюсе линзы (N), через которые протекает определенный ток (I). Произведение $N \cdot I$ (исчисляется в ампер-витках) рассчитывается из условия

$$NI = Gr^2/2\mu_0, \quad \text{где } \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}. \quad (6.9)$$

Произведение длины линзы L на градиент G определяет силу, фокусирующую пучок заряженных частиц.

Движение в квадрупольном магнитном поле

На рис. 6.11,а стрелками отмечены направления поля (\rightarrow) и действия поперечных магнитных сил ($\rightarrow\rightarrow$) на положительно заряженную частицу, движущуюся от нас.

На рис. 6.11,б показано продольное движение частицы в фокусирующей вертикальной плоскости y .

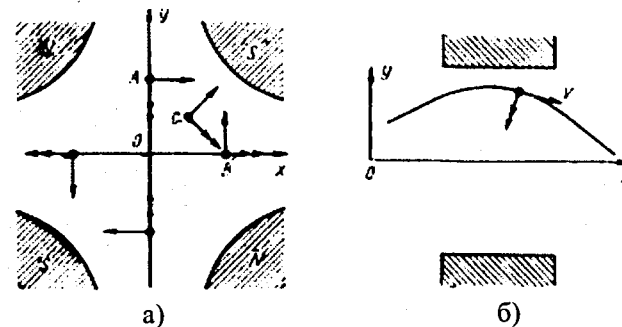


Рис. 6.11. Действие магнитной квадрупольной линзы на заряженную частицу: а) в поперечной плоскости, б) в продольном направлении

Как видим, в одной плоскости (вертикальной) частица магнитными силами прижимается к оси, т.е. фокусируется. Наоборот, в другой (горизонтальной) уходит от оси, т.е. дефокусируется. Этого избежать нельзя, так как $\text{rot} B = 0$. Однако оказывается, что совместное воздействие на пучок двух линз, повернутых на 90° , всегда приводит к фокусировке пучка в обеих плоскостях, как показано на рис. 6.12. Это происходит потому, что частица, движущаяся на большем удалении, испытывает большее воздействие со стороны магнитного поля, нежели расположенная ближе к оси линзы.

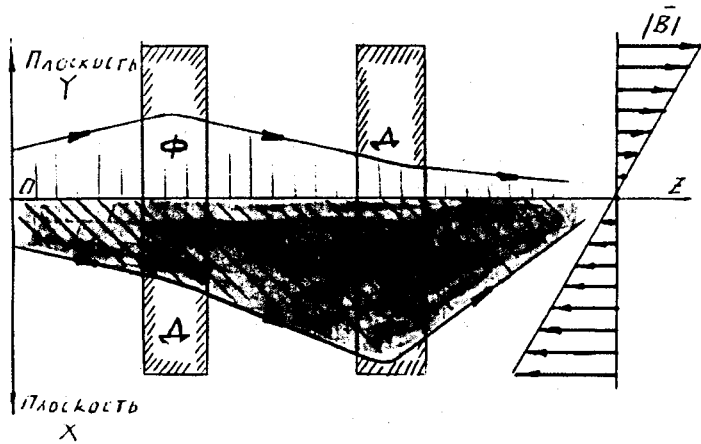


Рис. 6.12. Совместное фокусирующее действие двух квадрупольных линз

Такие магнитные квадрупольные линзы устанавливают для фокусировки пучка в трубках дрейфа линейных ускорителей (сетки давали большие потери).

Аналогичная картина имеет место для электростатических квадрупольных линз (рис. 6.13).

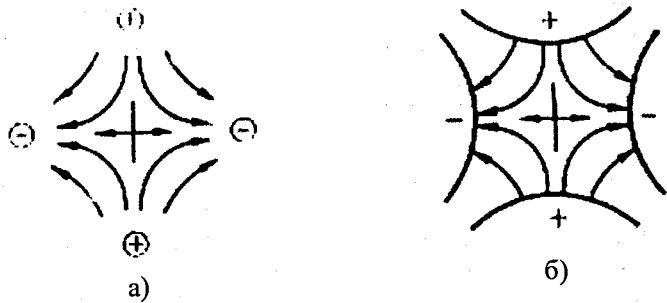


Рис. 6.13. Квадрупольные электрические поля: а) – создаваемые четырьмя точечными зарядами; б) – четырьмя электродами в форме равнобедренной гиперболы. Вертикальная плоскость – фокусирующая, горизонтальная – дефокусирующая

В последнее время в линейных ускорителях широкое применение получила квадрупольная электрическая фокусировка. Она позволила решить давнюю проблему потерь частиц, связанную с их дефокусировкой при прохождении зазоров между трубками дрейфа. Это особенно важно при малых энергиях в начале ускорения, когда вследствие малой скорости частиц магнитная фокусировка малоэффективна.

При прохождении зазоров пучок одновременно и ускоряется, и фокусируется высокочастотным электрическим полем – в отличие от магнитных линз, где он только фокусируется (авторы: В.В. Владимирский, 1956 г., В.А. Тепляков, 1964 г.). Это так называемая ВЧ квадрупольная – ВЧК фокусировка (*Radio Frequency Quadrupole – RFQ*) (рис. 6.14). Таким образом решена давняя проблема, позволяющая начинать ускорение в ЛУ с малых энергий – не более 100 кВ, т. е. теперь источник ионов не требуется поднимать и изолировать на сотни кВ.

