

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова
Физический факультет



БИБЛИОТЕКА МЕДИЦИНСКОГО ФИЗИКА

А. П. Черняев, М. А. Белихин, М. В. Желтоножская

ВВЕДЕНИЕ В ФИЗИКУ УСКОРИТЕЛЕЙ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Учебное пособие

*Рекомендовано методической комиссией
отделения ядерной физики
физического факультета МГУ*

Москва
2019

УДК 61:53(075.9)

ББК 53.6

Ч 49

Ч 49 Черняев А. П., Белихин М. А., Желтоножская М. В.
Введение в физику ускорителей заряженных частиц:
Учеб. пособие — М.: ООП физического факультета МГУ,
2019.— 112 с. с ил.— (Серия «Библиотека медицинского
физика»)

ISBN 978-5-6042768-7-7

Серия основана в 2017 году.

Редакционная коллегия: д. ф.-м. н. А. П. Черняев (главный редактор); д. б. н. В. В. Розанов (зам. главного редактора); д. т. н. Б. Я. Наркевич; к. ф.-м. н. С. М. Варзарь; к. ф.-м. н. А. В. Белоусов; к. ф.-м. н. П. Ю. Борщеговская; к. ф.-м. н. У. А. Близнюк; к. т. н. М. В. Желтоножская; Е. Н. Лыкова

Учебное пособие предназначено для слушателей программы профессиональной переподготовки по специальности медицинская физика. Основные цели пособия — представить базовые знания по физике ускорителей заряженных частиц, сформировать качественное представление и понимание процессов, протекающих в ускорителях, вызвать интерес к данной области науки и техники, а также к более глубокому ее изучению. Пособие будет полезно студентам, обучающимся по направлениям: медицинская физика, физика пучков заряженных частиц, ускорительная техника, физика атомного ядра и элементарных частиц. Представленные материалы представляют интерес для студентов медицинских вузов и практикующих врачей, работа которых связана с дистанционной лучевой терапией.

УДК 61:53(075.9)

ББК 53.6

ISBN 978-5-6042768-7-7

© Коллектив авторов, 2019

Содержание

Введение	5
Глава 1. Физические принципы ускорения заряженных частиц.....	9
1.1. Энергия, импульс и масса частиц	9
1.2. Высоковольтное ускорение	11
1.3. Индукционное ускорение.....	15
1.4. Резонансное ускорение.....	17
1.5. Движение частицы в магнитном поле	20
1.6. Коллективные методы ускорения.....	22
Глава 2. Описание основных понятий.....	24
2.1. Принцип автофазировки	24
2.2. Система частиц в фазовом пространстве	29
2.3. Интенсивность и ток пучка	30
2.4. Энергетическое распределение пучка	32
2.5. Временное распределение пучка.....	35
2.6. Поперечное распределение пучка.....	36
2.7. Устойчивость и фокусировка пучка	40
Глава 3. Описание основных типов ускорителей.....	48
3.1. Высоковольтные ускорители.....	48
3.2. Индукционные ускорители	55
3.3. Линейные резонансные ускорители	58
3.4. Классический циклотрон.....	64
3.5. Фазотрон	70
3.6. Изохронный циклотрон.....	72
3.7. Микротрон.....	76
3.8. Синхротрон	79

Глава 4. Применение ускорителей в медицине.....	87
4.1. Ионизирующие излучения в медицине.....	87
4.2. Лучевая терапия	91
4.3. Ядерная медицина	104
Литература.....	109

Введение

Ускорители заряженных частиц изначально создавались учеными для исследования строения вещества, поскольку для этих целей уже не хватало энергии и интенсивности пучков частиц от естественных источников. В 1920–1930 гг. были разработаны и запущены первые ускорители: каскадный ускоритель (1929 г.), электростатический ускоритель Ван-де-Граафа (1931 г.), циклотрон (1931 г.) и линейный ускоритель Видероэ (1928 г.). Спустя три четверти века эти установки стали играть в развитии нашей цивилизации такую же важную роль, как лазеры, ракеты, самолеты, космический аппараты и т. д., т. е. стали одним из главных достижений человечества. Со временем ускорители стали все шире использоваться в различных областях человеческой деятельности — медицине, промышленности и сельском хозяйстве. Размеры ускорителей по мере развития науки и техники постепенно уменьшались, а характеристики варьировались в значительных пределах, позволяя решать все более широкий круг задач. [1]

Само понятие ускорительной техники охватывает большой комплекс научно-технических проблем, связанных с теорией, расчетами, проектированием, изготовлением и эксплуатацией различных типов ускорителей заряженных частиц. Современные ускорители представляют собой сложные инженерные сооружения, которые могут создаваться только специализированными научно-исследовательскими и проектными коллективами при достаточно развитой промышленности.

Особо важную роль ускорители заряженных частиц играют в медицине, составляя почти 15% от общего количества высокотехнологичных медицинских установок, причем с каждым годом их количество увеличивается. Ускорители в медицине начали использовать менее чем через 10 лет после их создания. Уже в 1937 г. в Лондоне ускоритель был применен для лечения онкологических заболеваний. В начале 1970-х гг. в медицине работало уже более 300 ускорителей различных типов. Кроме того, начались пробные эксперименты по использованию ускорителей протонов — их действовало четыре, в том числе два в нашей стране. С 1980-х гг. линейные ускорители электронов существенно уменьшились в размере и стали более удобными для использования в лучевой терапии. Это оказалось возможным после усовершенствования использующихся в них источников высокочастотного электромагнитного поля. Если до 1970-х гг. в медицине доминировали бетатроны и установки на основе изотопа кобальта Co-60, то с 1980-х гг. линейные ускорители электронов стали вытеснять кобальтовые установки и другие типы ускорителей. Уже к 2000 г. их количество в мире достигло 5000, а по последним данным к настоящему времени оно составляет почти 14000. С 1960-х годов рост числа электронных линейных ускорителей, применяемых для медицинских целей, может быть аппроксимирован квадратичной зависимостью. Если такая тенденция будет наблюдаться и в дальнейшем, то, к примеру, к 2020 г. количество ускорителей электронов, применяемых в медицине, может достигнуть почти 21000 единиц. Медицинские ускорители на сегодняшний день используются в 117 странах мира. [1,2,3]

С начала 1990-х гг. основными производителями ускорительной техники являлись компании Varian, Elekta, IBA, до некоторого времени Siemens и Philips. Бурный рост про-

даж медицинских ускорителей способствовал тому, что их суммарный ежегодный выпуск составляет от 700 до 1000 экземпляров. В России число медицинских ускорителей с начала XXI века растет линейно. За последние пятнадцать лет в нашей стране было заменено и установлено более 120 новых медицинских ускорителей. Сейчас используется около 150 ускорителей, и если такой линейный рост будет сохраняться в последующие годы, то к 2020 г. их число может возрасти до 300 [1].

Медицинские ускорители в ведущих странах мира [2]

Страна	Кол-во населения на один ускоритель, тыс. чел.	Население страны, млн чел.	Кол-во ускорителей, единиц
США	90	325.9	3709
Китай	1262	1371.0	1086
Япония	145	126.7	872
Германия	157	82.2	523
Франция	138	70.0	504
Италия	134	60.6	452
Великобритания	189	65.4	345
Бразилия	704	205.7	292
Канада	126	35.4	279
Испания	171	46.4	271
Индия	4943	1310.0	282
Турция	333	79.8	248
Россия	749	146.8	203
ВСЕГО			9286

Данное пособие состоит из четырех глав. В первой главе рассматриваются основные фундаментальные физические

принципы ускорения заряженных частиц, лежащие в основе работы ускорительной техники. Вторая глава посвящена рассмотрению основных понятий, используемых для описания процессов, протекающих в ускорителях, и описанию структуры и динамики пучков заряженных частиц. В третьей главе рассматриваются типы ускорителей, приводятся примеры реальных физических установок и их технических характеристик. Несмотря на то, что данное пособие посвящено прежде всего физике ускорителей, рассмотрение ведется в контексте применения их в медицине, поэтому в четвертой главе кратко рассматривается применение ускорительной техники в области медицины для осуществления лучевой терапии и производства радиофармпрепаратов.

Основные цели пособия — представить базовые знания по физике ускорителей заряженных частиц, сформировать качественное представление и понимание процессов, протекающих в ускорителях, а также вызвать интерес к данной области науки и техники, а также к более глубокому ее изучению. Пособие будет полезно студентам, обучающимся по направлениям: медицинская физика, физика пучков заряженных частиц, ускорительная техника, физика атомного ядра и элементарных частиц. Также пособие будет представлять интерес для студентов медицинских высших учебных заведений и практикующих врачей, работа которых связана с дистанционной лучевой терапией.

Глава 1.

Физические принципы ускорения заряженных частиц

1.1. Энергия, импульс и масса частиц

Одним из ключевых понятий в физике ускорителей заряженных частиц является понятие энергии. Полная энергия частицы E связана с массой частицы m и импульсом p через соотношение:

$$E^2 - p^2 c^2 = m^2 c^4 \quad (1.1.1)$$

где $E^2 - p^2 c^2$ — это релятивистский инвариант, c — скорость света в вакууме [4]. При переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой релятивистский инвариант и масса сохраняются. Энергия и импульс частицы при этом зависят от системы отсчета. В системе отсчета, относительно которой частица имеет скорость v , полная энергия E частицы имеет вид:

$$E = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}} = mc^2 \gamma \quad (1.1.2)$$

где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$ — релятивистский Лоренц-фактор, $\beta = \frac{v}{c}$ —

относительная скорость частицы (отношение скорости частицы к скорости света) [4]. Формула (1.1.2) показывает, что в релятивистской механике энергия свободной частицы E не обращается в нуль при скорости $v = 0$, а остается конечной величиной, называемой энергией покоя E_0 и равной соответственно [5]:

$$E_0 = m_0 c^2 \quad (1.1.3)$$

где m_0 — масса покоя частицы. Масса частицы m , движущейся со скоростью v , и масса покоя m_0 при этом связаны соотношением:

$$m = m_0 \gamma \quad (1.1.4)$$

Полная энергия частицы E равна сумме ее кинетической энергии W и энергии покоя E_0 :

$$E = W + E_0 \quad (1.1.5)$$

Импульс частицы представляет собой векторную величину:

$$\vec{p} = m \vec{v} \gamma \quad (1.1.6)$$

При малых скоростях ($v \ll c$) выражение (1.1.6) переходит в классическое выражение вида: $\vec{p} = m \vec{v}$, а при равенстве $v = c$ импульс обращается в бесконечность. Производная импульса по времени $d\vec{p} / dt$ есть сила, действующая на частицу. [5]

Единицей измерения энергии служит электрон-вольт (эВ). Энергия величиной 1 эВ — это энергия, приобретаемой электроном при прохождении разности потенциала в 1 В:

$$1[\text{эВ}] \approx 1,60218 \cdot 10^{-19} [\text{Кл} \cdot \text{В}] = 1,60218 \cdot 10^{-19} [\text{Дж}]$$

Поскольку скорость света c — это фундаментальная постоянная, не меняющаяся ни при каких условиях, то масса и импульс частицы могут быть выражены через единицы эВ. В случае импульса используются единицы эВ/с, а в слу-

чае массы — эВ/ c^2 , где $c = 3 \cdot 10^8$ м/с. Кроме того, массы ядер и частиц часто измеряются в атомных единицах массы (а. е. м.). [4] За одну атомную единицу массы принимается $1/12$ часть массы атома углерода ^{12}C :

$$1 \text{ а. е. м.} \approx 1,6606 \cdot 10^{-27} \text{ кг} \approx 931,5 \text{ МэВ}$$

1.2. Высоковольтное ускорение

Наиболее простой физический принцип ускорения заряженных частиц, т. е. искусственного увеличения их энергии с помощью электрических и магнитных полей до значений, существенно превышающих энергии теплового движения, представляет собой ускорение в электрическом поле высокой напряженности — высоковольтное ускорение¹. В этом случае ускорение происходит в потенциальном и квазистационарном электрическом поле. Электрическое поле потенциально, если выполняется условие $\vec{E} = -\text{grad}U$, где \vec{E} — вектор напряженности электрического поля, U — разность потенциалов, и квазистационарно, если его напряженность практически не меняется за промежутки времени, в течении которого частица пролетает ускоряющий промежуток, т. е. участок пространства, на котором частица испытывает воздействие внешних полей и ускоряется. Ускорение осуществляется путем выполнения работы электрического поля над зарядом частицы. [4,6]

На рис. 1.2.1. в общем виде изображена схема простейшей установки для реализации рассматриваемого метода ускорения. Установка состоит из герметичной трубки с дву-

¹ Данный принцип получил такое название, так как для создания полей, достаточных для достижения существенных приращений энергии частиц, необходимо использование высоких напряжений в сотни кВ — единицы МВ.

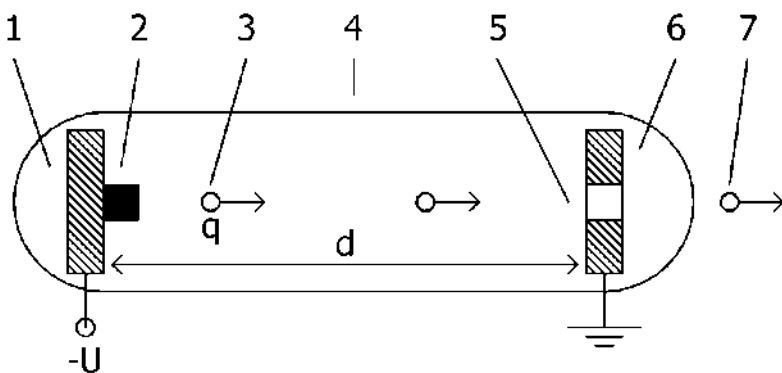


Рис. 1.2.1. Схема метода высоковольтного ускорения. 1 — электрод под отрицательным потенциалом, 2 — источник отрицательно заряженных частиц, 3 — частица, вылетевшая из источника, 4 — вакуумная трубка, 5 — выходное отверстие, 6 — электрод под нулевым потенциалом, 7 — ускоренная частица, d — расстояние между электродами, $-U$ — отрицательный потенциал, q — заряд частицы.

мя плоскими электродами, разнесенными друг от друга на расстояние d . В трубке созданы условия вакуума, чтобы минимизировать взаимодействие ускоряемых частиц с молекулами воздуха. На левом электроде, находящемся под отрицательным относительно земли потенциалом $-U$, расположен источник отрицательно заряженных частиц². В правом электроде, находящемся под потенциалом земли, имеется отверстие для вывода ускоренных частиц. Между электродами формируется разность потенциалов, равная ΔU , и потенциальное электрическое поле $\vec{\varepsilon}$.

Рассмотрим поведение единственной частицы, находящейся в ускоряющем промежутке. Частица, вылетая из источника,

² В качестве источника заряженных частиц может выступать, например, нагреваемый катод, с которого за счет явления термоэлектронной эмиссии происходит выход электронов.

испытывает воздействие электрического поля и начинает двигаться практически по прямолинейной траектории в соответствующем направлении с ускорением. Так как частица имеет отрицательный заряд q , то она будет двигаться против направления вектора напряженности электрического поля³. Уравнение движения частицы в данном случае имеет вид:

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{\varepsilon} + \frac{q}{c}[\vec{v}\vec{H}] \quad (1.2.1)$$

где \vec{p} — импульс частицы, $\vec{\varepsilon}$ — вектор напряженности электрического поля, \vec{H} — вектор напряженности магнитного поля, q — заряд частицы, \vec{v} — вектор скорости частицы, c — скорость света. Из уравнения движения (1.2.1) видно, что в общем случае электромагнитное поле является суперпозицией электрического $\vec{\varepsilon}$ и магнитного \vec{H} полей. Если $\vec{\varepsilon} \neq 0, \vec{H} = 0$, то говорят только об электрическом поле, если $\vec{\varepsilon} = 0, \vec{H} \neq 0$, то о магнитном. Первое слагаемое описывает силу, с которой электрическое поле действует на заряженную частицу. Эта сила не зависит от скорости частицы и ориентирована вдоль вектора напряженности электрического поля $\vec{\varepsilon}$. Второе слагаемое описывает силу, с которой магнитное поле действует на заряженную частицу. Эта сила называется силой Лоренца. Она пропорциональна скорости частицы, и ее направление перпендикулярно векторам скорости частицы \vec{v} и магнитного поля \vec{H} . Умножив уравнение движения скалярно на скорость \vec{v} и учитывая, что $\vec{v}d\vec{p} = dE$, где E — энергия частицы, и $\vec{v}dt = d\vec{r}$, где $d\vec{r}$ — радиус вектор, описывающий положение частицы в пространстве, получим уравнение изменения энергии частицы E :

$$dE = q\vec{\varepsilon}d\vec{r} \quad (1.2.2)$$

³ В случае положительного заряда частица будет двигаться по направлению вектора напряженности поля, тогда для осуществления ускорения левый электрод должен иметь положительный относительно земли потенциал.

Из полученного выражения (1.2.2) становится очевидно, что магнитное поле не может изменять энергию частицы. Это связано с тем, что сила, с которой магнитное поле действует на частицу, всегда перпендикулярна направлению скорости частицы, поэтому скалярное произведение $(\vec{v}, [\vec{v} \times \vec{H}]) = 0$. Так как поле потенциально ($\vec{\varepsilon} = -gradU$), то, проинтегрировав уравнение изменения энергии частицы, получим выражение для закона сохранения энергии:

$$E + q\Delta U = const \quad (1.2.3)$$

Из соотношения (1.2.3) видно, что при движении по произвольной траектории в пределах ускоряющего промежутка частица не может получить суммарное приращение энергии больше, чем $\Delta E_{\text{макс}} = q\Delta U$. Это означает, что максимальная энергия, которую приобретает некоторая частица в ходе движения через ускоряющий промежуток, определяется лишь величиной разности потенциалов между электродами ΔU . Например, для электронов при разности потенциалов между электродами $\Delta U = 1$ максимально возможное приращение энергии будет составлять всего лишь $\Delta E_{\text{макс}} = 1$ МэВ. [4,6]

Таким образом, максимальная энергия, до которой могут быть ускорены частицы с помощью рассмотренного метода ускорения, ограничивается сверху величиной приложенного напряжения ΔU , которое в свою очередь ограничивается возможностью возникновения электрического пробоя между электродами. Использование высоких напряжений предъявляет серьезные требования к конструкции установки и источников питания, качеству электрической изоляции и используемых материалов и т. д. Тем не менее, рассмотренный принцип ускорения находит практическое применение в реальных установках. [4,6,7,8] На основе него строятся высоковольтные ускорители различных типов, которые более подробно будут рассмотрены в разделе 3.1.