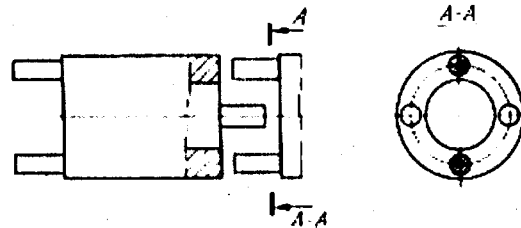


Рис. 6.14. Трубка дрейфа с «рогатыми» электродами, обеспечивающими жесткую фокусировку

Тема: Бетатронные колебания и резонансы

Очевидно, что чем больше градиент (ток) в линзах, тем короче фокусное расстояние пары (дублета) линз. Если мы составим длинную цепочку из таких дублетов, то с увеличением градиентов частицы, находящиеся в пучке, будут чаще пересекать осевую линию. Это означает, что частицы, отклоненные от оси, будут совершать колебания вокруг орбиты. Частота таких колебаний будет увеличиваться с увеличением градиента и наоборот. Число колебаний частиц при прохождении ими полного оборота является одной из основных характеристик ускорителя и называется *частотой бетатронных колебаний Q*. Правильнее использовать другой термин – *настройка (tune)*. Настройки по вертикали и горизонтали – величины независимые, но, как правило, близкие по своему значению.

В слабофокусирующих ускорителях, где $0 < n < 1$, величина настроек составляет $Q_x = K(1-n)^{1/2}$ и $Q_y = K(n)^{1/2}$, где n – показатель магнитного поля, а K – коэффициент, учитывающий наличие прямолинейных промежутков в кольце. Все значения Q_x и Q_y находятся между 0 и 1. Для ЖФУ Q_x и Q_y лежат в пределах от нескольких единиц до нескольких десятков.

Здесь мы говорим об одночастичном движении частиц. Когда необходимо знать, как ведет себя пучок в целом, нужно описывать его поведение через эмиттансы.

Резонансы бетатронных колебаний

При движении в ускорителе пучок проходит магнитные поля, которые неточно соответствуют расчетным значениям. Таким образом, в азимутальном направлении частицы встречают имеющиеся в определенных местах хоть и небольшие, но постоянно действующие возмущения. Если такие возмущения частица будет проходить в одной и той же фазе своего колебания, то всегда найдется возмущение, синхронное воздействию которого приведет к *резонансу бетатронных колебаний* с возмущающей неоднородностью. Это, в свою очередь, даст большой рост амплитуд поперечных колебаний частиц в пучке и, следовательно, приведет к его потере (при ускорении такой резонанс нам вреден). Данная ситуация возникнет, когда на одном обороте частиц будет укладываться целое или полуцелое число колебаний (целый или полуцелый резонанс). Опасными будут также случаи, когда траектория после небольшого числа оборотов замкнется на себя через $1/3$ или $1/4$ своего колебания. Описанные процессы относятся и к слабофокусирующим, и к жесткофокусирующим ускорителям.

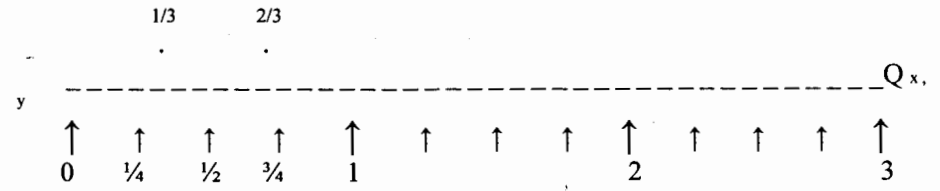
Резонансы характеризуются порядками. 1-й порядок – для целого числа колебаний на обороте. Это может быть одно колебание на одном обороте (в случае слабофокусирующего ускорителя (СФУ)) или целое число на обороте (жесткофокусирующий ускоритель (ЖФУ)). 2-й порядок – для полуцелого (т. е. проходит два оборота, в течение которых осуществляется одно полное колебание для СФУ, или за два оборота несколько целых колебаний для ЖФУ; по-другому, за один оборот происходит несколько полуцелых колебаний). 3-й порядок – если на трех оборотах укладывается целое число колебаний и т. д. Общая формула для поперечных колебаний

$$mQ_x + nQ_y = k, \quad (6.10)$$

где m, n, k - целые числа.

Условием устойчивого длительного движения частицы в камере ускорителя является постоянный небольшой сдвиг фазы ее колебания относительно возмущений. Это может быть в том случае, если после целого оборота частица придет в ту же точку азимута в фазе, далекой от целого, полуцелого и т. д. числа колебаний за предыдущий период. На шкале, представленной ниже, стрелками показаны «числа запрета» настройки Q . Это относится как к горизонтальным, так и к вертикальным бетатронным колебаниям.

* Эти «вредные» резонансы не путать с резонансными типами ускорителей, где частицы получают резонансно «полезную» добавку энергии. (См. *Particle Physics Booklet* (карманный справочник), 1998 (оранжевый): Beam dynamics. Betatron oscillations. С. 174).



Для наглядности и удобства эти шкалы располагают ортогонально и изображают там линии резонансов, как показано на рис. 6.15. Такая диаграмма называется диаграммой резонансов.

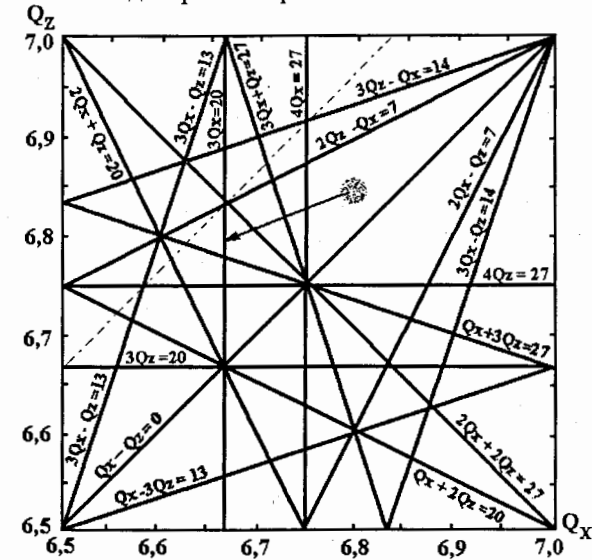


Рис. 6.15. Диаграмма резонансов в нуклотроне ЛФВЭ ОИЯИ

Однако в ряде случаев резонансы создаются искусственным образом для инъекции и вывода пучков с начальных орбит.

Контрольные вопросы

1. Что такое геометрический эмиттанс пучка и его свойства?
2. Что такое нормализованный эмиттанс пучка и какова его связь с геометрическим эмиттансом?
3. Что такое квадрупольная линза?
4. Каковы свойства квадрупольной линзы?
5. Как движется заряженная частица в поле такой линзы?
6. Как осуществляется фокусировка с помощью квадрупольных линз?
7. Чем характеризуются жесткофокусирующие ускорители?
8. Что такое резонансы бетатронных колебаний в ускорителях?

Лекция 7

Тема: Ввод и вывод пучка в синхротронах

Пучок при вводе (инъекции) в ускоритель синхротронного типа должен быть уже предварительно ускорен. Это продиктовано следующим.

а) Магнитное поле при инъекции не должно быть слишком малым, чтобы не сказывались его остаточные поля и неизбежные неоднородности в зазорах. В этом случае орбита имела бы большие искажения: отклонения от центра камеры, приводящие к потерям на ее стенках. Применяют размагничивание и корректирующие поля, но существуют определенные пределы.

б) С увеличением энергии уменьшаются потери частиц на остаточном газе.

в) Уменьшается влияние расталкивающих кулоновских сил в пучке, которые сильнее действуют при низких энергиях.

Поэтому стремятся повысить энергию инжектируемых частиц, но это, естественно, сопряжено со стоимостью сооружения инжектора.

Однооборотный ввод (инъекция) пучка (one turn injection). Это инъекция, при которой пучок за один оборот заполняет периметр синхротрона. Пучок одним из поворотных магнитов направляется в камеру под минимально возможным углом к ее оси. Для этого используются С-образные магниты с малым поперечным размером обмотки, обращенной в сторону пучка. Такая конфигурация тока и железа позволяет разделить области, где существует поле, и где его нет. Это так называемый *септум-магнит* (рис. 7.1).

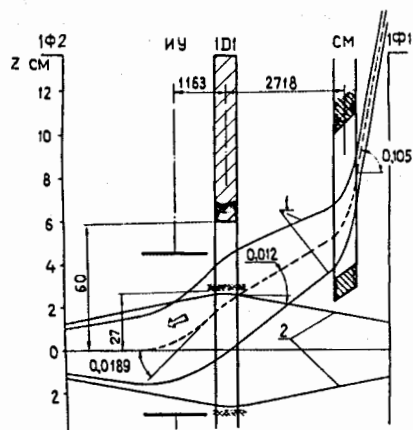


Рис. 7.1. Устройство ввода пучка в нуклотрон

В месте пересечения оси инжектируемого пучка и оси камеры устанавливается отклоняющее импульсное устройство (например, электростатические пластины), которое «сажает» пучок на орбиту, т. е. поворачивает пучок на угол, необходимый, чтобы направить его точно вдоль оси камеры.

Наряду с электрическим полем, направляющим пучок на орбиту, может быть использовано также магнитное поле, которое создается импульсным магнитом. Такие устройства называются *инфлекторами*. После прохождения одного оборота головная часть пучка подойдет к участку инжектора, и, если напряжение на инфлекторе останется, пучок отклонится на стенку камеры и потеряется. В этот момент напряжение на инфлекторе должно быстро выключиться, и тогда пучок продолжит беспрепятственную циркуляцию в камере. После этого начинается режим ускорения. *Эффективность* (доля частиц, попавших в циркуляцию, от всех вводимых) такой инъекции близка к 100%.

Многооборотная инъекция (multiturn injection). Чтобы накопить перед ускорением большее количество частиц, применяют многооборотную инъекцию. Для этого требуется, соответственно, больший размер камеры. Принцип многооборотной инъекции в растущем магнитном поле синхротрона показан на рис. 7.2.

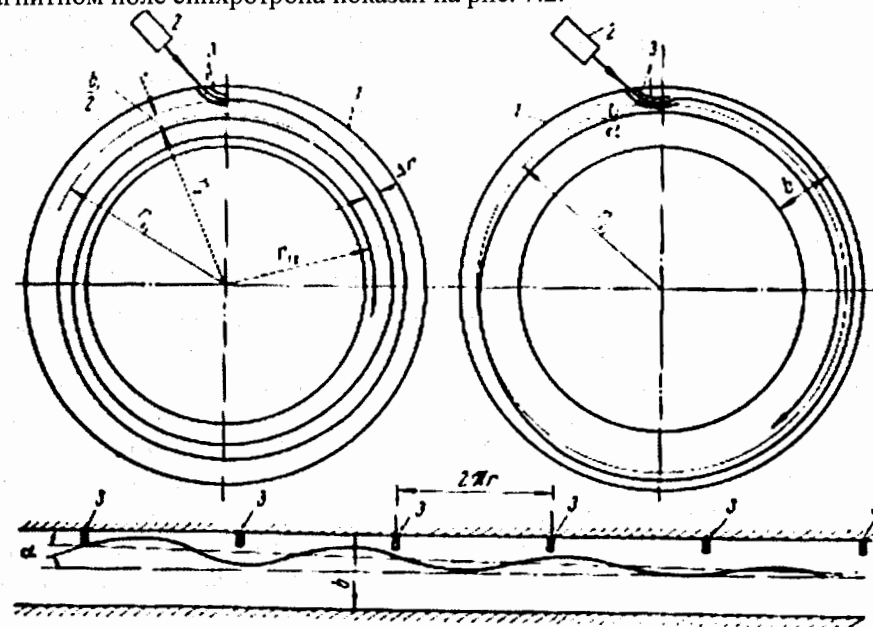


Рис. 7.2. Накопление частиц в камере с помощью многооборотной инъекции.
1 – полюс магнита; 2 – инжектор; 3 – пластины инфлектора