1.3. Индукционное ускорение

Альтернативным физическим принципом ускорения заряженных частиц является метод индукционного ускорения, т. е. ускорения в квазистационарном вихревом электрическом поле. В основе данного метода лежит явление, описываемое законом Фарадея:

$$\varepsilon = -\frac{\partial\Phi}{\partial t} \quad (1.3.1)$$

где ε — ЭДС электромагнитной индукции в замкнутом контуре, Φ — магнитный поток через поверхность S , охваченную этим контуром, t — время. [4] При этом выражение для приращения энергии частицы ΔE имеет вид:

$$\Delta E = -q \frac{\partial\Phi}{\partial t} \quad (1.3.2)$$

где q — заряд частицы. [4,6]

Из выражения (1.3.2) видно, что приращение энергии ΔE происходит за счет изменения⁴ магнитного потока Φ . В отличие от высоковольтного ускорения в потенциальном поле, прирост энергии зависит и от самой траектории частицы, а не только от ее конечных точек. [6] Систему, состоящую из траектории движения заряженной частицы и обмотки возбуждения магнитного потока, можно рассматривать как трансформатор, где траектория частицы представляет собой вторичную обмотку, а обмотка возбуждения магнитного потока — первичную. [4,6,7]

⁴ Чтобы приращение энергии ΔE было положительным, магнитное поле \vec{B} , создающее поток, должно быть либо ориентировано против вектора элемента поверхности $d\vec{S}$ и возрастать по абсолютной величине, либо быть ориентировано по направлению вектора $d\vec{S}$ и убывать. Вектор элемента поверхности $d\vec{S}$ представляет собой нормаль \vec{n} к элементарному участку поверхности dS и может быть представлен как $d\vec{S} = dS \times \vec{n}$.

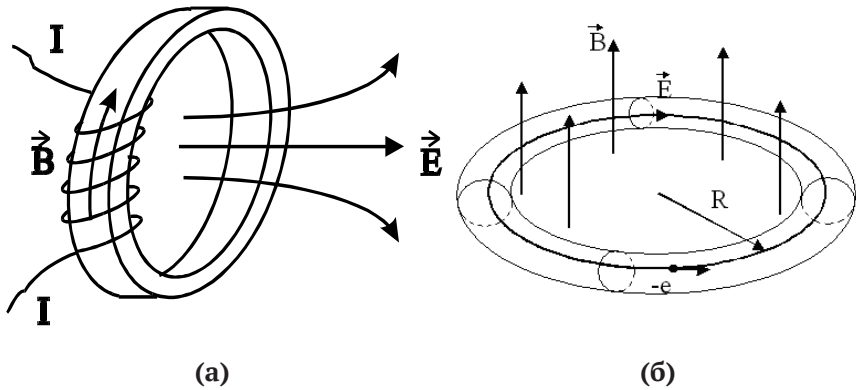


Рис. 1.3.1. Принцип индукционного ускорения. Линейное (а) и циклическое (б) ускорение соответственно. B — магнитная индукция, E — напряженность вихревого электрического поля, I — ток, протекающий через обмотку возбуждения магнитного потока. [4]

Для ускорения частиц могут использоваться вихревые электрические поля на всей длине замкнутой орбиты, как это делается в циклических индукционных ускорителях — бетатронах, либо на отрезке прямой линии, как это делается в линейных бетатронах. [4] Данные ускорители более подробно будут рассмотрены в разделе 3.2.

С помощью формулы (1.3.2) можно оценить характерную величину приращения энергии, которая может быть получена в процессе индукционного ускорения [6]. Пусть L и R — характерные размеры ускорительной системы, где L — продольные размеры, а R — поперечные, тогда их произведение дает характерную площадь поверхности $S = LR$. Величина приращения энергии ΔE равна модулю скорости изменения магнитного потока, умноженному на заряд, и выражается следующим образом:

$$\Delta E = q \left| \frac{\partial \Phi}{\partial t} \right| \approx q \frac{\Phi_{\text{макс}}}{T} = q \frac{B_{\text{макс}} LR}{T} \quad (1.3.3)$$

где T — характерное время изменения магнитного потока, $\Phi_{\text{макс}}$ — максимальное значение потока, $B_{\text{макс}}$ — максимальное значение индукции. Пусть параметры имеют вид: $T = 1$ мкс, $L = 10$ м, $R = 1$ м, $B_{\text{макс}} = 1$ Тл, q — элементарный заряд, тогда характерная величина приращения энергии составляет:

$$\Delta E \approx 10 \text{ МэВ}$$

Существенное сокращение размеров ускоряющей системы может быть достигнуто, если в процессе ускорения частица будет многократно проходить ускоряющий промежуток, особенно, если при этом индукционное электрическое поле распределено вдоль всей орбиты⁵ движения частиц. [6]

1.4. Резонансное ускорение

Принцип резонансного ускорения является основой современной ускорительной техники, так как он позволяет получать большие энергии частиц при использовании относительно невысоких ускоряющих напряжений. Принцип заключается в том, что частица либо один раз проходит несколько ускоряющих промежутков⁶, либо один и тот же промежуток, но многократно⁷. За каждый проход частица получает небольшое приращение энергии. Электрическое поле ускоряющего промежутка не постоянно, а изменяется синхронно с движением частиц. Оно принимает необходимые для ускорения значения только тогда, когда частица находится в ускоряющем промежутке. Именно такая синхронная работа изменения поля и движения частицы дает основания называть

⁵ Орбитой в ускорительной технике принято называть траекторию, по которой движутся ускоряемые частицы.

⁶ Линейное резонансное ускорение.

⁷ Циклическое резонансное ускорение.

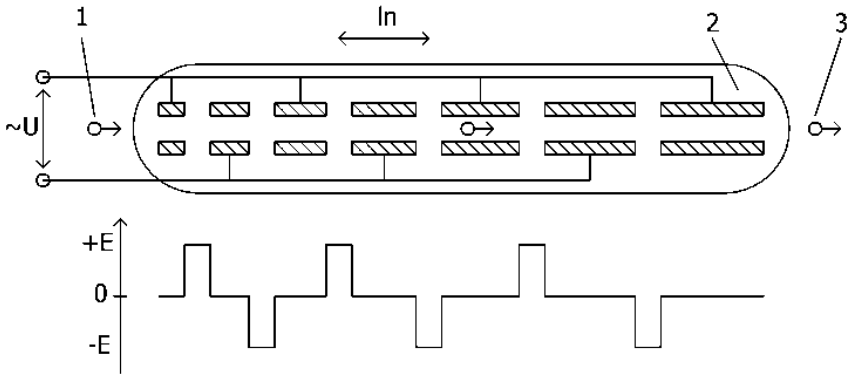


Рис. 1.4.1. Принцип линейного резонансного ускорения. 1 — исходная частица, 2 — крайняя дрейфовая трубка, 3 — ускоренная частица, l_n — длина n -ой трубки, $\sim U$ — переменное гармоническое напряжение. Ниже изображена мгновенная эпюра значений ускоряющих полей в промежутках между дрейфовыми трубками.

данный принцип резонансным. Отказ от потенциальности и квазистационарности ускоряющего поля снимает ограничения, связанные с использованием высоких напряжений, и в целом позволяет увеличить значения ускоряющего поля по сравнению с двумя рассмотренными ранее принципами. [4,6] На рис. 1.4.1. на примере линейного резонансного ускорителя продемонстрирован принцип резонансного ускорения.

Простейший вариант линейного резонансного ускорителя состоит из последовательности дрейфовых трубок, через одну подключенных к источнику переменного гармонического напряжения амплитуды U . Частицы ускоряются в промежутках между трубками, так как в них сосредоточено ускоряющее поле, в самих же трубках поле практически отсутствует. Частицу, ускоренную в одном зазоре, можно ускорить и в следующем, если к моменту ее подхода к этому зазору напряжение питания трубок сменит знак на противоположный, т. е. пройдет половина периода колебаний. В этом случае будет выполняться соотношение:

$$l_n = v_n \frac{T_0}{2} = \frac{\lambda_0 v_n}{2c} \quad (1.4.1)$$

где l_n — длина n -ой трубки, v_n — скорость частицы в n -ой трубке, T_0 — период изменения поля, $\lambda_0 = cT_0$ — длина волны ускоряющего поля.

Длина трубок с ростом энергии частицы увеличивается. Величина приращения энергии в ускоряющем промежутке зависит от фазы напряжения в момент пролета частицы. Видно, что область ускоряющего поля при резонансном ускорении перемещается синхронно с частицей от зазора к зазору. Это перемещение можно представить в виде гармонической волны с частотой $\omega_0 = \frac{2\pi}{T_0}$, имеющей фазовую скорость v_ϕ , равную скорости ускоряемой частицы v_n . [6]

Частицы, влетающие в ускоритель, имеют начальный разброс по энергиям и проходят в ускоряющий зазор в разные моменты времени, т. е. в разных фазах, и получают разные приращения энергии. В таких условиях может быть только одна равновесная⁸ частица, прошедшая ускоряющий промежуток в точно расчетной фазе и сохранившая ее к следующему ускоряющему промежутку, остальные же сдвинутся относительно нее по фазе из-за различия в приросте энергии. Поэтому для поддержания условия резонанса в ускорительной системе должно выполняться следующее требование: частицы, несколько отклоняющиеся по фазе или энергии от равновесной частицы, должны хотя бы в среднем ускоряться⁹. [6]

Важно также отметить, что в случае циклического резонансного ускорения процесс ускорения оказывается возможен, если циклическая частота обращения частиц

⁸ Эту частицу часто называют синхронной.

⁹ Это требование называется фазовой устойчивостью или принципом автофазировки. Более подробно оно рассмотрено в разделе 2.1.

ω кратна частоте внешнего ускоряющего поля ω_0 , так как в этом случае частицы проходят один и тот же ускоряющий промежуток многократно:

$$\omega_0 = k\omega \quad (1.4.2)$$

где k — это целое число, называемое кратностью ускорения. [4]

1.5. Движение частицы в магнитном поле

Несмотря на то, что приращение энергии частиц в процессе ускорения производится электрическим полем, в ускорительной технике находят применение и магнитные поля, поэтому для понимания принципов работы конкретных типов ускорителей необходимо рассмотреть поведение заряженной частицы, помещенной в постоянное однородное магнитное поле.

В магнитном поле \vec{H} , направленном вдоль оси z , на некоторую частицу с массой m , обладающую зарядом q и движущуюся по инерции в плоскости XU , которая перпендикулярна оси z , действует сила, искривляющая траекторию ее движения и заставляющая двигаться по окружности. Сила, действующая со стороны магнитного поля на эту частицу, называется силой Лоренца:

$$F_{\vec{e}} = \frac{qv_{xy}H_z}{c} \quad (1.5.1)$$

где H_z — проекция напряженности магнитного поля \vec{H} на ось z , v_{xy} — проекция скорости частицы на плоскость XU , c — скорость света. Как уже было отмечено выше, сила Лоренца всегда перпендикулярна направлению магнитного поля и скорости частицы, а поэтому, изменяя направление

движения частицы, она не совершает работы и не может изменить величину скорости частицы. [6]

В общем случае, когда частица обладает некоторой скоростью v_z вдоль направления магнитного поля, частица будет двигаться по винтовой траектории с радиусом R и осью z , направленной вдоль магнитного поля. В частном же случае, когда скорость частицы вдоль направления поля $v_z = 0$, частица движется по окружности в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля. [5]

Радиус окружности R в обоих случаях будет определяться равенством центростремительной силы $F_{ц}$, возникающей при круговом движении, и силы Лоренца F_L :

$$F_{ц} = \frac{mv_{xy}^2}{R} = F_L = \frac{qv_{xy}H_z}{c} \quad (1.5.2)$$

Отсюда может быть получено выражение для радиуса окружности R , по которой движется частица:

$$R = \frac{mv_{xy}c}{qH_z} \quad (1.5.3)$$

Из (1.5.3) видно, что радиус окружности R пропорционален проекции скорости частицы v_{xy} , тогда время T , за которое частица совершает полный оборот, и частота обращения¹⁰ ω , выражаются следующим образом:

$$T = \frac{2\pi R}{v_{xy}} = \frac{2\pi mc}{qH_z} \quad (1.5.4)$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{qH_z}{mc} \quad (1.5.5)$$

¹⁰ Частота обращения частицы в магнитном поле называется циклотронной частотой.

Таким образом, если масса частицы m постоянна, то время T не зависит от ее скорости, так как радиус орбиты R , т. е. путь, проходимый частицей, пропорционален скорости v_{xy} , а следовательно отношение пути к скорости не зависит от величины этой скорости¹¹. [9,10]

1.6. Коллективные методы ускорения

В рассмотренных ранее методах ускорения заряженных частиц используются внешние электрические поля высокой напряженности. Однако существуют методы, в которых используются электрические поля непосредственно совокупности заряженных частиц. Такие методы ускорения называются коллективным ускорением.

Впервые предложения о развитии новых методов ускорения были сделаны советскими физиками Г. И. Будкером, В. И. Векслером и Я. Б. Файнбергом в 1956 году на конференции в Женеве. В. И. Векслер предложил когерентные методы ускорения¹², что послужило основой для разработки методов ускорения ионов электронными кольцами и плазменными сгустками. Г. И. Будкер предложил использовать собственное электромагнитное поле самофокусирующегося электронно-ионного кольца, а Я. Б. Файнберг — использовать волны пространственного заряда в плазме. Именно эти идеи послужили основой для развития коллективных методов ускорения.

Основная задача коллективных методов ускорения — получение высоких эффективностей ускорения¹³, т. е. высоких

¹¹ Считается, что именно этот важный факт натолкнул Лоуренса на идею резонансного ускорения. [9]

¹² В частности, было предложено осуществлять ускорение движущейся средой, ударное ускорение и ускорение квазинейтральных сгустков. [4]

¹³ Также часто используется понятие темпа ускорения.

значений средней энергии, сообщаемой частице электрическим полем на единице длины ускоряющего устройства. Эффективность ускорения определяется напряженностью электрического поля и ограничена техническими возможностями устройств, создающих эти поля. Для разных типов ускорителей эффективность ускорения колеблется от 1 до 50 МэВ на 1 м длины системы.

Характерная особенность коллективных методов заключается в том, что электромагнитное поле, ускоряющее частицы, не является внешним, а возникает в результате кулоновского взаимодействия группы ускоряемых частиц с другой группой зарядов, например, в плазме, при условии его когерентного (синхронного) воздействия на всю ускоряемую группу частиц. Наиболее широко известны коллективные методы ускорения: плазменный метод ускорения (эффективность ускорения порядка 1000–10000 МэВ/м), ускорение ионов электронными пучками (эффективность ускорения порядка 100 МэВ/м) и ускорение электронными кольцами. Однако вследствие когерентных неустойчивостей при ускорении большого числа частиц эти методы в настоящее время так и не нашли широкого практического применения. [4]

Глава 2.

Описание основных понятий

2.1. Принцип автофазировки

В разделе 1.4., в котором был рассмотрен принцип резонансного ускорения, было сформулировано общее требование к системам резонансного ускорения: частицы, отклоняющиеся по фазе или энергии от равновесной частицы, в среднем должны ускоряться. Обычно это требование называют фазовой устойчивостью или принципом автофазировки¹⁴. [6] Автофазировка представляет собой механизм, который обеспечивает среднее возрастание энергии частиц, двигающихся не синхронно с ускоряющим полем. Этот механизм позволил существенно повысить энергию ускоренных частиц. На его основе были предложены новые типы резонансных ускорителей — синхротрон, фазотрон, синхрофазотрон, микротрон, а также получила второе рождение схема изохронного циклотрона. [4]

Качественно рассмотреть основную идею процесса автофазировки можно на примере циклического ускорения в циклотроне¹⁵ при частоте обращения частиц, уменьшающейся по мере роста энергии¹⁶. На рис. 2.1.1. и 2.1.2. изображены графики, поясняющие принцип автофазировки. Пусть синхронная (равновесная) частица, т. е. частица, частота

¹⁴ Данный принцип был сформулирован В. И. Векслером в 1944 г. и независимо Э. М. Макмилланом в 1945 г. [4]

¹⁵ Данный тип ускорителя подробно рассмотрен в пункте 3.4.

¹⁶ Уменьшение частоты обращения можно обеспечить использованием магнитного поля, спадающего с радиусом.