Инфлектор (например, электростатический) расположен внутри вакуумной камеры, с наружной стороны от ее центра (верхняя часть рис. 7.2, вид сверху). Пластина, обращенная к пучку, циркулирующему внутри камеры, заземлена, чтобы поле инфлектора не возмущало его движения. Когда в *растущем* магнитном поле орбита проходит через инфлектор, пучок выходит из инфлекторных пластин и начинает сворачиваться по спирали внутрь. За время одного оборота магнитное поле возрастает незначительно, и шаг спирали невелик. Это означает, что хотя часть частиц останется на орбите, многие из них будут наталкиваться на инфлектор и теряться.

Чтобы уменьшить потери, пучку задают некоторый угол к орбите, в результате чего он начинает совершать около нее радиальные поперечные колебания, фаза которых позволяет в течение многих оборотов обойти инфлектор. Это показано на нижней части рис. 7.2 ($2\pi r$ – длина орбиты, которая соответствует периоду обращения частиц). За это время орбита, а также пучок отойдут от инфлектора на достаточно «безопасное» расстояние, и потеря будет мало.

Такая схема эффективна для слабофокусирующих ускорителей. Ее эффективность составляет около 50 %, что для большого числа оборотов (несколько десятков и более) дает значительный выигрыш по интенсивности. В сильнофокусирующих ускорителях шаг спирали мал и эффективность инжекции мала. В этом случае используют резонансные явления, например, раскочку вертикальных бетатронных колебаний, чтобы частицы во время «опасных» оборотов находились в такой фазе положения по вертикали, что могли обойти инфлекторное устройство сверху или снизу и не потеряться.

Если бы магнитное поле было статическим (не менялось во времени), то все частицы рано или поздно обязательно вернулись бы на координату инфлектора и полностью потерялись (*теорема Пуанкаре*).

Перезарядная инжекция (*charge-exchanging injection*). На одном из прямолинейных промежутков ускорителя устанавливается магнит, имеющий относительно небольшое поле, чтобы не вносить больших искажений в орбиту (а это – размер камеры). В середине магнита на орбите помещается очень тонкая фольга. Из инжектора поступают отрицательные ионы водорода, которые направляются на фольгу (она называется *stripper, stripper*), при прохождении которой от ионов отделяются два электрона, и получаются протоны (рис. 7.3). Режим работы синхротрона устанавливается таким, чтобы протоны могли ускоряться в обычном режиме. Потери энергии частиц при прохождении стриппера компенсируются энергией, получаемой из ВЧ.



Рис. 7.3. Схема перезарядной инжекции

Вывод пучка

Существует два основных типа вывода пучка из синхротронов: быстрый и медленный. **Быстрый вывод** (*fast extraction*) ускоренных частиц осуществляется за время, не превышающее время одного оборота частиц.

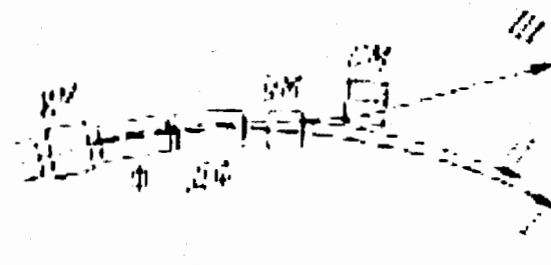


Рис. 7.4. Схема быстрого вывода

На рис. 7.4 показана схема быстрого вывода. Перед началом вывода включается расположенный на орбите импульсный магнит, который ее деформирует и вместе с пучком приближает к выводному устройству (септум-магниту). Тогда угол отклонения пучка, получаемый при включении ударного магнита, будет минимальным, чтобы забросить пучок в септум-магнит. Далее пучок поступает в канал для транспортировки к эксперименту.

Медленный вывод (*slow extraction*) производится в синхротронах в течение очень большого числа оборотов ускоренного пучка, постепенно направляемого на экспериментальные установки. Такая растянутость во времени связана со счетной методикой измерительной аппаратуры. Для этого в настоящее время успешно используются резонансы бетатронных колебаний.

Требования к такому способу вывода пучка состоят в плавности введения частиц в резонанс и получении при этом быстрого роста амплитуд колебаний, что обеспечивает эффективное попадание («заброс») пучка в отклоняющее устройство (септум).

Резонанс бетатронных колебаний создается специальными линзами, установленными в кольце ускорителя. Когда пучок ускорен, в нужный момент в линзы подается ток, и их поля изменяют частоту бетатронных колебаний и раскачивают их амплитуду (обычно в горизонтальной плоскости). Наилучшим для этих целей является резонанс $Q_x = m/3$, когда на трех оборотах циркулирующего пучка укладывается целое число колебаний m .

Такой резонанс относится к резонансам 3-го порядка: целое число колебаний происходит за три оборота. (Но m нельзя брать кратным 3, поскольку в этом случае на одном обороте уляжется целое число колебаний, т.е. возникнут также целые резонансы.) Величину $m/3$ выбирают близкой к рабочей частоте (настройке) бетатронных колебаний, при которой идет цикл ускорения. В этом случае в линзах требуется меньший ток и им можно точнее управлять.

Рис. 7.5 иллюстрирует ситуацию, когда на трех оборотах укладывается m , равное семи колебаниям, т.е. на азимуте расположения выводного устройства после трех оборотов фазы совпадают. За последние три оборота амплитуда частиц сильно возросла, и они попали («забросились») в зазор септум-магнита.

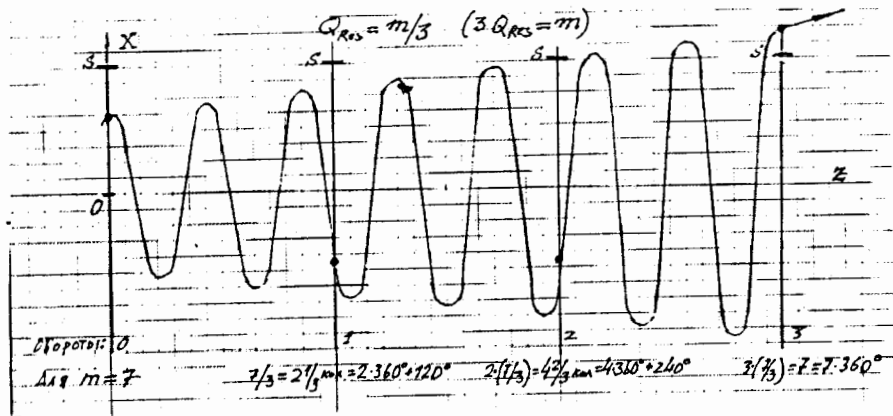


Рис. 7.5. Колебания частицы при резонансе 3-го порядка

Эта картина изображена на фазовой плоскости в координатах $X(\text{см})-U(\text{мрад})$ (рис. 7.6).

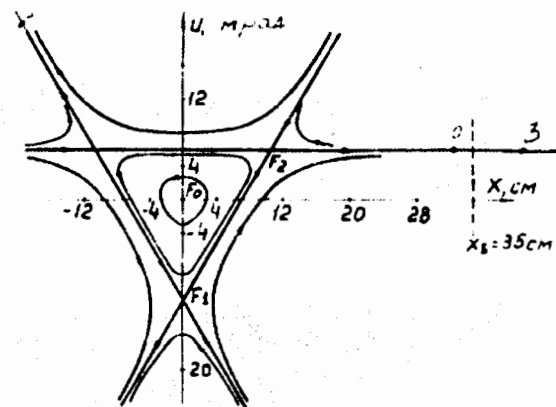


Рис. 7.6. Фазовая диаграмма резонанса $m/3$. Септум расположен на расстоянии $x=35$ см от центра камеры

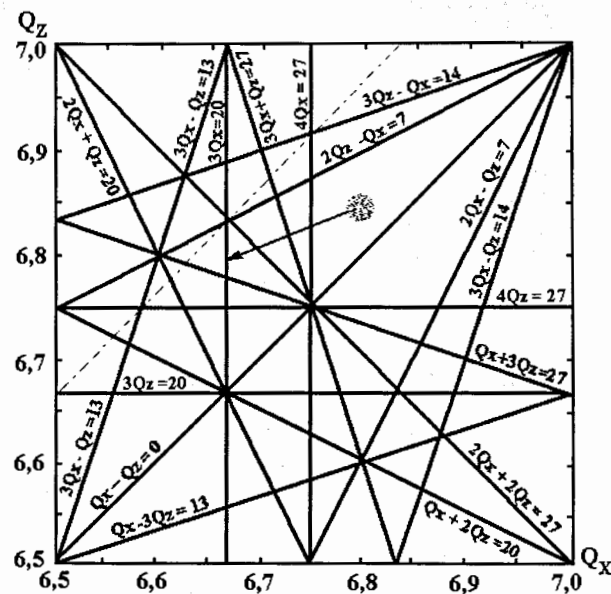


Рис. 7.7. Нуклотрон. Переход из рабочей точки к резонансу $Q_x = 20/3$

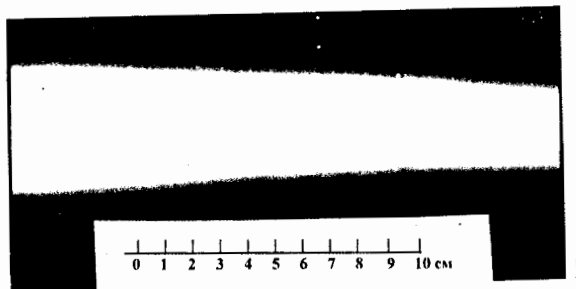


Рис. 7.8. Резонансная раскачка пучка в синхрофазотроне $Q_x = 2/3$

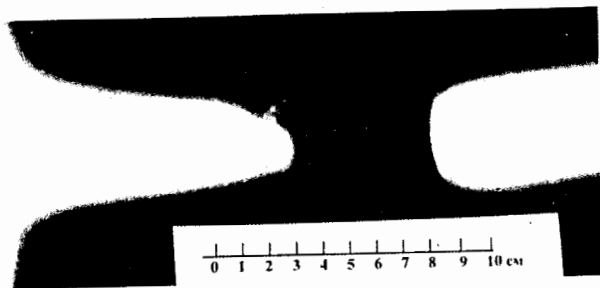


Рис. 7.9. Отделение с помощью септум-магнита циркулирующего пучка от выводимого

Контрольные вопросы

1. Почему необходима достаточно большая энергия инжекции в синхротрон?
2. Схема однооборотной инжекции.
3. Какие используются способы многооборотной инжекции?
4. Что называется быстрым выводом и какова его схема?
5. Как происходит медленный вывод?

Тема: Встречные пучки и накопительные кольца

В ядерной физике во время реакции с неподвижной мишенью ускоренный протон (или ядро) тратит свою кинетическую энергию на преодоление потенциального барьера ядра мишени, другая «полезная» часть идет на саму реакцию, а третья часть этой энергии уносится с продуктами реакции, движущимися в направлении ускоренной частицы. Таким образом, энергия ускоренных частиц при их соударении с неподвижной мишенью используется не полностью.