обращения которой всегда точно равна циклической частоте ω (см. раздел 1.5.), имеет фазу φ_c и проходит ускоряющий зазор в тот момент, когда ускоряющее поле, изменяющееся по гармоническому закону $\varepsilon = \varepsilon_0 \cos \varphi$, уже прошло через максимум и уменьшается, но пока что еще положительно. Неравновесная частица, которая проходит ускоряющий зазор позднее, чем равновесная, и имеет фазу $\varphi > \varphi_c$, получит меньшее приращение энергии, так как в момент ее прохода величина ускоряющего поля будет меньше. На следующем полуобороте ее частота обращения хотя и уменьшится, но все же будет больше, чем частота обращения равновесной частицы, поэтому она опять пройдет ускоряющий зазор позднее, но при этом ее запаздывание уменьшится, а фаза φ сдвинется в сторону значения φ_n . Через некоторое количество прохождений неравновесная частица попадет в ускоряющий зазор одновременно с равновесной ($\varphi = \varphi_n$)

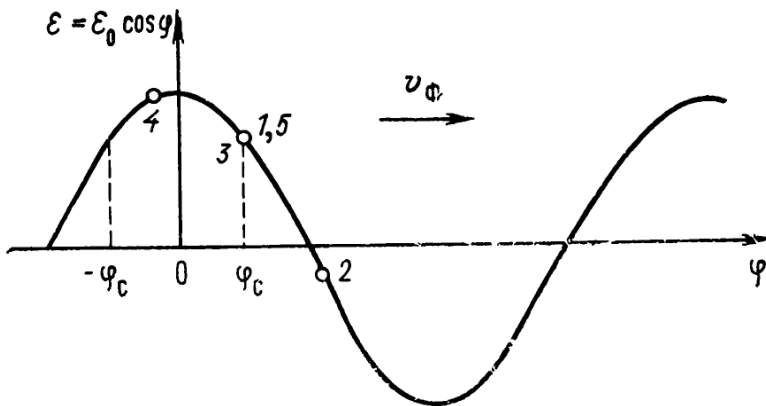


Рис. 2.1.1. Фазовые колебания в бегущей волне, где $\varepsilon = \varepsilon_0 \cos \varphi$ — изменение ускоряющего электрического поля, φ_n — фаза равновесной частицы, v_ϕ — фазовая скорость бегущей волны ускоряющего поля, 1, 3, 5 — точки, соответствующие равновесной фазе, 2 и 4 — точки, соответствующие крайним фазам неравновесной частицы.

и получит тот же прирост энергии, однако ее энергия будет все еще меньше, а частота, соответственно, больше, так что через некоторое время неравновесная частица уйдет вперед по фазе ($\varphi < \varphi_c$) и начнет набирать большую энергию, чем равновесная. К тому моменту, когда энергии частиц станут одинаковыми, неравновесная частица будет опережать равновесную по фазе ($\varphi < \varphi_c$), и процесс пойдет в обратную сторону: больший прирост энергии приведет к меньшей частоте обращения, запаздыванию по фазе и возвращению в первоначальное состояние. [6]

Таким образом, значения энергии и фазы неравновесной частицы совершают колебания около равновесных значений. Но равновесная энергия увеличивается со временем, следовательно, со временем будет в среднем возрастать и энергия неравновесных частиц, захваченных в резонансный режим ускорения. Колебания фаз и энергий неравновесных частиц называются фазовыми¹⁷. В циклических ускорителях ускоряющее напряжение обычно невелико, поэтому частота фазовых колебаний гораздо меньше, чем частота обращения частиц в магнитном поле. [6,9,10]

Как было замечено ранее, в основе резонансного принципа ускорения лежит взаимодействие частицы с бегущей волной, фазовая скорость которой равна скорости частицы. Амплитуда

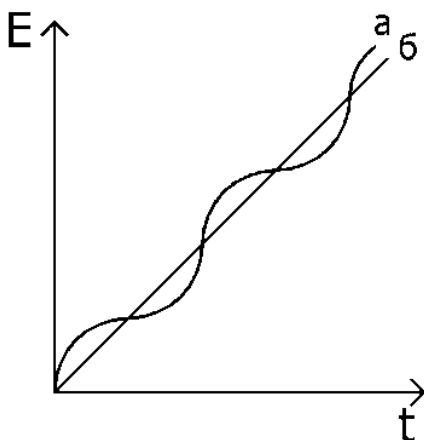


Рис. 2.1.2. Изменение энергии в процессе ускорения для равновесной (б) и неравновесной (а) частиц. [9]

¹⁷ В циклических ускорителях они часто называются синхротронными. [6]

и фаза волны зависит только от конкретного вида ускоряющей системы. Возможность равновесного ускорения частиц при малых ускоряющих напряжениях определяется условиями (2.1.2), (2.1.4) и (2.1.5)¹⁸, при этом ускорение неравновесных частиц обеспечивается механизмом автофазировки. [6]

Рассмотрим эти условия для линейного и циклического ускорения. Предположим, что волна электрического поля распространяется в направлении движения частиц, т. е. либо вдоль оси линейного ускорителя, либо по азимуту циклического ускорителя. Фазовая скорость этой волны предполагается меняющейся либо в результате увеличения длины трубок дрейфа (в линейных ускорителях), либо вследствие изменения частоты (в циклических ускорителях).

Для линейного ускорения условие равновесного движения представляет собой тождество скорости равновесной частицы v_c и фазовой скорости волны v_ϕ :

$$v_c(E_c) \equiv v_\phi(s) \quad (2.1.1)$$

где E_c — энергия равновесной частицы, s — координата вдоль траектории распространения волны электрического поля. При любом характере увеличения фазовой скорости вдоль системы может существовать равновесная частица, если в каждой точке пространства выполнено условие:

$$\cos \varphi_c = \left(\frac{E_c}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{p_c}{q\varepsilon_0} \right) \left(\frac{dv_\phi}{ds} \right) < 1 \quad (2.1.2)$$

где E_c — энергия равновесной частицы, m — масса частицы, c — скорость света, p_c — импульс равновесной частицы, q — заряд частицы, ε_0 — амплитуда ускоряющего электрического поля, dv_ϕ/ds — производная фазовой скорости по координате. Из соотношения видно, что нельзя увеличивать фазовую скорость слишком резко, и это ограничение тем слабее, чем

¹⁸ Эти условия иногда называются условиями Векслера. [6]

больше амплитуда ускоряющего поля ε_0 . При выполнении этого условия возможно существование и ускорение равновесной частицы, а также ускорение частиц, близких к ней по своим значениям фазы и энергии.

Для циклического ускорения условие равновесного движения представляет собой тождество частоты обращения равновесной частицы ω_c и частоты ускоряющего поля ω_0 :

$$k\omega_c(E_c, t) \equiv \omega_0(t) \quad (2.1.3)$$

где $E_{\bar{n}}$ — энергия равновесной частицы, k — кратность, t — время. Кратность в процессе ускорения не изменяется¹⁹. В случае ускорения с постоянным во времени магнитным полем и меняющимся радиусом равновесной орбиты условие равновесного движения имеет вид:

$$\cos \varphi_{\bar{n}} = \frac{2\pi}{eU(\partial\omega/\partial E)_{\bar{n}}} \frac{1}{\omega_0} \frac{d\omega_0}{dt}, 0 < \cos \varphi_{\bar{n}} < 1 \quad (2.1.4)$$

При не слишком резком изменении частоты ускоряющего поля ω_0 в нужную сторону существует равновесная частица, а находящиеся в непосредственной близости частицы могут в среднем по времени ускоряться. Чем меньше ускоряющее напряжение, тем медленнее следует менять частоту ω_0 для поддержания условия равновесного движения. В случае ускорения с постоянным радиусом равновесной орбиты и переменным во времени магнитным полем условие равновесного движения имеет вид:

$$\cos \varphi_c = \frac{2\pi E_c^2 R_c p_c}{E_0^2 eU} \frac{1}{\omega_0} \frac{d\omega_0}{dt} < 1 \quad (2.1.5)$$

В данном случае для ускорения равновесной частицы частота ускоряющего поля ω_0 всегда должна увеличиваться,

¹⁹ За исключением ускорителя типа микротрон, подробно описанного в пункте 3.7. [4]

независимо от знака $\partial\omega/\partial E$. При очень больших (релятивистских) энергиях $E_c \gg E_0$ частота должна меняться очень медленно, т. е. фактически $(d\omega_0/dt) \rightarrow 0$, поэтому частота обращения ω_n при постоянном радиусе R_c становится не зависящей от энергии частицы E_n . [6]

2.2. Система частиц в фазовом пространстве

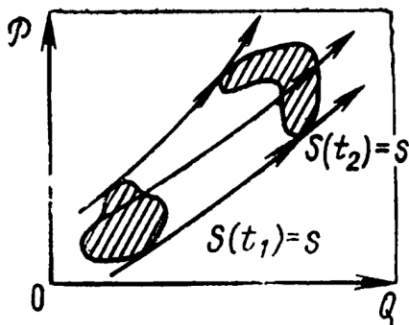
Основной интерес в физике ускорителей представляет не движение индивидуальной частицы, а поведение коллектива частиц. Удобным в этом отношении является использование концепции фазовой плоскости, позволяющей обойтись без интегрирования уравнений движения частиц и дающей наглядное представление о поведении всей совокупности частиц.

Рассмотрим систему с одной степенью свободы, в которой движение происходит по некоторой обобщенной координате Q и описывается обобщенным импульсом P . Тогда плоскость (P, Q) будет фазовой плоскостью. Ее можно представить как координатную плоскость, одной осью которой является импульс частицы P , а другой — пространственная координата Q (Рис. 2.2.1.). Так как в классической механике состояние движения частицы в любой момент времени полностью определяется ее координатой и импульсом, то оно соответствует определенной изображающей точке на фазовой плоскости. Тогда изменение состояния во времени описывается следом изображающей точки на фазовой плоскости, который называется фазовой траекторией²⁰.

Основной смысл введения понятия фазовой плоскости состоит в использовании теоремы Лиувилля, которую в наиболее простом виде можно сформулировать следующим

²⁰ Например, в случае периодического движения фазовая траектория будет замкнута, так как состояние частицы через каждый период повторяется.

Рис. 2.2.1. Изменение формы и положения некоторой площади, занятой системой частиц на фазовой плоскости, где $S(t_1)$ и $S(t_2)$ — занятая площадь фазовой плоскости в моменты времени t_1 и t_2 , P — обобщенный импульс, Q — обобщенная координата. [6]



образом: при любом движении площадь, занятая на фазовой плоскости некоторой совокупностью частиц²¹, остается постоянной вдоль фазовых траекторий, хотя положение и форма этой площади могут произвольно меняться. [6] Применение теоремы Лиувилля продемонстрировано на рис. 2.2.1.

2.3. Интенсивность и ток пучка

Как правило, в ходе процесса ускорения заряженных частиц происходит не только увеличение их энергии, но и фокусировка в пучок, т. е. в узконаправленный поток. Одними из основных характеристик пучков, помимо энергии, являются интенсивность и ток пучка. [4] Интенсивность пучка I — это отношение числа частиц dN , переносимых пучком за определенный промежуток времени dt , к величине этого промежутка:

$$I = \frac{dN}{dt} \quad (2.3.1)$$

Ток пучка i — это отношение электрического заряда ΔQ , переносимого пучком заряженных частиц за определенный интервал времени, к величине этого интервала Δt :

²¹ В качестве наглядной аналогии для совокупности изображающих точек на фазовой плоскости часто рассматривается несжимаемая жидкость.

$$i = \frac{\Delta Q}{\Delta t} \quad (2.3.2)$$

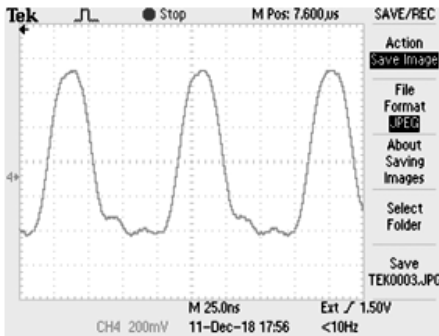
Обычно различают мгновенный, средний и импульсный токи пучка. Мгновенный ток пучка $i_{\text{мгн}}$ — это предел отношения электрического заряда ΔQ , переносимого пучком заряженных частиц за интервал времени Δt , при $\Delta t \rightarrow 0$:

$$i_{\text{мгн}} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta Q}{\Delta t} \quad (2.3.3)$$

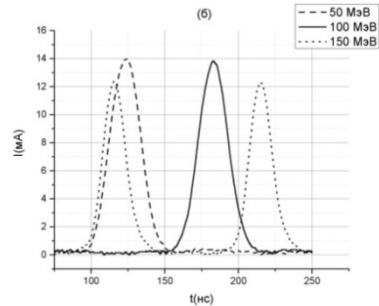
Средний ток пучка i_{cp} — это отношение электрического заряда ΔQ , переносимого пучком заряженных частиц за промежуток времени, равный периоду следования импульсов $T_{\text{имп}}$, к этому промежутку времени:

$$i_{\text{cp}} = \frac{\Delta Q}{T_{\text{имп}}} \quad (2.3.4)$$

Импульсный ток пучка $i_{\text{имп}}$ — это отношения электрического заряда ΔQ , переносимого пучком заряженных частиц в течение импульса тока, к длительности этого импульса $\tau_{\text{имп}}$:



(а)



(б)

Рис. 2.3.1. Исходная осциллограмма (а) тока пучка протонов с энергией 150 МэВ в протонном синхротроне, полученная с помощью измерительного трансформатора тока (пояс Роговского), и пересчитанные графики (б) зависимости тока пучка от времени для трех различных энергий. [11]

$$i_{имп} = \frac{\Delta Q}{\tau_{имп}} \quad (2.3.5)$$

Ток пучка i связан с интенсивностью пучка I через соотношение:

$$i = eI \quad (2.3.6)$$

где e — элементарный заряд. Произведение интенсивности пучка I и значения средней кинетической энергии W_{cp} частиц, из которых состоит пучок, дает мощность пучка P :

$$P = IW_{cp} \quad (2.3.7)$$

2.4. Энергетическое распределение пучка

Ускоренный пучок заряженных частиц не является строго монохроматическим. Имеется некоторый энергетический разброс, т. е. энергии различных частиц отличаются. Это может быть связано со множеством факторов, в частности, с начальным разбросом частиц по энергиям и направлениям движения, с нестабильностью частоты и амплитуды ускоряющего поля, с различием ускоряющих сил, действующих на частицы, попадающие в ускоряющий промежуток в разных фазах²², со взаимодействием ускоряемых частиц с молекулами остаточного газа в вакуумной камере и т. д. [4,6]

Распределение количества частиц по энергиям называется энергетическим спектром. Энергетический спектр пучка представляет собой зависимость числа частиц dN , приходящихся на определенный энергетический интервал dE , от их энергии. Энергетический спектр описывается функцией:

$$f(E) = \frac{dN}{dE} \quad (2.4.1)$$

²² В случае резонансных ускорителей. []

Для построения энергетического спектра сгустка частиц зависимость числа частиц от энергии нормируется к единице следующим образом:

$$\frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} \frac{dN}{dE} dE = \frac{1}{N_0} \int_0^{\infty} f(E) dE = 1 \quad (2.4.2)$$

где N_0 — общее число частиц в сгустке. Нормировка позволяет легко определить интенсивность частиц, заключенных в определенный интервал энергии, умножая общее число частиц на площадь под кривой распределения в этом интервале. [6]

Энергетическое распределение обычно описывается распределением Гаусса, однако реальные спектры часто оказываются несимметричными и могут иметь несколько максимумов. Примеры энергетических спектров в общем виде представлены на рис 2.4.1. На рис. 2.4.2. приведен пример реального энергетического спектра, полученного экспериментально. [4]

Относительной шириной энергетического спектра δE называется величина:

$$\delta E = (E_{1/2} / E_{ном}) \cdot 100\% \quad (2.4.3)$$

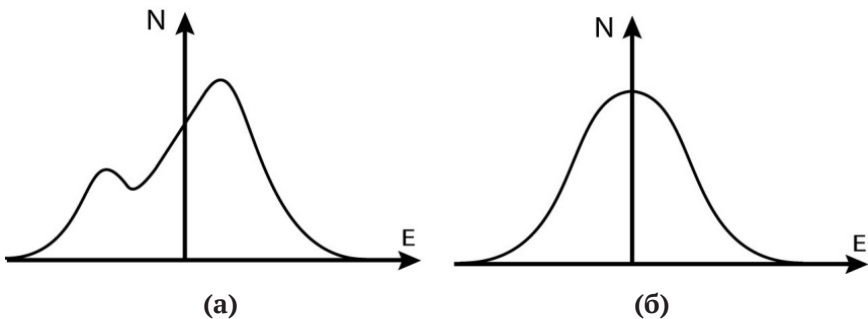


Рис. 2.4.1. Графики несимметричного (а) и симметричного (б) энергетических спектров в общем виде. [4]

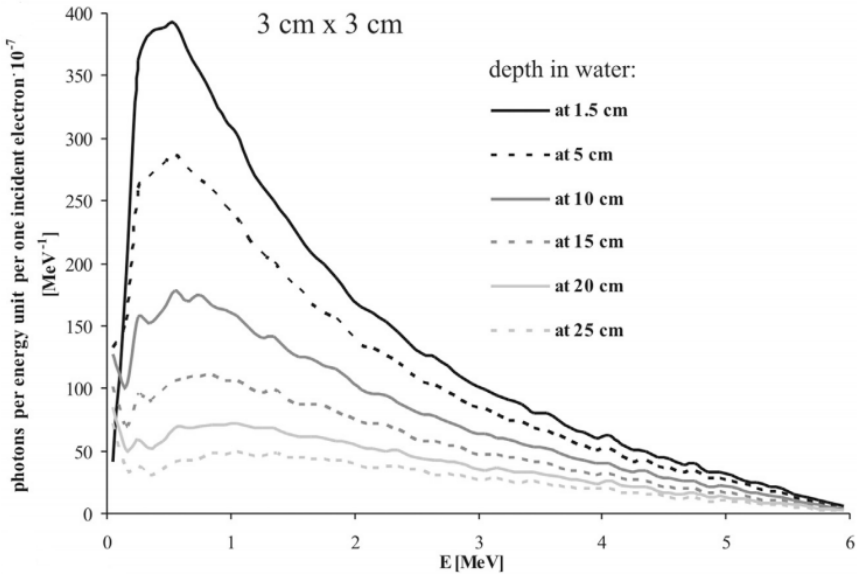


Рис. 2.4.2. Пример реального энергетического распределения рентгеновского терапевтического пучка, полученного с помощью медицинского линейного ускорителя Clinac-2300 на 6 МэВ вдоль центральной оси пучка в воде на различных глубинах проникновения при размерах облучаемого поля 3 см x 3 см. [12]

где $E_{1/2}$ — ширина энергетического спектра на полувысоте кривой распределения, $E_{ном}$ — номинальная энергия пучка частиц. [4]

Разброс частиц в пучке по энергиям характеризуется энергетическим разрешением R и определяется отношением разброса энергии ΔE к среднему значению энергии пучка E_{cp} следующим образом:

$$R = \frac{\Delta E}{E_{cp}} \cdot 100\% \quad (2.4.4)$$

2.5. Временное распределение пучка

В зависимости от режима работы ускорителя пучок может иметь различное распределение во времени. Как правило, выделяют три режима ускорения: непрерывный, квазинепрерывный и импульсный. В непрерывном режиме поток ускоренных частиц не прерывается, т. е. ток пучка остается постоянным во времени. В квазинепрерывном и импульсном режимах ускорения пучок представляет собой последовательность импульсов, следующих друг за другом с частотой повторения ускорительных циклов²³. [4] Временные диаграммы описанных режимов работы ускорителя показаны на рис. 2.5.1.