Крупнейшие ускорители строятся, чтобы генерировать новые частицы. Чем больше энергии освобождается при соударении, тем более тяжелые и интересные частицы можно получить. Однако стоимость таких ускорителей катастрофически возрастает и требуются выходы, позволяющие получить нужные реакции на больших энергиях при относительно умеренных затратах на сооружение ускорителей. Для этого существуют коллайдеры – ускорители, работающие на встречных пучках, которые позволяют решать такие задачи.

Для простоты возьмем две одинаковые частицы с энергией покоя E_0 , одна из которых неподвижна, а другая налетает на нее с полной энергией E . (При дальнейшем рассмотрении полезно представлять аналогию с двумя шариками, когда в первом случае один неподвижен, а во втором оба летят навстречу с одинаковыми скоростями.) Можно показать, что в системе центра масс этих частиц, движущейся относительно лабораторной системы отсчета, «полезная» энергия их взаимодействия $E_{цмвз}$ в релятивистском случае ($E \gg E_0$) составляет:

$$E_{цмвз} = [2E_0 E]^{1/2}. \quad (7.1)$$

Когда же две частицы с одинаковой энергией движутся навстречу друг другу, т. е. когда энергия в лабораторной системе совпадает с энергией в системе центра масс, практически вся энергия $E_{лцвз}$ идет на нужную реакцию

$$E_{лцвз} = 2E. \quad (7.2)$$

Таким образом, $E_{лцвз}/E_{цмвз} = [2E/E_0]^{1/2}$. Так, для $E=100$ ГэВ эта разница составляет 15 раз. А для того чтобы в ускорителе с неподвижной мишенью достигнуть этой же энергии реакции $E_{цмвз} = 2 \times 100 = 200$ ГэВ, потребуется создать ускоритель на 20 ТэВ!

В то же время видны и трудности этого метода, состоящие в том, что встречные пучки практически прозрачны друг для друга. Соответственно, относительно мала и скорость отсчета полезных событий. Поэтому наиболее часто используется схема, когда два пучка, циркулируя в постоянном МП во встречном направлении, многократно проходят друг сквозь друга в месте их встречи. Такие установки получили название ускорители со встречными пучками – *коллайдеры (colliders)*, а входящие в них кольца – *накопительные, или накопители (storage rings)*. Эта техника начала развиваться с 1956 г.

Коллайдер – ускоритель, в котором для использования в ядерной реакции всей полученной кинетической энергии заряженных частиц происходит взаимодействие двух пучков, направленных навстречу друг другу.

В то время как при соударении ускоренной частицы с неподвижной мишенью значительная часть ее энергии переходит в энергию движения покоившейся частицы, при «лобовом» встречном взаимодействии частиц одинаковой энергии вся она идет на взаимодействие.

Схемы коллайдеров даны на рис. 7.10.

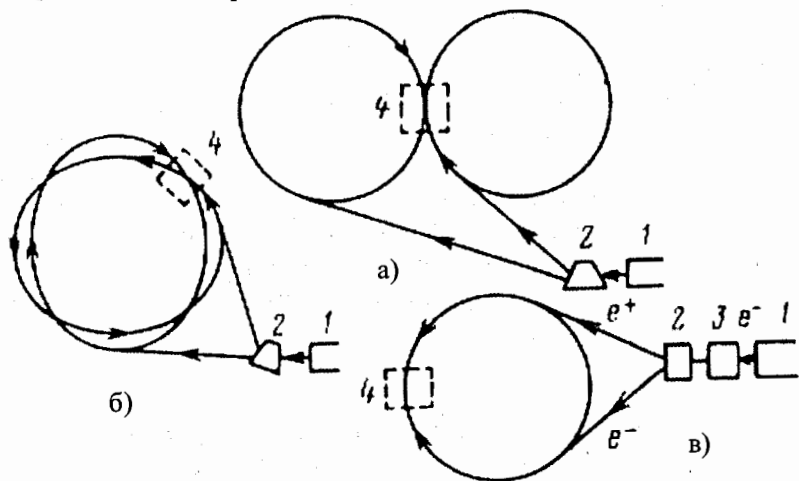


Рис. 7.10. Варианты схем со встречными одноименно (а, б) и разноименно (в) заряженными пучками: 1 – ускоритель-инжектор; 2 – коммутатор пучков; 3 – электронно-позитронный конвертор; 4 – место встречи и регистрирующая аппаратура

Экспериментальные возможности коллайдера характеризуются его светимостью L , определяемой как коэффициент пропорциональности между сечением исследуемого процесса σ (площадь в см^2) и числом полезных событий (отсчетов) в единицу времени M :

$$M=L\sigma. \quad (7.3)$$

Светимость «обеспечивает» частоту регистрации полезных событий. Она определяется возможностями ускорительной установки: интенсивностью пучков, их размером, частотой встреч, т. е. частотой обращения пучков:

$$L=N_1N_2f/S, \quad (7.4)$$

где N_1 и N_2 – число частиц во встречных пучках, f – частота их обращения, S – поперечное сечение пучков в области взаимодействия. Так, для реакции с сечением $\sigma = 10^{-30} \text{ см}^2$ при светимости $L = 10^{30} \text{ см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$ будет происходить один отсчет в секунду.

Первые коллайдеры были созданы и заработали одновременно в Новосибирске и Стэнфорде (США) в 1964 г.