Величина тока пучка в данном случае характеризуется средним i_{cp} и импульсным $i_{имп}$ значениями:

$$i_{cp} = \frac{1}{T_{имп}} \int_0^{T_{имп}} i(t) dt \quad (2.5.1)$$

$$i_{имп} = \frac{1}{\tau_{имп}} \int_0^{\tau_{имп}} i(t) dt \quad (2.5.2)$$

где $T_{имп}$ — интервал между импульсами (период следования импульсов), $\tau_{имп}$ — длительность одного импульса, $i(t)$ — функция, описывающая изменения тока во времени²⁴. [6]

Ток пучка и его временная структура связаны между собой характеристикой, получившей название скважности. Скважность — это величина S , равная отношению импульсного тока пучка $i_{имп}$ к среднему i_{cp} току:

²³ Каждый импульс в свою очередь может состоять из последовательности сгустков частиц. [4]

²⁴ Ток в импульсе является функцией времени $i(t)$ из-за возможной микроструктуры пучка, определяемой характером ускорения. Например, в линейных ускорителях каждый импульс состоит из последовательности коротких сгустков, следующих друг за другом с частотой ускоряющего поля. [6]

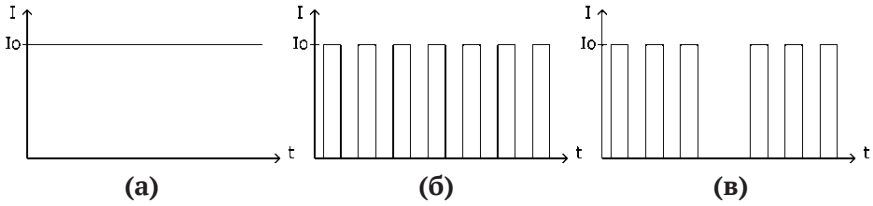


Рис 2.5.1. Временные диаграммы интенсивности пучка I_0 в различных режимах работы ускорителя: в непрерывном (а), квазинепрерывном (б) и импульсном (в).

$$S = \frac{i_{имп}}{i_{cp}} = \frac{T_{имп}}{\tau_{имп}} \quad (2.5.3)$$

Для импульсного ускорителя интенсивность пучка $I_{имп}$ определяется частотой импульсов ν и количеством частиц в импульсе $N_{имп}$ следующим образом:

$$I_{имп} = \nu N_{имп} \quad (2.5.4)$$

Ускорители, работающие в непрерывном и квазинепрерывном режимах ускорения, служат для получения высоких значений среднего тока пучка, в то время как ускорители с импульсным режимом работы позволяют получать большие токи пучка в импульсе и ускорять частицы до очень высоких энергий. [4]

2.6. Поперечное распределение пучка

Рассмотрим пучок заряженных частиц сравнительно низкой энергии²⁵, не изменяющейся во времени. Источник пучка расположен в точке с координатой $s = 0$ (рис. 2.6.1). Радиус эмиттирующего отверстия источника равен r_0 . Стрелками показаны траектории нескольких частиц, имеющих максимальные поперечные составляющие скорости v_r .

²⁵ Кинетическая энергия частиц W много меньше энергии покоя E_0 .

Пучок в данном случае является расходящимся. Расхождение пучка вызвано двумя основными причинами. Во-первых, наличие поперечных тепловых ионов с достаточно большой энергией вплоть до 100 эВ, образующихся в плазме источника заряженных частиц. Во-вторых, кулоновское отталкивание частиц с одинаковым зарядом, из которых состоит пучок. Таким образом, если не принимать дополнительных мер, то пучок по мере продвижения вдоль оси s будет расширяться [7].

Основными параметрами пучка на расстоянии s от начала отсчета являются радиус r и максимальный угол расходимости α . Для рассмотрения поведения пучка с помощью этих двух параметров используется фазовая плоскость. В данном случае в фазовой системе координат по горизонтальной оси откладываются радиальные координаты частиц пучка r_i , а по вертикальной — производные радиальных координат

$$\dot{r}_i = \frac{dr_i}{ds} = \operatorname{tg}(\alpha),$$

т. е. тангенсы углов наклона траекторий частиц α к горизонтальной оси s .

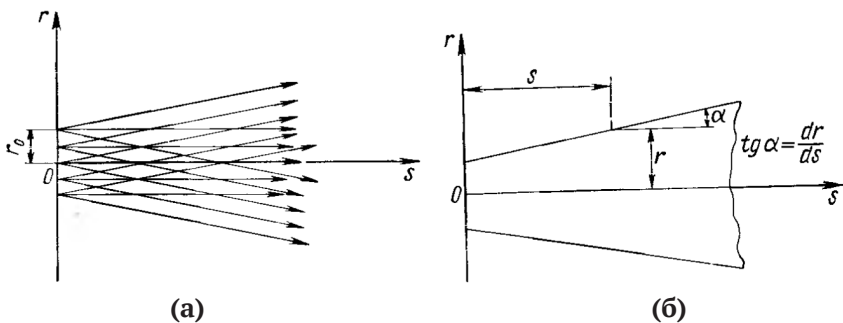


Рис. 2.6.1. Схема движения частиц, выходящих из источника (а) и огибающие пучка, выходящего из источника (б). [7]

Основной характеристикой поперечного распределения пучка при известной интенсивности является его эмиттанс, который обычно рассматривается по двум поперечным направлениям x и y . Эмиттанс представляет собой площадь²⁶ области фазовой плоскости, которую занимает система частиц, составляющих пучок. Из теоремы Лиувилля (пункт 2.2.) следует, что эта площадь остается постоянной при любых изменениях сечения и угловой расходимости пучка при условии, что энергия частиц не изменяется. Также следствием этой теоремы является то, что сжатие пучка приводит к увеличению разброса частиц по импульсам, а расширение — к его уменьшению. Эмиттанс определяется следующим образом:

$$\epsilon_i = \pi r_i \dot{r}_i \quad (2.6.1)$$

где r_i — радиальная координата пучка по i -му поперечному направлению, \dot{r}_i — производная радиальной координаты по i -му поперечному направлению. Так как

$$\operatorname{tg}(\alpha) = \dot{r} = \frac{dr}{ds} = \frac{v_{\perp} dt}{v_{\parallel} dt} = \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \quad (2.6.2)$$

где v_{\perp} — поперечная составляющая скорости частицы, v_{\parallel} — продольная составляющая скорости частицы, то эмиттанс при данном значении поперечной скорости v_{\perp} зависит от продольной скорости частиц (т. е. от импульса и энергии частицы):

$$\epsilon = \pi r \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \quad (2.6.3)$$

В процессе ускорения поперечная составляющая скорости v_{\perp} остается постоянной, а продольная составляющая v_{\parallel} увеличивается, поэтому угол расходимости пучка α уменьшается. [7]

²⁶ Эмиттанс обычно имеет размерность см·мрад или мм·мрад.

Для описания параметров пучка независимо от энергии частиц используется нормализованный (приведенный) эмиттанс:

$$\epsilon_{\text{норм}} = \epsilon \beta \gamma \quad (2.6.4)$$

где $\beta = \frac{v_{\parallel}}{c}$ и $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. В нерелятивистском случае $\gamma \approx 1$,

поэтому:

$$\epsilon_{\text{норм}} = \epsilon \beta = \pi r \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \cdot \frac{v_{\parallel}}{c} = \pi r \frac{v_{\perp}}{c} \quad (2.6.5)$$

Таким образом, эмиттанс характеризует основные параметры пучка. Чем меньше эмиттанс, тем меньше могут быть размеры последующих вакуумных каналов, тем проще транспортировать пучок.

При транспортировке пучка или использовании одного ускорителя в качестве инжектора для другого также необходимо, чтобы пучок осуществил переход с минимальными потерями. Это условие описывает характеристика, аналогичная эмиттансу и имеющая название аксептанс²⁷. [6,7]

Само условие, при выполнении которого канал транспортировки может пропустить пучок, имеет вид:

$$A \geq \epsilon \quad (2.6.6)$$

где A — аксептанс канала, ϵ — эмиттанс пучка. [6,7]

Распределение по поперечным координатам для реального пучка чаще всего имеет колоколообразный вид и хорошо экстраполируется гауссовой кривой. Для описания поперечного распределения может использоваться

²⁷ Физически аксептанс представляет собой площадь, с которой частицы будут захвачены в последующий этап ускорения, при этом все остальные частицы будут потеряны.

понятие яркости пучка²⁸ J , аналогичное понятию плотности тока:

$$J = \frac{I}{\epsilon_x \epsilon_y} \quad (2.6.7)$$

где I — интенсивность пучка, ϵ_x и ϵ_y — поперечные эмиттансы. [6]

2.7. Устойчивость и фокусировка пучка

В реальных ускорителях траектория, по которой движутся частицы в процессе ускорения, отличается от идеальной расчетной траектории. Даже малые отклонения в начальных условиях могут привести к тому, что в конце концов реальные траектории будут отличаться от расчетных настолько, что частицы будут выходить за пределы рабочей области ускорителя, например, за пределы апертуры магнита. Неизбежно также влияние на траекторию движения частиц таких факторов, как рассеяние на остаточном газе в вакуумной камере, неоднородности магнитного поля и т. д. Все это требует соблюдать условия, при которых траектория движения частиц будет устойчива по отношению к различным возмущающим факторам. Устойчивость орбиты достигается тогда, когда при отклонении частицы будут возникать возвращающие (фокусирующие) силы. [4]

Фокусировка — это обеспечение поперечной устойчивости движения частиц с помощью электрических и магнитных полей. В процессе ускорения заряженных частиц могут применяться различные виды фокусировки: слабая,

²⁸ Физический смысл этой характеристики заключается в том, что она дает представление о плотности заряда, падающего на фазовую поверхность (облучаемую поверхность).

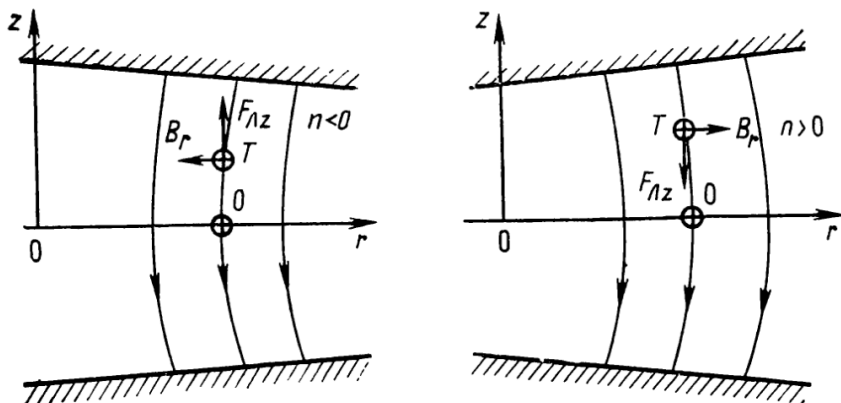


Рис. 2.7.1. Механизм появления вертикальной силы Лоренца при отклонении частицы от средней плоскости в вертикальном (аксиальном) направлении в нарастающем ($n < 0$) и спадающем ($n > 0$) с радиусом магнитном поле, где O — положение орбиты, T — положение отклоненной траектории. [6]

сильная, электрическая, магнитная, краевая, квадрупольная [4], однако наибольшее распространение, особенно в циклических ускорителях, получили методы магнитной фокусировки. [4,6]

Для понимания физического смысла процесса фокусировки рассмотрим более подробно методы сильной и слабой фокусировки.

Магнитное поле, управляющее движением частиц в ускорителях, одновременно является источником фокусирующей силы, возникающей за счет небольшого радиального спада поля. Такая фокусировка в радиальном и аксиальном направлениях достаточно слаба, поэтому носит название слабой фокусировки.

Рассмотрим основной принцип действия магнитной фокусировки на следующем примере [6]. Пусть частицы движутся в аксиально-симметричном магнитном поле B по круговой орбите (рис. 2.7.1.). Магнитное поле имеет

среднюю плоскость²⁹ при $z = 0$, в которой лежит орбита. В средней плоскости магнитное поле B_z предполагается зависящим от радиальной координаты r . Возможны два случая: в первом случае магнитное поле $B_z(r)$ в средней плоскости возрастает с радиусом, а во втором — убывает. В силу симметрии радиальная составляющая B_r в средней плоскости при $z = 0$ тождественно равна нулю.

Чтобы удержать частицу заданной энергии на круговой орбите радиуса R , составляющая B_z при $r = R$ должна иметь определенное значение B_0 . Предположим, что частица отклонилась от орбиты в средней плоскости (т. е. в радиальном направлении) и находится на радиусе $r > R$. Сила Лоренца направлена к центру магнита и пропорциональна $B_z(r)$, а центробежная сила инерции направлена в противоположную сторону и соответственно равна mv^2 / r , т. е. пропорциональна r^{-1} . Если сила Лоренца с увеличением радиуса спадает медленнее, чем центробежная, то на частицу будет действовать эффективная возвращающая сила. Поэтому для обеспечения устойчивости радиальных отклонений, величина $B_z(r)$ в средней плоскости должна либо возрастать с радиусом, либо спадать, но не быстрее, чем r^{-1} .

Если поле $B_z(r)$ возрастает с радиусом, то при выходе из средней плоскости вверх (в вертикальном направлении) частица испытает воздействие со стороны радиальной составляющей поля B_r , направленной внутрь. Соответствующая составляющая силы Лоренца F_z направлена вверх и увеличивает отклонение частицы от средней плоскости, поэтому использование нарастающего с радиусом магнитного поля не обеспечит устойчивости в вертикальном (аксиальном) направлении.

В случае магнитного поля, спадающего с радиусом, тот же механизм приводит к появлению силы F_z , возвращающей

²⁹ Данная плоскость является плоскостью симметрии магнита.

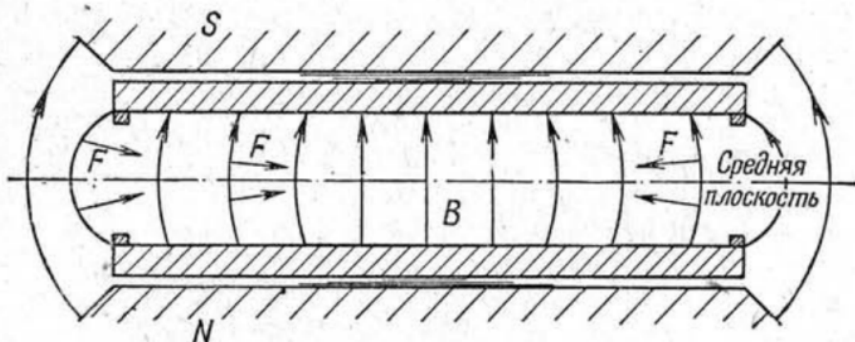


Рис. 2.7.2. Фокусирующие силы F действуют на частицы, находящиеся выше или ниже средней плоскости в убывающем по радиусу магнитном поле [10].

частицу к средней плоскости. Чем резче спадает поле, тем больше эта сила. Однако степень спадания поля ограничена из-за необходимости обеспечить устойчивость по радиальному направлению (т. е. магнитное поле не должно спадать быстрее, чем центробежная сила).

Таким образом, для обеспечения устойчивости орбиты в аксиально-симметричном магнитном поле вертикальная составляющая поля $B_z(r)$ в окрестности орбиты должна спадать с радиусом, но не быстрее, чем r^{-1} . [6] При выполнении рассмотренных условий описанный механизм приводит к появлению фокусирующих сил (рис. 2.7.2.), которые в первом приближении линейно зависят от отклонения частиц от орбиты, т. е. имеют квазиупругий характер. Следовательно, частица должна совершать около орбиты, как около положения равновесия, гармонические колебания, частота которых зависит от степени спада магнитного поля с радиусом. Такие колебания называются бетатронными. Уравнения бетатронных колебаний имеют вид:

$$\frac{d}{ds} p \frac{dx}{ds} + (1-n) \frac{p}{R^2} x = 0 \quad (2.7.1)$$

$$\frac{d}{ds} p \frac{dz}{ds} + n \frac{p}{R^2} z = 0 \quad (2.7.2)$$

где $x = r - R$ — малое радиальное отклонение частиц от орбиты, $p = mv$ — полный импульс частицы, s — длина дуги орбиты. Также в уравнениях (2.7.1) и (2.7.2) фигурирует безразмерная величина n , которая называется показателем спада³⁰ магнитного поля и определяется следующим образом:

$$n = - \left(\frac{R}{B_0} \right) \left(\frac{\partial B_z}{\partial r} \right) \Big|_{z=0, r=R} \quad (2.7.3)$$

Если импульс частицы p остается постоянным, что имеет место в отсутствии ускоряющего поля, то уравнения описывают гармонические колебания частицы около орбиты, частоты которых выражаются как:

$$\nu_x = \sqrt{1-n}, \nu_z = \sqrt{n} \quad (2.7.4)$$

Условие устойчивости орбиты имеет вид:

$$0 < n < 1 \quad (2.7.5)$$

При выполнении условия устойчивости отклонения от орбиты описываются уравнениями:

$$x = A_x \sin \left(\frac{\nu_x s}{R} + \psi_x \right) \quad (2.7.6)$$

$$z = A_z \sin \left(\frac{\nu_z s}{R} + \psi_z \right) \quad (2.7.7)$$

где x и z — отклонения от орбиты, A_x и A_z — амплитуды, ψ_x и ψ_z — фазы. Бетатронные частоты при этом ν_x и ν_z всегда меньше единицы, т. е. за один оборот частиц совершается

³⁰ Показатель спада равен нулю $n=0$ для однородного поля, меньше нуля $n < 0$ для нарастающего с радиусом поля и больше нуля $n > 0$ для спадающего поля. [6]

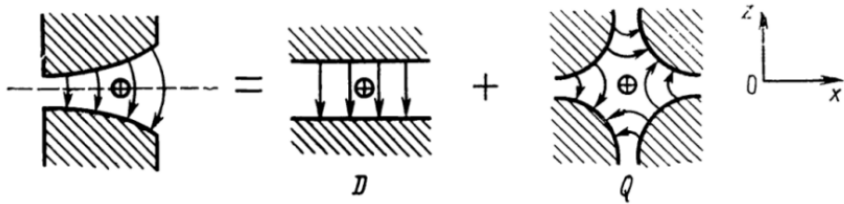


Рис. 2.7.3. Неоднородное магнитное поле как результат суперпозиции дипольной (D) и квадрупольной (Q) составляющих. [6]

меньше одного колебания в каждом из направлений. Если условие устойчивости (2.7.5) не выполняется, то одно из отклонений в (2.7.6) или (2.7.7) экспоненциально возрастает, что означает потерю устойчивости [4,6].

Показатель спада магнитного поля n отражает степень неоднородности магнитного поля, которое в окрестности орбиты можно представить в виде суммы дипольной составляющей $\vec{B}_{dip} = B_0 \vec{e}_z$ (однородного поля) и квадрупольной составляющей \vec{B}_{kv} (неоднородного поля), линейно зависящей от поперечных координат x и z :

$$B_{kv,x} = -n \frac{B_0 z_0}{R} \quad (2.7.8)$$

$$B_{kv,z} = -n \frac{B_0 x_0}{R} \quad (2.7.9)$$

Действие магнита с неоднородным по радиусу полем для малых отклонений от орбиты физически эквивалентно совместному действию дипольного и квадрупольного магнитов³¹ (рис. 2.7.3). Дипольная составляющая \vec{B}_{dip} представляет собой однородное магнитное поле, созданное двумя параллельными полюсами магнита.

³¹ В рассмотренном примере аксиально-симметричного магнитного поля роль дипольной составляющей заключается в повороте частиц

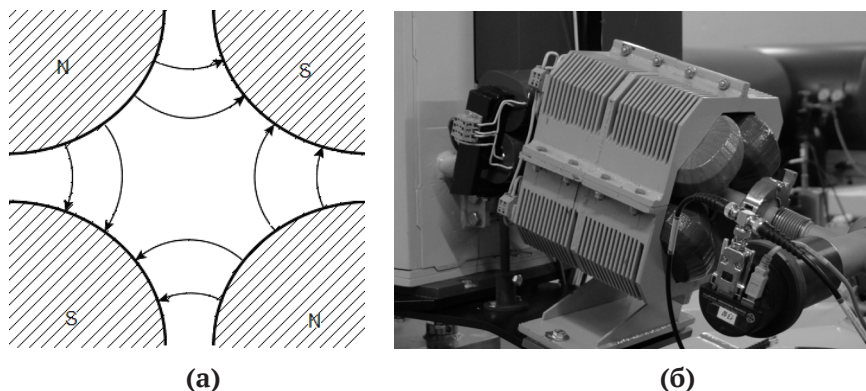


Рис. 2.7.4. Схематическое изображение (а) и фото (б) квадрупольной магнитной линзы. Поле в центральной области обладает осью асимметрии 2-го порядка, т. е. при повороте на 90 градусов оно имеет ту же конфигурацию, но с противоположным знаком. [4]

Квадрупольная составляющая $\vec{B}_{кв}$ создается четырехполюсным магнитом (Рис. 2.7.4.).

Если дипольная составляющая дает некоторую фокусировку по радиусу, то квадрупольная составляющая поля всегда фокусирует частицы в одном из поперечных направлений и с той же силой дефокусирует их в другом в зависимости от знака показателя n : при положительном n дает фокусировку в z -направлении и дефокусировку в x -направлении, при отрицательном значении n — наоборот. Квадрупольные эффекты можно сделать сколь угодно сильными при большом значении n , но в данном случае они ограничиваются относительной слабостью дипольной x -фокусировки. При этом возможно устойчивое распространение пучка в системе, состоящей из последовательности фокусирующих и дефокусирующих элементов (квадрупольных линз), что

и слабой радиальной фокусировке, а роль квадрупольной составляющей — в вертикальной фокусировке.

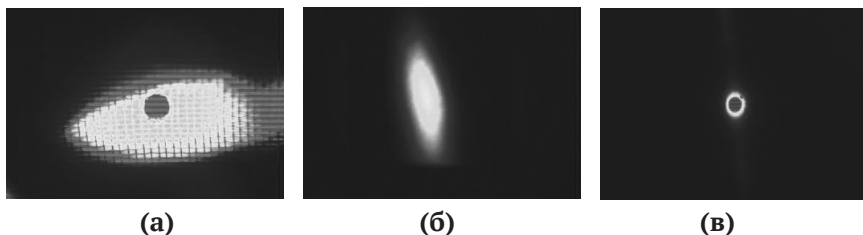


Рис. 2.7.5. Изображения поперечного распределения пучка протонов. Пучок до прохождения квадрупольной линзы (а), пучок после прохождения квадрупольной линзы (б), пучок после прохождения трех последовательных квадрупольных линз (в). На изображении (а) присутствует темный круг, соответствующий отверстию в керамической заслонке (диаметр 3 мм). Затемнение в пределах пучка на изображении (в) соответствует максимальной интенсивности, диаметр пучка примерно 2–3 мм.

позволит обеспечить одновременную устойчивость по двум поперечным направлениям x и z (рис. 2.7.5.).

Такой принцип фокусировки называется сильной или знакопеременной фокусировкой. При сильной фокусировке частота бетатронных колебаний значительно превышает частоту обращения заряженной частицы в магнитном поле [6].

Глава 3.

Описание основных типов ускорителей

3.1. Высоковольтные ускорители

Высоковольтный ускоритель — это ускоритель, в котором ускорение заряженных частиц производится потенциальным квазистатическим электрическим полем высокой напряженности, а ускоряемые частицы движутся практически по прямолинейным траекториям. Физический принцип ускорения, положенный в основу данного типа ускорителей, был подробно рассмотрен в разделе 1.2.

Высоковольтные ускорители служат для ускорения электронов, протонов и более тяжелых ионов до энергий в несколько десятков Мэ В. Любой высоковольтный ускоритель состоит из нескольких основных элементов: генератора высокого напряжения, источника заряженных частиц и ускорительной трубки. Отличительными чертами данного типа ускорителей являются: высокая степень энергетической однородности пучка (моноэнергетичность), малый угловой разброс, высокая интенсивность и возможность регулировки энергии, до которой будут ускорены частицы. Основная сложность при разработке таких ускорителей состоит в использовании высоких напряжений, что требует обеспечения высоковольтной изоляции конструктивных элементов ускорителя. Это обстоятельство ограничивает сверху диапазон достижимых энергий. Для

увеличения электрической прочности высоковольтные элементы обычно помещаются в бак, где создана атмосфера сжатого электроизолирующего газа³². Давление газа обычно находится в пределах 10–20 атмосфер. Такие меры позволяют увеличивать электрическую прочность вплоть до 150 кВ/см³³. [4,6,7,8]

В зависимости от способа создания ускоряющего напряжения и характеристик пучка выделяют несколько разновидностей высоковольтных ускорителей: ускорители трансформаторного типа, каскадные ускорители, электростатические ускорители, перезарядные ускорители и сильноточные импульсные ускорители. Рассмотрим особенности каждого из них более подробно.

Ускорители трансформаторного типа в качестве источника высокого напряжения используют повышающие высоковольтные трансформаторы. Напряжение со вторичной обмотки такого трансформатора либо непосредственно подается на ускоряющий промежуток, либо предварительно выпрямляется. В первом случае режим работы ускорителя будет импульсным, а во втором — непрерывным. Обычно используется два типа трансформаторов: трансформаторы с изолированным сердечником (непрерывный режим работы) и резонансные трансформаторы (импульсный режим работы). Трансформатор и ускорительное устройство при работе с напряжениями в несколько сотен кВ размещается в одном баке, заполненном электроизолирующим газом. Резонансные трансформаторы имеют довольно высокий коэффициент полезного действия вплоть до 80%. Энергетический разброс пучка обычно составляет 15–20% [4].

³² Для электроизоляции часто используются следующие газы: смесь азота и углекислого газа ($N_2 + CO_2$), фреон (CCl_2F_2) и элегаз (SF_6).

³³ Электрическая прочность сухого воздуха при нормальных условиях в среднем составляет 30 кВ/см.

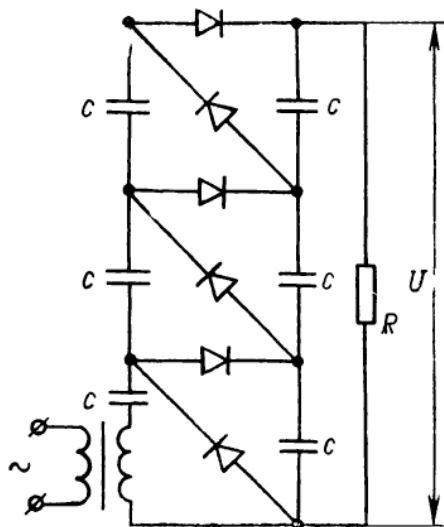


Рис. 3.1.1. Электрическая схема несимметричного каскадного генератора. В качестве нагрузки R выступает пучок заряженных частиц. Переменное напряжение со вторичной обмотки повышающего трансформатора поступает на вход умножителя напряжения. При отсутствии нагрузки конденсаторы правой и левой колонны (за исключением нижнего конденсатора левой колонны) заряжаются до удвоенного амплитудного значения входного напряжения. Последовательное соединение заряженных конденсаторов приводит к суммированию напряжений каждого отдельного конденсатора [6].

В каскадных ускорителях в качестве высоковольтных источников питания используются каскадные генераторы (рис. 3.1.1. и 3.1.2.), представляющие собой по сути умножители напряжения³⁴. Полное напряжение $U_{\text{вых}}$ на выходе умножителя рассчитывается, исходя из входного напряжения $U_{\text{вх}}$ и количества каскадов N , следующим образом:

$$U_{\text{вых}} = 2NU_{\text{вх}} \quad (3.1.1)$$

Падение выходного напряжения³⁵ $\Delta U_{\text{вых}}$ и амплитуда пульсаций³⁶ $\delta U_{\text{вых}}$ под нагрузкой в случае конденсаторов одинаковой емкости C рассчитываются по формулам:

$$\Delta U_{\text{вых}} = \left(\frac{I}{fC} \right) \left(\frac{N}{3} \right) (2N^2 + 1) \quad (3.1.2)$$

³⁴ Умножитель напряжения — это электрическое устройство, преобразующее низкое переменное напряжение в высокое постоянное с помощью определенной последовательности включения выпрямительных диодов и конденсаторов.

³⁵ Уменьшение выходного напряжения.

³⁶ Нестабильность выходного напряжения во времени.

$$\delta U_{\text{вых}} = \left(\frac{I}{fC} \right) \left(\frac{N}{2} \right) (N+1) \quad (3.1.3)$$

где I — ток нагрузки, f — частота входного напряжения. Из соотношений (3.1.2) и (3.1.3) видно, что конденсаторы должны иметь как можно большую емкость, чтобы обеспечить требуемый ток нагрузки с минимальными пульсациями и просадкой напряжения. Для известного значения тока нагрузки существует оптимальное количество каскадов, превышение которого не приведет к дальнейшему росту выходного напряжения. Кроме того, амплитуда пульсаций выходного напряжения растет по мере увеличения количества каскадов, поэтому с целью минимизации пульсаций, а следовательно и минимизации энергетического разброса пучка, необходимо стремиться к уменьшению количества каскадов [6].

Электростатические ускорители³⁷ имеют принципиально иной метод создания высокого напряжения (рис. 3.1.3.). Полый металлический шар (кондуктор) расположен на изолирующей опорной колонне. На кондукторе накапливается электрический заряд, в результате чего на нем создается некоторый потенциал U относительно земли. Величина потенциала U определяется зарядом Q , сосредоточенном на кондукторе, и емкостью C , образованной между кондуктором и землей:



Рис. 3.1.2. Каскадный генератор с выходным напряжением 1,5 МВ, Кавендишская лаборатория, Кембридж.

³⁷ Данный тип ускорителя также называется ускорителем Ван-де-Граафа.

$$U = \frac{Q}{C} \quad (3.1.4)$$

Источник заряженных частиц, расположенный в верхней части ускорительной трубки, находится под потенциалом кондуктора. Заряд на кондуктор переносится бесконечной лентой из изоляционного материала, натянутой на два валика, нижний из которых приводится во вращение электродвигателем. На ленту с помощью зарядного устройства наносится электрический заряд, который снимается разрядным устройством, расположенным внутри кондуктора. Нанесения заряда на поверхность движущейся ленты и его снятие осуществляется через коронный разряд. Возможная величина потенциала U ограничивается сверху напряжением пробоя электрического поля на поверхности кондуктора. Оценить размеры кондуктора, представляющего собой гладкую металлическую сферу идеальной формы с радиусом R , бесконечно удаленную от любых других объектов, можно следующим образом. Величина напряженности электрического поля ε на поверхности сферы может быть найдена из соотношения:

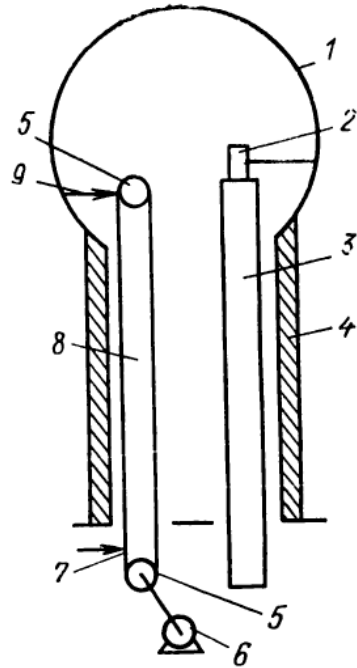


Рис. 3.1.3. Схема электростатического ускорителя Ван-де-Граафа. 1 — кондуктор, 2 — источник частиц, 3 — ускорительная трубка, 4 — опорная изолирующая колонна, 5 — валики, 6 — электродвигатель, 7 — зарядное устройство, 8 — зарядная лента, 9 — съемное устройство. [6]

$$\varepsilon = \frac{U}{R} \quad (3.1.5)$$

Предельное значение напряженности для сухого воздуха составляет $\varepsilon = 30 \text{ кВ} / \text{см}$, тогда при напряжении $U = 3000 \text{ кВ}$ диаметр кондуктора должен быть не менее чем 2 м. Таким образом, даже в идеализированных условиях диаметр кондуктора оказывается достаточно большим. На практике же вследствие неровностей поверхностей сферы, ее загрязнения, влажности воздуха, влияния окружающих объектов на распределение поля и т. д. предельная величина напряженности электрического поля будет меньше. [4,6,7]

Основная идея перезарядного ускорителя³⁸ (рис. 3.1.4.) заключается в том, что в процессе высоковольтного ускорения заряд частицы определенным образом меняется, т. е. происходит перезарядка частицы. Пусть из источника, находящегося под нулевым потенциалом, в ускорительную трубку инжектируются отрицательные ионы водорода³⁹ H^- , которые ускоряются по направлению к высоковольтному электроду с положительным потенциалом относительно земли. Проходя через канал в высоковольтном электроде, ионы попадают в камеру перезарядки, где в результате столкновений с атомами газовой мишени теряют два электрона. Далее, уже положительные ионы водорода⁴⁰ H^+ ускоряются на втором участке ускоряющей трубки по направлению к другому электроду с нулевым потенциалом. Энергия ΔE , которая получена ускоренными положительными ионами, фактически равна $\Delta E = 2q\Delta U$, где ΔU — разность потенциалов между высоковольтным электродом и землей, q — заряд частицы.

³⁸ Данный тип ускорителя также называется тандемным ускорителем.

³⁹ Ион H^- состоит из протона и двух электронов.

⁴⁰ Ионы H^+ по сути являются протонами.

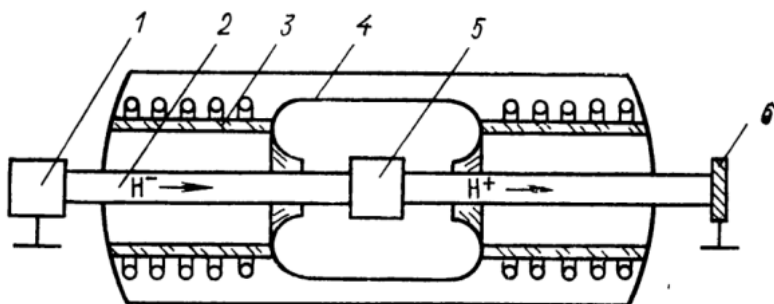


Рис. 3.1.4. Схема высоковольтного ускорения с перезарядкой. 1 — источник отрицательных ионов, 2 — ускорительная трубка, 3 — элементы крепления высоковольтного электрода, 4 — высоковольтный электрод, 5 — камера перезарядки, 6 — мишень [6].