Наиболее актуальные проблемы современной физики микромира решаются в настоящее время на крупнейших коллайдерах, энергия частиц в которых достигает ТэВ. По своей структуре коллайдеры имеют разнообразные конструктивные решения. Они являются крупнейшими исследовательскими сооружениями протяженностью до десятков километров. Как правило, коллайдеры состоят из двух синхротронов, совмещенных в одном кольце. Инжекция частиц одинаковой зарядности производится в противоположных направлениях в кольца, имеющие разные знаки магнитного поля. После ускорения изменением орбиты пучки под минимальными углами сводятся в точке встречи (одной или нескольких), где расположена экспериментальная физическая установка. Аналогично могут быть созданы коллайдеры на основе встречных пучков линейных ускорителей.

Повышение эффективности работы коллайдера направлено на увеличение интенсивности пучков и уменьшение их поперечного сечения в области взаимодействия S . В первом случае производится их предварительное накопление. Во втором используют охлаждение пучков, позволяющее существенно уменьшить площадь их взаимодействия. При ожидании редких событий увеличивают длительность циркуляции ускоренных пучков до часов и суток. Во избежание потерь частиц при их рассеянии на остаточном газе особо высокие требования предъявляются к вакууму. Рабочее давление в камере ускорителя понижается до $\sim 10^{-10}$ Па.

Крупнейшие коллайдеры находятся в научных центрах ЦЕРН, Женева (ядра свинца, энергия 2×3 ТэВ на нуклон); Батавия, США (протоны–антипротоны $1,8 \times 0,8$ ТэВ), Брукхейвен (протоны–протоны 2×250 ГэВ, тяжелые ионы 2×100 ГэВ на нуклон), Лос-Аламос /SLAC: PEP-II (1999) электроны–позитроны $\approx 9 \times 3$ ГэВ.

Охлаждение пучков

Электронное охлаждение

В методе электронного охлаждения, предложенном Г.И. Будкером в 1966 г., используются парные соударения частиц накопленного пучка с частицами вспомогательного пучка холодных электронов, двигающихся строго параллельно и не совершающих поперечных колебаний. При каждом соударении часть энергии тяжелой частицы передается электрону, т. е. ионы охлаждаются, а электроны нагреваются (рис. 7.11).

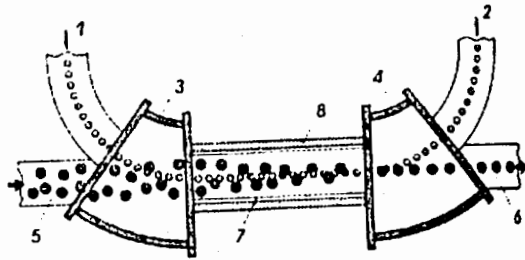


Рис. 7.11. Схема электронного охлаждения: 1, 2 – электронный пучок; 3, 4 – отклоняющие магниты; 5 – горячий пучок, 6 – охлажденный пучок тяжелых частиц; 7, 8 – стенки вакуумной камеры

Стохастическое охлаждение

Предложено Ван дер Меером в 1972 г. Принцип действия показан на рис. 7.12.

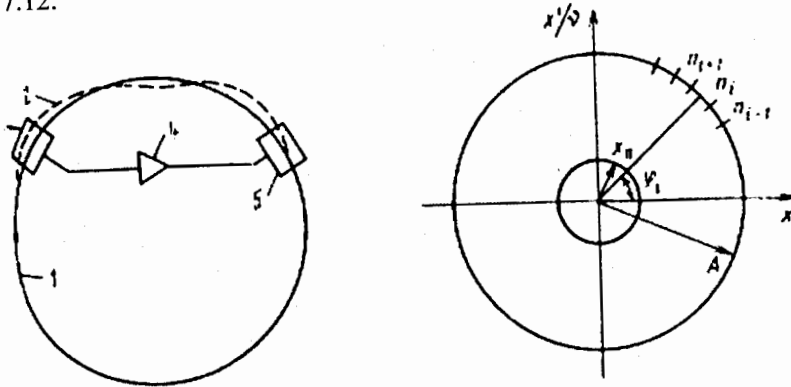


Рис. 7.12. Схема стохастического охлаждения

Он основан на том, что при повышающей флуктуации поперечных скоростей (импульсов) частиц (т. е. повышении их температуры) в некоторой точке ускорителя регистрируется сигнал флуктуации. Затем этот сигнал с опережением передается на импульсное устройство, которое изменяет угол флуктуировавшего сгустка, т. е. уменьшает эмиттанс пучка.

Контрольные предзачетные вопросы по теме «Физика ускорителей»

1. Типы ускорителей заряженных частиц и принципы их действия.
2. Автофазировка.
3. Слабая фокусировка.
4. Сильная фокусировка.
5. Что такое эмиттанс пучка?
6. Основные формулы.

Приложение

I. Характеристики пучков ускорителей

Основными параметрами пучка ускорителя являются тип частиц, энергия и интенсивность (ток). В прикладных работах говорят о мощности пучка – произведении его энергии на ток. Энергию легко регулировать в синхротронах, интенсивность – во всех ускорителях.

Энергетический спектр – зависимость числа частиц ΔN , приходящихся на энергетический интервал ΔE , от энергии. При экспериментах, как правило, оперируют не всей шириной спектра, а его шириной ΔE_0 на полувысоте кривой распределения. В большинстве случаев энергетическое распределение частиц близко к гауссовому. Если на установке требуется получить узкий спектр или выделить из пучка нужный сорт частиц, то используют магнитные или электростатические сепараторы.

Поперечное распределение частиц в пучке определяется эмиттансом по обоим поперечным направлениям. Здесь распределение также близко к гауссовому. Для получения на установке меньшего эмиттанса (размера) пучка его коллимируют. Но при этом, разумеется, снижается интенсивность.