Принцип действия сильнотоочных импульсных ускорителей заключается в следующем. К малому вакуумному зазору⁴¹ прикладывается импульс высокого напряжения, полученный с помощью емкостного генератора импульсного напряжения⁴² так, чтобы напряженность электрического поля в зазоре оказалась достаточной для вырывания с катода большого числа электронов, которые ускоряются в этом зазоре. Ускорение происходит до тех пор, пока зазор не будет перекрыт образовавшейся на электродах плазмой. Транспортировка сильнотоочного пучка в вакууме при этом часто сопряжена с применением продольного магнитного поля во избежание электростатического расталкивания электронов. Данный тип ускорителей примечателен тем, что с помощью него можно получать импульсные пучки с очень высокими токами порядка 10^6 А при энергии частиц в несколько Мэ В. Мощности пучка при этом достигают величин порядка 10^{12} Вт при длительности импульсов в несколько сотен наносекунд. Как

⁴¹ Обычно для этого используется зазор вакуумного диода.

⁴² Распространенная аббревиатура ГИН — генератор импульсного напряжения.

правило, такие ускорители работают в режиме одиночных импульсов и часто применяются в качестве импульсных источников рентгеновского излучения [4,6].

3.2. Индукционные ускорители

Индукционный ускоритель — это ускоритель, в котором ускорение заряженных частиц производится вихревым квазистатическим электрическим. Физический принцип ускорения, заложенный в основу данного типа ускорителей, был подробно рассмотрен в разделе 1.3.

Линейный индукционный ускоритель (рис. 3.2.1.), как правило, состоит из последовательности тороидальных

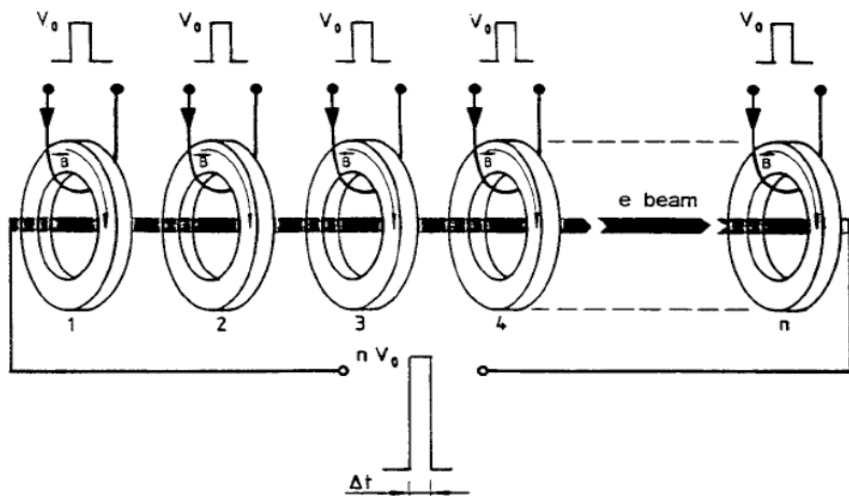


Рис. 3.2.1. Общая схема линейного индукционного ускорителя электронов: V_0 — амплитуда возбуждающего импульса, n — количество ускорительных секций, Δt — длительность возбуждающего импульса. В данном случае пучок выступает в качестве вторичной обмотки импровизированного трансформатора, в котором возбуждающая обмотка является первичной.

ферромагнитных сердечников, расположенных друг за другом и имеющих общую центральную ось. К обмоткам всех сердечников, создающим магнитное поле в сердечниках и соединенным параллельно, прикладывается импульс напряжения. При этом вихревое электрическое поле, созданное каждой ускоряющей секцией, оказывается сосредоточено на центральной оси системы. Частицы последовательно проходят этот ряд ускоряющих промежутков и приобретают энергию, равную сумме энергий, полученных на каждом отдельном промежутке. Характерное значение напряженности ускоряющего электрического поля в индукционных ускорителях обычно не превышает нескольких МВ/м, энергия ускоренных частиц, соответственно, составляет несколько МэВ, при этом значения импульсных токов пучка могут достигать нескольких кА при длительностях импульса в сотни наносекунд и с частотой повторения в десятки герц. [6]

Бетатрон — это циклический индукционный ускоритель электронов с постоянным радиусом орбиты. Ускорение частиц в бетатроне осуществляется возрастающим во времени вихревым электрическим полем. Действие бетатрона аналогично трансформатору, в котором под действием переменного напряжения в сердечнике трансформатора возникает магнитный поток. Он пересекает область, где располагается вакуумная камера, и внутри нее по закону электромагнитной индукции Фарадея возникает вихревое электрическое поле. В ней под действием этого электрического поля происходит ускорение электронов, причем магнитное поле возрастает во времени, а магнитный поток распределяется по площади орбиты таким образом, чтобы орбита электронов была близка к окружности постоянного радиуса. Бетатронное условие представляет собой условие постоянства радиуса орбиты:

$$2 \frac{\partial B_0}{\partial t} = \frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \quad (3.2.1)$$

где \bar{B} — среднее значение индукции магнитного поля в области, охватываемой орбитой, B_0 — индукция магнитного поля на орбите. Физический смысл данного условия заключается в том, что для поддержания постоянства радиуса орбиты необходимо, чтобы магнитное поле на орбите менялось в два раза медленнее, чем среднее поле внутри орбиты. Орбита, на которой выполняется это условие, называется равновесной бетатронной орбитой.

Центральный поток и управляющее магнитное поле с нужным показателем спада в бетатроне создаются общей системой полюсов. Регулируемый зазор в центре служит для изменения относительной величины центрального потока и, следовательно, для управления положением равновесной орбиты. Управляющее поле и центральный поток меняются синфазно по гармоническому закону. Магнит бетатрона

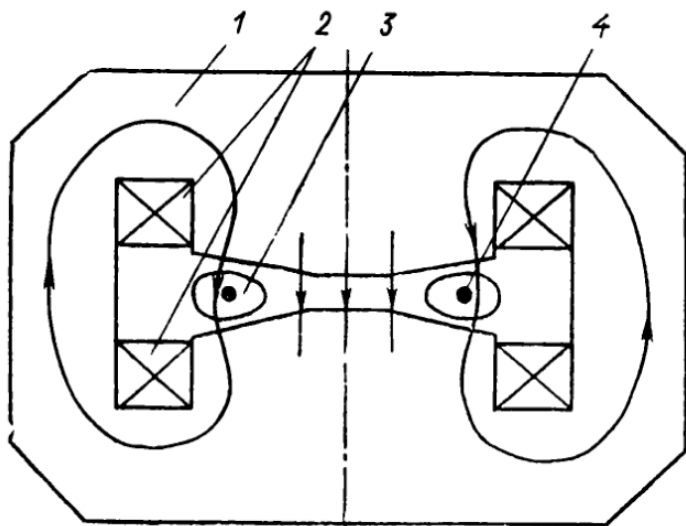


Рис. 3.2.2. Конструктивная схема бетатрона. 1 — ярмо электромагнита, 2 — обмотки возбуждения, 3 — вакуумная камера, 4 — положение орбиты. Стрелками показаны магнитные силовые линии [6].

выполняется по схеме со слабой фокусировкой ($n=0,3-0,8$), поскольку максимальная энергия ускорителя относительно невелика. При больших энергиях начинают существенно сказываться потери на синхротронное излучение. Бетатрон с переменным полем является импульсным ускорителем [6]. Характерные интенсивности ускоренных пучков электронов в импульсе составляют $10^{10} - 10^{12}$, а характерные токи — $10^{-2} - 10^{-1}$ мкА. Также стоит обратить внимание на то, что в бетатроне на каждом обороте ускоряемый электрон приобретает сравнительно небольшую энергию в диапазоне от нескольких десятков эВ до единиц кэВ, которая может быть вычислена с помощью выражения (1.3.2.). Электроны совершают порядка миллиона оборотов, чтобы ускориться до конечной энергии порядка 10–30 МэВ, проходя при этом в камере суммарное расстояние порядка 1000 км [4].

3.3. Линейные резонансные ускорители

Линейный резонансный ускоритель — это ускоритель, в котором частицы движутся практически по прямолинейной траектории и ускоряются, проходя через последовательность ускоряющих промежутков синхронно с ускоряющим полем.

В резонансных ускорителях возможно ускорение как протонов, так и электронов, с той разницей, что электроны могут быть ускорены до ультрарелятивистских скоростей, в то время как протоны только до нерелятивистских или слаборелятивистских. Характерные энергии, до которых могут быть ускорены электроны, обычно не превышают 1 ТэВ, а для протонов — не более 1 ГэВ [4]. Существует несколько основных типов линейных резонансных ускорителей: ускорители с дрейфовыми трубками, ускорители на связанных

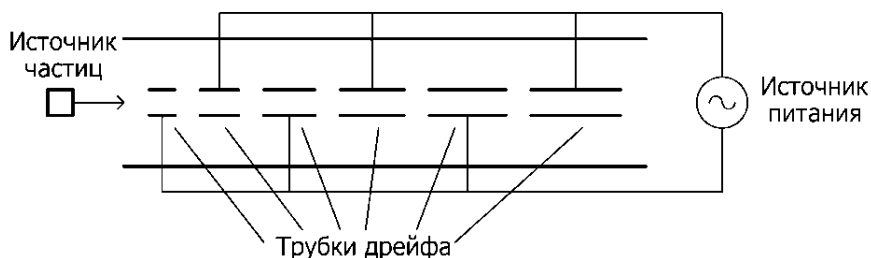


Рис. 3.3.1. Общая схема ускорителя с дрейфовыми трубками. [4]

резонаторах и ускорители с диафрагмированными волноводами [4].

В разделе 1.4. был рассмотрен принцип резонансного ускорения на примере линейного резонансного ускорителя с дрейфовыми трубками. Данный ускоритель построен по схеме Видероз⁴³ (рис. 3.3.1.). Схема ускорителя с дрейфовыми трубками используется только для ускорения нерелятивистских частиц, поскольку по мере ускорения длина волны становится сравнимой с длиной дрейфовых трубок, из-за чего резко падает эффективность ускорительной системы.

Если условно заменить каждый ускоряющий промежуток между дрейфовыми трубками зазором замкнутого резонатора, а сдвиг фазы напряжения между двумя соседними зазорами между трубками обозначить как μ , то выражение для расстояния между зазорами l_n для сохранения условия резонанса в общем случае должно иметь вид:

$$l_n = v_n \frac{\mu}{2\pi} T_0 = \mu \frac{v_n}{c} \lambda_0 \quad (3.3.1)$$

где v_n — скорость частицы в n -ом промежутке между ускоряющими зазорами, T_0 — период изменения поля, $\lambda_0 = cT_0$ — длина волны ускоряющего поля, а величина μ определяет

⁴³ Ускорители данного типа также называются ускорителями π -типа [4,6].

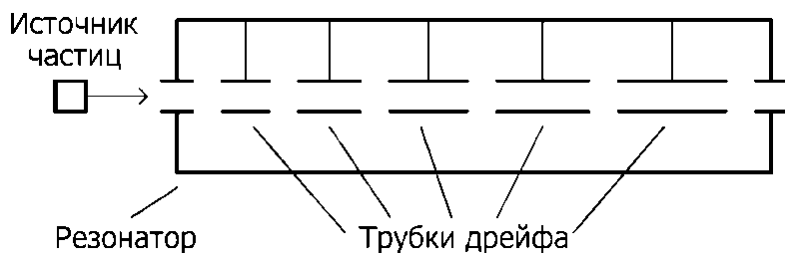


Рис. 3.3.2. Общая схема ускорителя на связанных резонаторах. [4]

вид колебаний в системе. Если $\mu = \pi$, то ускоритель построен по схеме Видероз. Если $\mu = 2\pi$, то ускоритель построен по схеме Альвареца⁴⁴ (рис. 3.3.2.). Во втором случае соседние ускоряющие зазоры работают в фазе, поэтому боковые стенки резонаторов можно просто убрать, превратив группу резонаторов в один большой резонатор, нагруженный дрейфовыми трубками, которыми частицы экранируются на время, пока поле в резонаторе принимает тормозящее направление. Длина дрейфовых трубок в ускорителе Альвареца в два раза больше при той же длине волны λ_0 , чем в ускорителе Видероз. [6] Ускорители Видероз и Альвареца не пригодны для ускорения электронов, поскольку в них пролетные трубки должны иметь слишком большую длину. [4]

В ускорителе с диафрагмированным волноводом (рис. 3.3.3.) на частицы действует бегущая электромагнитная волна, имеющая продольную компоненту электрического ускоряющего поля. Частицы инжектируются в волновод из источника, расположенного на центральной оси волновода. Волна и частицы бегут в одном направлении, причем частицы постоянно находятся под действием электрического поля и приобретают энергию, пропорциональную напряженности электрического поля и пройденному расстоянию. В гладком

⁴⁴ Ускорители данного типа получили название ускорителя на стоячей волне или 2π -ускорителя. [4]

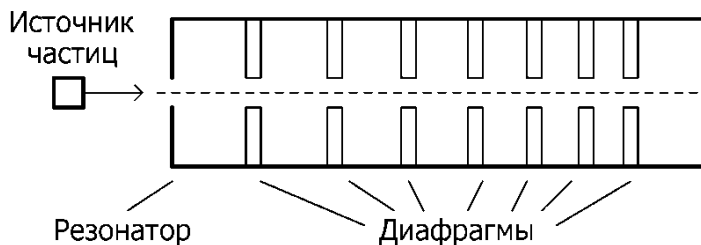


Рис. 3.3.3. Общая схема ускорителя с диафрагмированным волноводом. [4]

цилиндрическом волноводе фазовая скорость волны всегда больше скорости света, в то время как ускоряемые частицы движутся со скоростью, меньшей скорости света. Для того чтобы уменьшить скорость волны, в волноводе помещают металлические диафрагмы с отверстиями на оси. Внутренние размеры такого диафрагмированного волновода определяют величину скорости волны. Волна и частицы должны двигаться синхронно на всем протяжении волновода или,



Рис. 3.3.4. Дрейфовые трубки линейного резонансного ускорителя [13].

другими словами, частица должна оставаться в резонансе с волной. Постепенное увеличение скорости волны, если оно необходимо, обеспечивается изменением внутренних размеров диафрагмированного волновода по длине.

Рассмотрим более подробно процесс ускорения частиц в линейном резонансном ускорителе на примере ускорителя электронов с диафрагмированным волноводом. Электроны имеют сравнительно небольшую массу, поэтому на коротком начальном участке ускоряющего волновода быстро набирают скорость, величина которой приближается к скорости света. Кроме того, в волноводном ускорителе электроны не только ускоряются, но и группируются под действием ускоряющего поля в сгустки, при этом некоторая часть электронов не попадает в сгустки, начинает отставать от бегущей волны и теряется. Изменяя определенным образом скорость волны по длине начальной части волновода, можно уменьшить число потерянных частиц. В волноводных ускорителях в режим ускорения могут быть захвачены до 95% частиц, вышедших из инжектора. Группировка в сгустки заканчивается при достижении частицами энергии примерно равной 3 Мэ В. Далее сгустки электронов попадают во вторую часть диафрагмированного волновода, где они ускоряются до требуемой энергии. Скорость электронов здесь мало отличается от скорости света, поэтому скорость ускоряющей волны можно сделать постоянной, равной скорости света. Если частицы движутся не строго по оси волновода, то на них действуют радиальные компоненты электрического и магнитного полей ускоряющей волны. Величина этого действия зависит от скорости волны и расстояния частицы до оси волновода. Когда скорость волны достигает скорости света, расфокусирующее действие полей становится очень малым, поэтому постоянное продольное

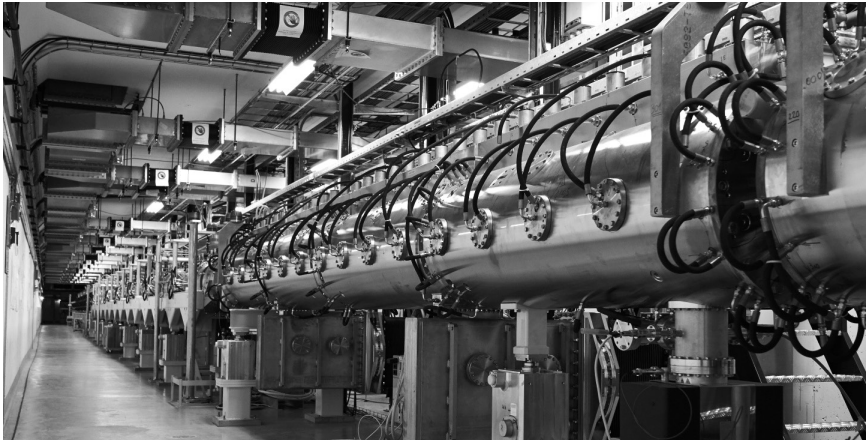


Рис. 3.3.5. Линейный ускоритель Linac 4 в CERN. Запуск запланирован на 2019–2020 г. Предназначен для ускорения отрицательных ионов водорода до энергии 160 МэВ. Ускоренные ионы будут инжектироваться в протонный синхротрон, который является частью цепи инжекции Большого адронного коллайдера. Ускорение частиц проходит в несколько стадий: сначала частицы ускоряются до 3 МэВ с помощью радиочастотного квадруполь (RFQ — Radio Frequency Quadrupole), затем до энергии 50 МэВ с помощью ускорителя на дрейфовых трубках (DTL — Drift Tube Linac), затем до энергии 100 МэВ с помощью ускорителя на связанных резонаторах (CCDTL — Coupled-Cavity Drift Tube Linac), а затем до энергии 160 МэВ с помощью ускорителя с волной π -типа (PIMS — Pi-mode structure). Длина ускорителя составляет 86 метров [13].