Временная структура ускоренных пучков имеет сложный характер. Она специфична для каждого типа ускорителя и определяется происходящими в нем процессами. В простейших случаях – это постоянный ток. В других – это последовательность импульсов, следующих с частотой циклов ускорения (синхроциклотрон, бетатрон). В ЛУ длительность импульса определяется работой ВЧ-генератора.

Время вывода пучков из синхротронов стремятся сделать возможно длительным. Это так называемый медленный вывод. Его удастся сделать относительно большим: порядка секунды. При этом его временная структура неоднородна и модулирована большим числом гармоник, причиной которых являются пульсации в системе питания магнитного поля.

Величина интенсивности ускоренных частиц характеризуется ее средним и импульсным значениями:

$$N_{cp} = N_0 / T_{цик} \quad \text{и} \quad N_{имп} = N_0 / T_{имп}$$

где N_0 – интенсивность ускоренного пучка, $T_{цик}$ – длительность цикла, $T_{имп}$ – длительность импульса выведенного пучка. Аналогично – для тока.

Максимальная величина импульсной интенсивности определяется электромагнитным взаимодействием частиц в ускоряемом пучке. В классических ускорителях на ранних этапах ускорения определяющим является кулоновское взаимодействие между заряженными частицами.

Сквозность – отношение длительности цикла к длительности импульса:

$$S = T_{цик} / T_{имп}$$

II. Перечень основных формул

1. **Кинетическая энергия ускоряемых частиц.** Исходной является известная зависимость $E^2 = E_0^2 + (pc)^2$. Для ионов или ядер (полностью ионизованных ионов) высоких энергий с числом нуклонов A принято оперировать с кинетической энергией, приходящейся на один нуклон, w :

$$w = [E_0^2 + (pc/A)^2]^{1/2} - E_0 = [E_0^2 + (qVpc/A)^2]^{1/2} - E_0,$$

поскольку $p = qVr$ (см. в разделе «Циклотрон»). Здесь E_0 – энергия покоя нуклона, равная $9,38 \cdot 10^8$ эВ.

2. **Жесткость (Vr) ускорителя**, которая требуется для получения энергии w . Из той же исходной зависимости:

$$Vr = A[w(w + 2E_0)]^{1/2} / qc.$$

Жесткость измеряется в Тл·м.

3. **Эмиттанс.** Площадь фазового пространства в координатах поперечное смещение – угол наклона траектории:

$$\varepsilon = \pi r \alpha,$$

где r – полуширина пучка, α – его половинный угол. Измеряется в м·рад.

4. **Нормализованный эмиттанс.**

$$\mathcal{E} = \varepsilon \beta \gamma.$$

$\mathcal{E} = const$, если поперечный импульс (энергия) при продольном движении пучка не меняются.

5. **Ампер-витки**, необходимые для получения **индукции B** в зазоре дипольного магнита с высотой зазора h :

$$NI = Bh/\mu_0, \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}.$$

6. **Ампер-витки**, необходимые для получения **градиента G** в зазоре квадрупольной линзы с радиусом вписанной окружности r :

$$NI = Gr^2/2\mu_0.$$

7. **Компоненты магнитного поля** в квадрупольной линзе

$$B_y = Gx; \quad B_x = Gy; \quad G \text{ – градиент (Тл/м), } G = B_0/r,$$

где B_0 – индукция на полюсе линзы, r – радиус окружности, вписанной между полюсами.

8. **Бета-лямбда пополам линейный ускоритель.** Длина трубок дрейфа:

$$L = \beta\lambda/2.$$

9. **Бета-лямбда ускоритель.** Аналогично:

$$L = \beta\lambda.$$

10. **Частота обращения частиц в циклотроне:**

$$f = qB/2\pi m.$$

11. **Светимость L** – коэффициент пропорциональности между сечением процесса σ и числом полезных событий в единицу времени M :

$$M = L\sigma,$$

$$L = N_1 N_2 f / S,$$

где N_1 и N_2 – число частиц во встречных пучках, f – частота их обращения, S – поперечное сечение пучков в области взаимодействия.

III. Крупнейшие ускорители высоких энергий[†]

Ускоритель	Местоположение	Длина орбиты, км	Энергия	Год пуска
Large Hadron Collider, (LHC)	CERN, Geneva	$L=26,658$	$p \times p \ 2 \times 8 \text{ TeV}$ $Pb \times Pb \ 2 \times 3 \text{ TeV}$	2010
Large Electron Positron (LEP) Collider	CERN, Geneva	$L=26,658$	$e^+ e^-$ $2 \times 100 \text{ GeV}$	1989
Super Proton Synchrotron (SPS)	CERN, Geneva	$L=6,900$	$450 \text{ GeV}(p)$ $160 \text{ GeV}/u$ (h.ions)	1976
Tevatron, Fermi lab Collider	Batavia, Illinois, USA	$L= 6,280$	$p - anti p$ $1.8 \times 0.8 \text{ TeV}$	1983
Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC)	Brookhaven Nation. Lab. (BNL) NY, USA	$L=3,834$	$250 \text{ GeV}(p)$ $100 \text{ GeV}/u$ (h.ions)	2000
U-70 Proton Synchrotron, ИЯЭ	Serpukhov, Protvino, Russia	$L=1,483$	protons 70 GeV	1967

[†] 1). Catalogue of High Energy Accelerators, VII Conference on Accelerators, JINR, Dubna 1988.

2). <http://www.cern.ch/accelco>

80=

Учебное издание

Иссинский Игорь Борисович

**Введение в физику
ускорителей заряженных частиц**

УНЦ-2012-52

Редактор *Е. В. Сабеева*

Получено 09.10.2012. Подписано в печать 07.02.2013.
Формат 60 × 90/16. Усл. печ. л. 6,0. Уч.-изд. л. 7,22. Тираж 150. Заказ № 57911.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6
E-mail: publish@jinr.ru
www.jinr.ru/publish/