магнитное поле для удержания электронов в приосевой области волновода создается лишь на начальном участке⁴⁵. В результате действия электромагнитного ускоряющего и магнитного фокусирующего полей траектория каждого отдельного электрона представляет собой пространственную спираль с неравномерным шагом и диаметром, а профиль пучка определяется огибающей поверхностью, охватывающей траектории всех частиц пучка. Конечная

⁴⁵ Величина магнитной индукции этого поля обычно не превышает 0,15 Тл. [6]

часть волновода не имеет фокусирующих элементов. Для обеспечения фокусировки пучка в промежутки между секциями могут устанавливаться квадрупольные линзы. Импульсный электронный ток на выходе ускорителя может достигать нескольких ампер, при этом средний ток находится на уровне единиц миллиампер. В ускорителях электронов можно также изменять энергию частиц на выходе регулировкой относительной фазы полей в секциях. Для питания ускорителей обычно используются магнетроны и клистроны десятисантиметрового диапазона [6].

3.4. Классический циклотрон

Циклотрон — это резонансный ускоритель тяжелых заряженных частиц, в котором частота ускоряющего электрического поля и величина магнитного поля постоянны во времени⁴⁶.

Ускорение частиц в циклотроне происходит следующим образом (рис. 3.4.1.). В вакуумной камере, расположенной в зазоре магнита, с помощью двух электродов⁴⁷ формируется переменное электрическое ускоряющее поле. Частицы, вылетающие из источника, расположенного в зазоре между электродами, попадают в ускоряющее поле, ускоряются и начинают движение в магнитном поле по спирали с возрастающим радиусом (см. раздел 1.5.), многократно проходя при этом ускоряющий промежуток и получая при каждом прохождении небольшое приращение энергии. Другими словами, систематическое увеличение энергии частиц в циклотроне происходит в результате воздействия синхронной бегущей волны ускоряющего поля, как и в случае линейных

⁴⁶ Идея циклотрона была предложена в 1931 г. Э. Лоуренсом. [4]

⁴⁷ Эти электроды часто называются дуантами. [4,9]

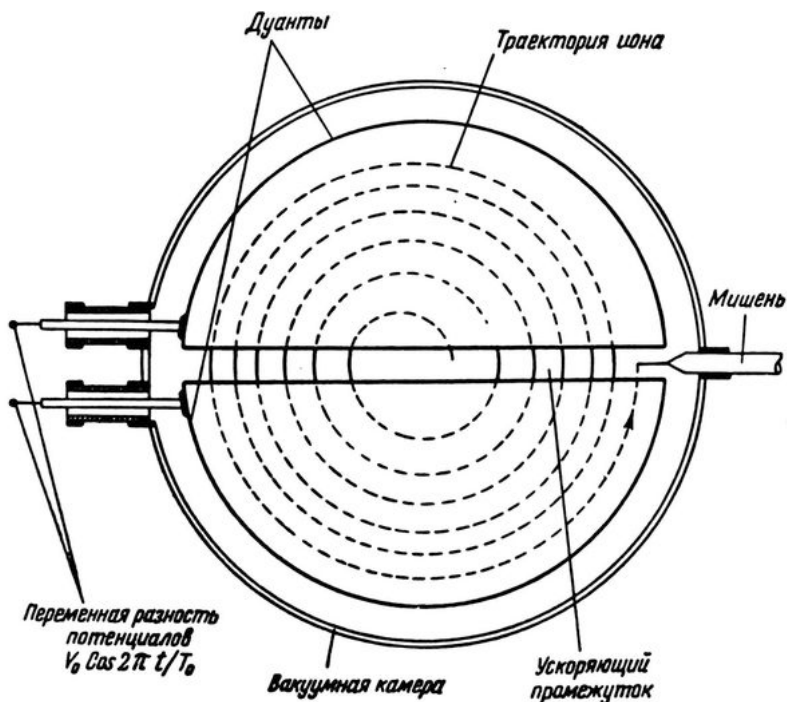


Рис. 3.4.1. Общая схема классического циклотрона. В центре обычно размещается источник заряженных частиц, который на данной схеме не показан [9].

резонансных ускорителей. Только в случае циклотрона волна бежит по азимуту с угловой фазовой скоростью, равной угловой скорости обращения частиц [4,6,9,10].

Рассмотрим частицу с постоянной энергией $E = mc^2$, с массой покоя m_0 и зарядом q , движущуюся в плоскости, перпендикулярной к однородному магнитному полю B . Частица обращается с частотой $\omega(E)$ по окружности радиуса $R(E)$. Эти величины связаны условием равенства центробежной силы инерции и силы Лоренца, соответственно:

$$\frac{mv^2}{R} = qvB \quad (3.4.1)$$

Отсюда можно получить выражения для частоты обращения ω и радиуса траектории R :

$$\omega = \frac{v}{R} = \frac{qB}{m} = \frac{qBc^2}{E} \quad (3.4.2)$$

$$R = \frac{mv}{qB} = \frac{p}{qB} = \frac{\beta E}{qBc} \quad (3.4.3)$$

где $p = mv = \frac{E\beta}{c}$ — абсолютное значение импульса частицы,

$\beta = \frac{v}{c}$ — относительная скорость частицы.

Если m_0 — собственная масса частицы, то в релятивистском случае ($pc \gg m_0c^2$) произведение pc практически совпадает с полной энергией частицы E , т. е. $pc \approx mvc \approx mc^2 = E$, в то время как в нерелятивистском случае $pc \ll m_0c^2$, тогда:

$$pc \approx m_0vc = \sqrt{2Wm_0c^2} \quad (3.4.4)$$

где $W = \frac{m_0v^2}{2}$ — кинетическая нерелятивистская энергия

частиц. Для нерелятивистского случая частота обращения ω частиц и радиус траектории R имеет вид:

$$\omega = \frac{qBc^2}{E} = \frac{qBc^2}{m_0c^2} = \frac{qB}{m_0} \quad (3.4.5)$$

$$R = \frac{p}{qB} = \frac{pc}{qBc} \approx \frac{\sqrt{2Wm_0c^2}}{qBc} \quad (3.4.6)$$

Из полученных соотношений (3.4.5) и (3.4.6) видно, что для нерелятивистских частиц частота обращения ω в од-

нородном магнитном поле B не зависит от их энергии. Для соблюдения синхронизации между движением частиц и ускоряющим полем частота ускоряющего поля ω_0 должна удовлетворять соотношению:

$$\omega_0 = k\omega = k \frac{qB}{m_0} \quad (3.4.7)$$

где k — кратность. В этом случае за каждую половину оборота электрическое поле в зазоре успевает сменить знак, поэтому в моменты прохождения зазора поле всегда оказывается ускоряющим⁴⁸ [4,6]. Кинетическая энергия частиц W при этом линейно растет с числом оборотов n (за один оборот частица проходит ускоряющий промежуток дважды) согласно соотношению:

$$W \approx 2qUn \quad (3.4.8)$$

где U — ускоряющее напряжение. Радиус орбиты R при этом возрастает как:

$$R \sim \sqrt{n} \quad (3.4.9)$$

Циклотрон оказывается непригоден для легких частиц, например, электронов, так как уже на малых энергиях порядка сотен кэВ, они становятся релятивистскими, частота обращения уменьшается, и резонанс с ускоряющим полем становится невозможным. Для тяжелых частиц, например, протонов, релятивистские поправки к частоте хотя и малы, но накапливаются по мере увеличения числа оборотов, что, соответственно, приводит к уменьшению частоты. Если на текущем полуобороте частота обращения чуть меньше равновесной, то к следующему прохождению

⁴⁸ Даже если частица не попадает в максимум ускоряющего напряжения, она все равно в конце концов наберет максимальную энергию, но за большее число оборотов.

частица несколько запоздает и придет со сдвигом по фазе $\Delta\varphi$ относительно предыдущего полуоборота. Напряжение на зазоре будет несколько меньше, чем при предыдущем прохождении, поэтому частица получит меньше энергии. На малом числе оборотов этим можно пренебречь, поскольку сдвиг фазы $\Delta\varphi$ будет незначителен, однако сдвиг фазы накапливается и за большое число оборотов может достичь значения $\Delta\varphi = \pi / 2$. В этом случае частица начнет попадать в зазор в те моменты, когда электрическое поле в нем отсутствует, поэтому набор энергии прекратится [6].

Приближенные оценки максимального количества оборотов $n_{\text{макс}}$, максимальной кинетической энергии частиц $W_{\text{макс}}$ и радиуса максимальной орбиты $R_{\text{макс}}$ можно выполнять по формулам:

$$n_{\text{макс}} \approx \sqrt{\frac{2m_0c^2}{qU}} \quad (3.4.10)$$

$$W_{\text{макс}} \approx \sqrt{\frac{m_0c^2qU}{2}} \quad (3.4.11)$$

$$R_{\text{макс}} \approx \frac{3,3E_0}{B} \sqrt{\frac{2W_{\text{макс}}}{E_0} + \frac{W_{\text{макс}}^2}{E_0^2}} \quad (3.4.12)$$

Оценим характерные значения количества оборотов частиц $n_{\text{макс}}$, максимальной кинетической энергии $W_{\text{макс}}$ ускоренных частиц и радиуса максимальной орбиты $R_{\text{макс}}$ для ускорителя протонов ($m_0c^2 \approx 938 \cdot 10^6 \text{ эВ} = 0,938 \text{ ГэВ}$) с параметром ускоряющего поля $qU \approx 10^5 \text{ эВ}$ и величиной магнитного поля $B = 1 \text{ Тл}$. Используя имеющиеся данные и формулы (2.4.10), (2.4.11), (2.4.12), рассчитаем эти параметры:

$$n_{\text{макс}} \approx \sqrt{\frac{2 \cdot 938 \cdot 10^6}{10^5}} \approx 137$$

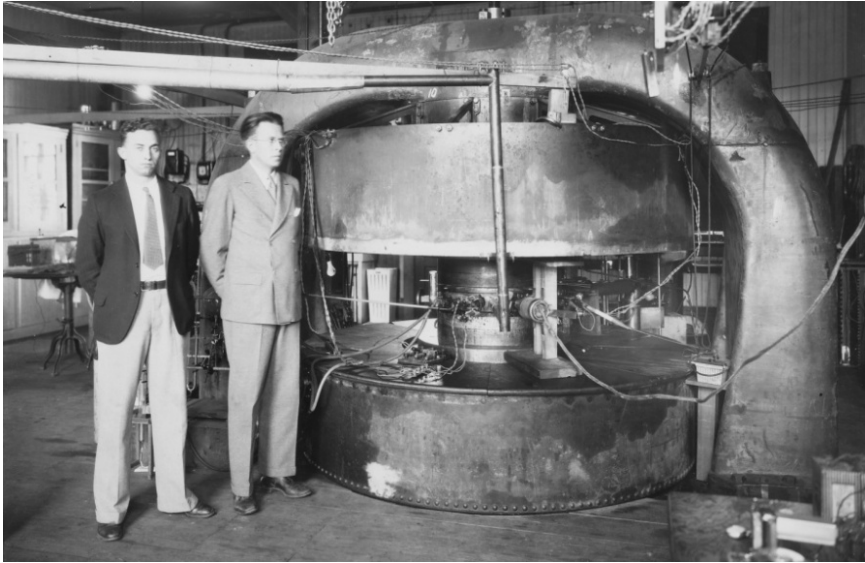


Рис. 3.4.2. С. Ливингстон и Э. Лоуренс рядом с 27-дюймовым циклотроном в старой лаборатории Калифорнийского университета, г. Беркли.

$$W_{\text{макс}} \approx \sqrt{\frac{938 \cdot 10^6 \cdot 10^5}{2}} \approx 7 \text{ МэВ}$$

$$R_{\text{макс}} \approx \frac{3,3 \cdot 0,938}{1} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot 0,007}{0,938} + \frac{0,007^2}{0,938^2}} \approx 0,37 \text{ м}$$

Из соотношений также (3.4.10), (3.4.11) и (3.4.12) видно, что ускоряющее напряжение должно быть как можно выше, так как при малом значении qU частицы совершают много оборотов, что приводит к существенному смещению по фазе относительно ускоряющего поля [4,6,9,10].

Таким образом, энергии, до которых можно ускорить частицы в циклотроне, не превышают нескольких десятков МэВ. Регулировка конечной энергии частиц невозможна.

Пучок ускоренных частиц состоит из сгустков, частота которых кратна частоте ускоряющего поля. Токи пучка обычно находятся в диапазоне 50–500 мкА. Энергетическое разрешение пучка составляет около 1% [4].

3.5. Фазотрон

Фазотрон⁴⁹ — это циклический резонансный ускоритель тяжелых заряженных релятивистских частиц с постоянным во времени магнитным полем и переменной частотой ускоряющего поля. Ускорение и движение частиц в фазотроне протекает схожим с классическим циклотроном образом. Однако принципиальное отличие заключается в том, что в фазотроне частота ускоряющего электрического поля ω_0 изменяется синхронно с частотой обращения частицы ω , что позволяет ускорять частицы до релятивистских энергий. Соотношение для частот (3.4.7.) показывает, что при увеличении энергии частицы E и постоянстве магнитного поля B , частота обращения релятивистской частицы ω с зарядом q уменьшается из-за увеличения ее массы (см. раздел 1.1.):

$$\omega_0 = k\omega = k \frac{qBc^2}{E} \quad (3.5.1)$$

где k — кратность, а c — скорость света. Видно, что для обеспечения резонанса частота ускоряющего поля ω_0 должна уменьшаться в точном соответствии с уменьшением частоты обращения частицы ω . Так как частицы начинают ускорение практически с нулевой энергии, то начальную ω_0 и конечную $\omega_{0.мин}$ частоты ускоряющего поля фазотрона при ускорении до энергии E можно определить по формулам:

⁴⁹ Ускорители данного типа также называются синхроциклотронами.



Рис. 3.5.1. Фазотрон ОИЯИ, г. Дубна. Максимальная энергия для протонов составляет 660 МэВ, частота модуляции — 250 Гц, ток пучка — от 1,6 до 2,5 мкА в зависимости от режима вывода. Установка используется для экспериментов с π -мезонами, мюонами, нейтронами и протонами, в частности, для медицинских исследований в области лечения онкологических заболеваний [14].

$$\omega_0 = k \frac{eBc^2}{F} \quad (3.5.2)$$

$$\omega_{0, \text{мин}} = \omega_0 \frac{E_0}{E} \quad (3.5.3)$$

Если сгустки пучка в классическом циклотроне распределяются по всей траектории движения, каждый из которых находится на своем этапе ускорения, то в фазотроне ускорятся только один сгусток, так как при уменьшении частоты обращения частицы частота ускоряющего поля совпадает с частотой лишь части ускоряемых частиц, а остальные выходят из режима ускорения. Таким образом, для фазотрона характерен не непрерывный, а импульсный режим ускоре-

ния, причем частота следования импульсов (сгустков) будет определяться не частотой ускоряющего поля, а периодом его частотной модуляции. Другими словами, фазотрон работает в режиме повторяющихся с определенной частотой⁵⁰ интервалов ускорения, в которых частота ускоряющего поля падает по мере увеличения энергии частиц, а затем возвращается к начальному значению, после чего начинается следующий интервал ускорения [4,6]. Рассмотренный режим ускорения частиц приводит к тому, что интенсивность пучка оказывается относительно невысокой⁵¹, порядка $10^9 - 10^{10}$, а ток пучка находится в диапазоне 0,1–1 мкА. При этом максимальная энергия, до которой могут быть ускорены частицы, достигает 1 ГэВ [4].

3.6. Изохронный циклотрон

Изохронный циклотрон — это резонансный ускоритель тяжелых заряженных частиц, в котором частота обращения частиц не зависит от их энергии⁵². Так же, как и в классическом циклотроне, частота ускоряющего поля ω_0 не изменяется в процессе ускорения, а радиус орбиты R — возрастает. При этом изохронность, т. е. независимость частоты обращения частицы ω от ее энергии, достигается с помощью магнитного поля, возрастающего с радиусом. Выражение для частоты обращения ω частицы в магнитном поле B для циклотрона имеет вид (см. раздел 3.4.):

$$\omega = \frac{qBc^2}{E} \quad (3.6.1)$$

⁵⁰ Обычно от 50 до 2000 Гц.

⁵¹ Примерно в тысячу раз меньше, чем в классическом циклотроне.

⁵² Иногда данный тип ускорителей называют циклотронами с азимутальной вариацией поля.

где E — полная энергия частицы, q — заряд частицы, c — скорость света. Из соотношения (3.6.1) видно, что для релятивистских скоростей при постоянном магнитном поле B увеличение энергии частицы E будет вызывать уменьшение частоты обращения ω . Очевидно, что компенсировать такое изменение частоты можно увеличением магнитного поля B по мере нарастания радиуса орбиты частицы. Однако, как было показано в разделе 2.7., в этом случае показатель спада магнитного поля n будет отрицательным, что обеспечивает радиальную устойчивость орбиты, но при этом приводит к нарушению аксиальной (вертикальной) устойчивости, поэтому для фокусировки пучка в изохронных циклотронах применяется азимутальная вариация магнитного поля. Таким образом, величина магнитного поля в ускорителе не просто нарастает с радиусом, но еще и модулируется (изменяется определенным образом) по азимуту [4,6].

Для реализации рассмотренной конфигурации магнитного поля используются секторные магниты (рис. 3.6.1). В этом случае траектория движения частиц уже не является

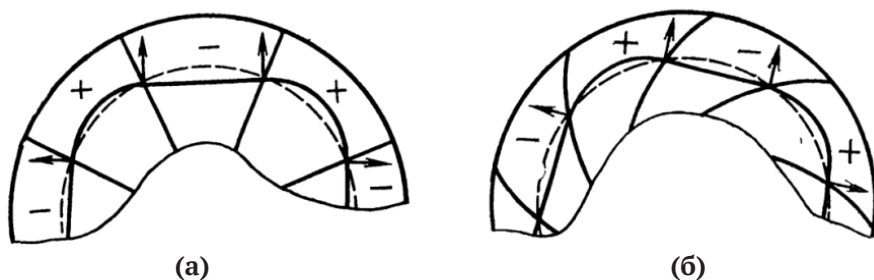


Рис. 3.6.1. Механизм радиально-секторной фокусировки (а), где секторы с увеличенным магнитным полем обозначены знаками «плюс», с уменьшенным — знаками «минус», а стрелками обозначены нормали к орбите, направленные в сторону меньшего поля. Механизм фокусировки спиральными секторами (б), где нормаль к орбите на границах поочередно направлена в область резко нарастающего и резко спадающего поля [6].

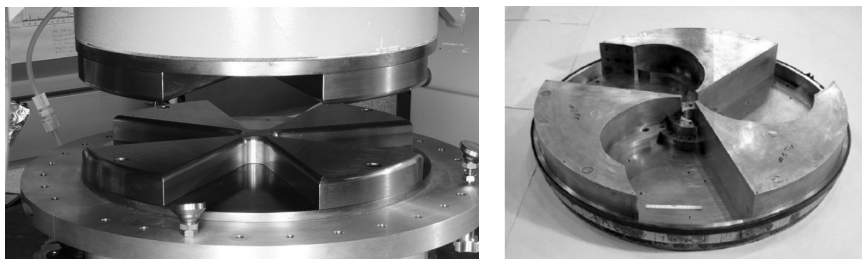


Рис. 3.6.2. Внешний вид секторных магнитов различной формы.

окружностью, а имеет более сложную форму. В областях с большим полем кривизна орбиты должна быть больше средней, так что орбита в этих областях будет находиться на большем расстоянии от центра по сравнению со средней окружностью. В результате этого орбита выходит из сектора с большим полем под углом, направленным к центру, а входит в него, удаляясь от центра. В обоих случаях на краях между секторами она проходит через область, где поле спадает по нормали к орбите. Другими словами, края секторов действуют как короткие квадрупольные линзы, фокусирующие по вертикали и дефокусирующие по радиусу. [6]

В случае релятивистских энергий модуляция величины магнитного поля и искажения орбиты должны быть крайне велики, поэтому сектора магнита выполняются в виде спиралей, так как это позволяет при малой глубине модуляции магнитного поля усилить краевые эффекты между секторами, поскольку сила краевой линзы пропорциональна не только перепаду поля на границе между секторами, но и тангенсу углу входа орбиты в сектор (рис. 3.6.2.).

Верхний предел достижимой энергии $E_{\text{макс}}$ в изохронных циклотронах с секторными и спиральными полями ограничен и определяется соотношением:

$$E_{\text{макс}} = \frac{E_0 N}{2} \quad (3.6.2)$$



Рис. 3.6.3. Протонный изохронный циклотрон медицинского назначения C230 от компании IBA с «горячими» магнитами. Энергия ускоренных частиц 230 МэВ, диаметр магнита 4,3 м, максимальная величина магнитного поля 2,2 Тл [15].

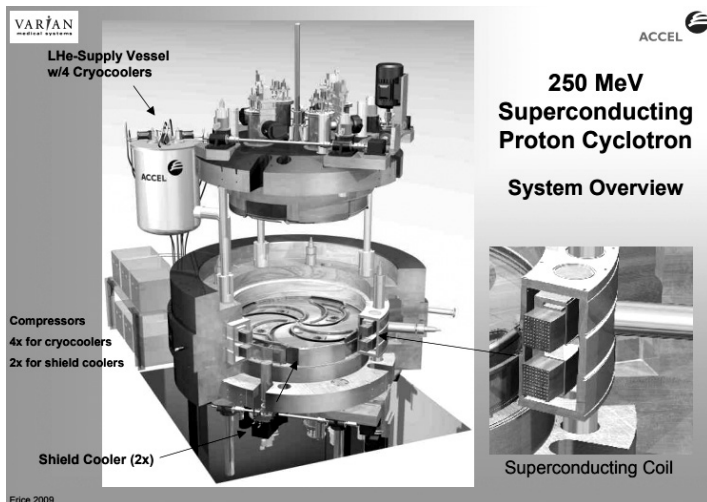


Рис. 3.6.4. Протонный изохронный циклотрон со сверхпроводящими («холодными») магнитами медицинского назначения от компании Varian. Энергия ускоренных протонов составляет 250 МэВ, максимальная величина магнитного поля 4 Тл, четырехсекционный магнит диаметром 3,2 м [16].

где E_0 — энергия покоя частицы, N — число секторов магнитного поля⁵³. Обычно максимальная энергия $E_{\text{макс}}$, до которой можно ускорить частицу, приблизительно равна ее энергии покоя E_0 . Например, для протонов эта энергия составляет около 1 ГэВ.

Основным преимуществом изохронного циклотрона является возможность ускорения частиц до энергий, превышающих энергии классического циклотрона при сохранении высоких значений интенсивности пучка. Пучок представляет собой последовательность сгустков, частота следования которых равна частоте ускоряющего электрического поля. Средний ток пучка обычно находится в диапазоне 0,1–1,0 мА [4].

3.7. Микротрон

Микротрон — это циклический резонансный ускоритель электронов, в котором ускорение происходит с переменной кратностью⁵⁴. Резкая зависимость частоты вращения электрона в постоянном магнитном поле от энергии в релятивистской области позволяет реализовать режим с переменной кратностью. Данный режим решает проблему ускорения электронов в циклотроне, с помощью которого их невозможно ускорить до существенных энергий из-за влияния релятивистских эффектов.

Рассмотрим принцип работы микротрона (рис. 3.7.1.). Частицы в постоянном магнитном поле движутся по круговым орбитам в пределах вакуумной камеры, проходя через единственный ускоряющий промежуток с высокочастотным электрическим полем постоянной частоты, где все орбиты

⁵³ Чаще всего количество секторов $N = 4$ [6].

⁵⁴ Идея микротронного ускорения была впервые предложена В. И. Векслером в 1944 г. после открытия принципа автофазировки [4].

пересекаются в одной точке. По мере ускорения частиц период их вращения и радиус орбиты увеличиваются, а частота вращения, соответственно, уменьшается. Для того, чтобы частицы попали в ускоряющий промежуток в той же фазе ускоряющего поля, но сдвинутой на $2\pi k$ относительно предыдущего значения, где k — кратность, необходимо, чтобы за период обращения частиц ускоряющее поле успело совершить целое число колебаний (рис. 3.7.2.). Другими словами, на каждом новом обороте частицы находятся в резонансе с высокочастотным ускоряющим полем при новом значении кратности k . При каждом последующем обороте значение кратности увеличивается на единицу. [4,6]

Соотношение между частотой обращения частицы ω и частотой ускоряющего поля ω_0 имеет вид:

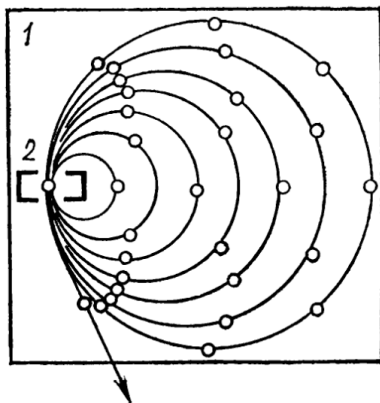


Рис. 3.7.1. Схема орбит и движения электронных сгустков в микротроне, где 1 — один из полюсов магнита, 2 — ускоряющий резонатор (ускоряющий промежуток) [6].

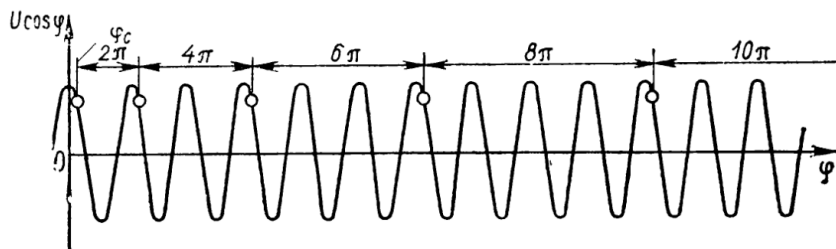


Рис. 3.7.2. Последовательное изменение фазы равновесной частицы в микротроне в процессе прохождения ускоряющего промежутка [5].

$$\omega_0 = k\omega \quad (3.7.1)$$

Условие существования равновесной частицы для микротрона записывается следующим образом:

$$\cos \varphi_c = \frac{\lambda_0 c B}{2\pi U} < 1 \quad (3.7.2)$$

где φ_c — фаза равновесной частицы, λ_0 — длина волны ускоряющего поля, U — ускоряющее напряжение, B — индукция магнитного поля, c — скорость света. Преобразовав некоторым образом выражение (3.7.2) можно оценить характерную длину волны⁵⁵ ускоряющего поля λ_0 микротрона для ускоряющего напряжения $U = 1$ МВ и магнитного поля $B = 0,2$ Тл:

$$\lambda_0 < \frac{2\pi U}{cB} = \frac{2 \cdot 3,14 \cdot 10^6}{3 \cdot 10^8 \cdot 0,2} \approx 10 \text{ см}$$

Сам по себе процесс ускорения в микротроне носит непрерывный характер, поскольку магнитное поле и частота ускоряющего поля не изменяются в ходе ускорения. Однако в непрерывном режиме даже на резонаторе с высокой добротностью при ускоряющем напряжении 1 МВ потери могут достигать 1 МВт, что создает дополнительные проблемы с реализацией охлаждения. Поэтому чаще всего микротрон используется в импульсном режиме с характерной длительностью импульса в несколько микросекунд и частотой следования импульсов порядка 50–500 Гц. В качестве источников высокочастотного поля обычно используются магнетроны. Пучок ускоренных электронов, полученный с помощью микротрона, имеет

⁵⁵ Полученное значение длины волны ускоряющего поля находится в диапазоне микроволн, из-за чего данный тип ускорителя, собственно, и получил свое название.

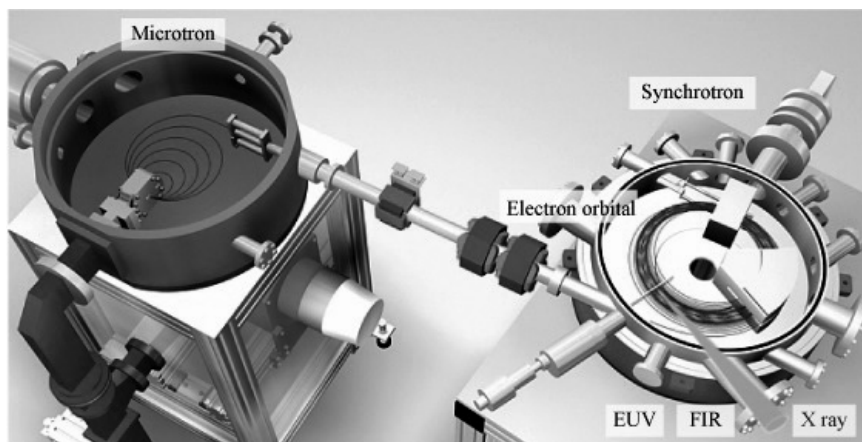


Рис. 3.7.3. 3D-модель источника рентгеновского излучения MIRRORCLE-6X, Proton Production Laboratory, Япония, в котором микроотрон используется в качестве предварительного ускорителя электронов до энергии 6 МэВ для накопительного синхротрона. Ток пучка микроотрона составляет 200 мА [17].

специфическое распределение и состоит из коротких сгустков, отстоящих друг от друга на расстояние λ_0 , причем на первой орбите всего один сгусток, на второй — два и т. д. [6] Максимальная энергия электронов ограничивается размерами магнита и обычно не превышает нескольких десятков МэВ, однако для микроотрона характерны высокие значения приращения энергии за один оборот, которые могут составлять единицы МэВ, и высокое энергетическое разрешение порядка 0,2–0,3%. Энергия пучка также может плавно изменяться путем изменения напряженности электрического поля в резонаторе. Средний ток пучка обычно находится в диапазоне 10–100 мкА, а импульсный — в диапазоне 10–100 мА. Существуют различные модификации микроотронов: секторный микроотрон, разрезной микроотрон [4].

3.8. Синхротрон

Синхротрон — это циклический кольцевой резонансный ускоритель с постоянными радиусом орбиты и изменяющимся во времени магнитным полем. Ускоритель данного типа позволяет осуществить ускорение как легких, так и тяжелых частиц до энергии более 1 ГэВ, что невозможно с помощью рассмотренных ранее типов ускорителей [4,6,8].

Траектория движения частиц в синхротроне приблизительно считается окружностью постоянного радиуса R . Импульс равновесной частицы $p(t)$ с зарядом q , движущейся в синхротроне, может быть выражен через радиус орбиты R и магнитное поле $B(t)$ следующим образом:

$$p(t) = qRB(t) \quad (3.8.1)$$

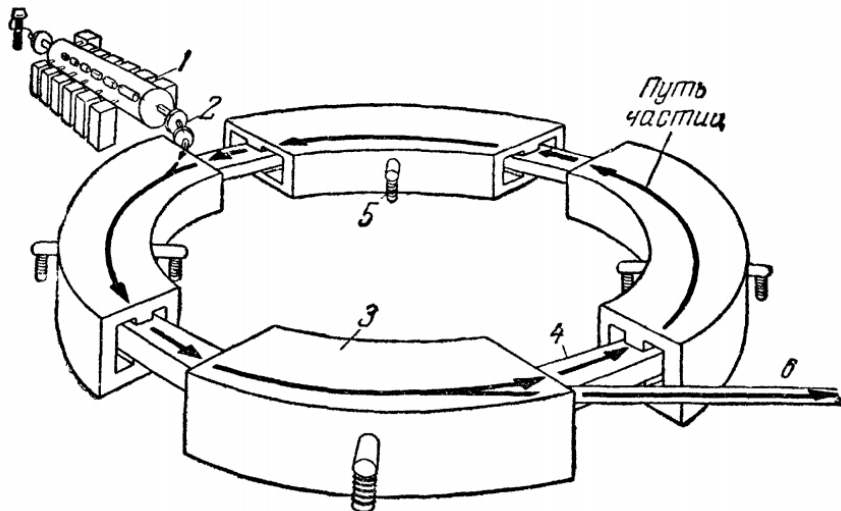


Рис. 3.8.1. Общая схема протонного синхротрона. 1 — предварительный линейный ускоритель, 2 — система ввода протонов в ускоритель, 3 — электромагнитные блоки, 4 — вакуумная камера, 5 — вакуумный насос, 6 — выводное устройство [18].

Из соотношения (3.8.1) видно, что в случае постоянства радиуса орбиты R , увеличение импульса частицы $p(t)$ по мере ускорения должно сопровождаться пропорциональным увеличением магнитного поля $B(t)$, тогда полная энергия равновесной частицы E_c изменяется согласно соотношению:

$$E_c = \sqrt{E_0^2 + p^2(t)c^2} = \sqrt{E_0^2 + q^2c^2R^2B^2(t)} \quad (3.8.2)$$

Частота обращения равновесной частицы ω возрастает по мере увеличения ее скорости, поэтому для поддержания процесса ускорения должно выполняться условие резонанса:

$$\omega_0(t) = k\omega(E_c) \quad (3.8.3)$$

где $\omega_0(t)$ — частота ускоряющего поля, k — кратность ускорения, $\omega(E_c)$ — частота обращения равновесной частицы. Частота ускоряющего поля $\omega_0(t)$ для выполнения условия резонанса должна удовлетворять соотношению:

$$\omega_0(t) = k \frac{qc^2B(t)}{E_c} = \left(\frac{kc}{R}\right) \left(1 + \frac{E_0^2}{q^2c^2R^2B^2(t)}\right)^{-1/2} \quad (3.8.4)$$

Таким образом, для поддержания постоянства радиуса орбиты в процессе ускорения, необходимо выполнение трех требований. Во-первых, в начале ускорения частицы уже должны иметь достаточно высокую кинетическую энергию, которая тем больше, чем больше начальное поле и радиус ускорителя, т. е. конечная энергия. Во-вторых, магнитное поле синхротрона должно изменяться во времени в процессе ускорения. В-третьих, частота ускоряющего поля должна всегда возрастать в течение цикла и быть жестко связана с магнитным полем на орбите⁵⁶ [6].

В общем случае ускорение в синхротроне происходит следующим образом (рис. 3.8.1). Предварительно

⁵⁶Для ультрарелятивистских электронов, частота обращения которых равна c/R , частота ускоряющего поля может быть постоянной [6].

ускоренные в инжекторе (вспомогательном ускорителе) до некоторой энергии частицы попадают через канал инфлектора⁵⁷ в тороидальную вакуумную камеру, расположенную в кольцеобразном магните, охватывающем всю орбиту. Инжекция происходит при некотором малом значении магнитного поля. Частицы начинают вращение в камере синхротрона по орбите постоянного радиуса. В одном или нескольких местах кольца расположены ускоряющие промежутки, проходя которые частицы ускоряются в переменном электрическом поле. По мере роста энергии частиц их скорость и частота обращения увеличивается⁵⁸, поэтому постоянство радиуса орбиты поддерживается соответствующим возрастанием магнитного поля и частоты ускоряющих полей [6].

По типу ускоряемых частиц выделяют электронные (используются для ускорения электронов) и протонные⁵⁹ (используются для ускорения протонов и более тяжелых ионов) синхротроны. По типу фокусировки пучка частиц различают:

1. Слабофокусирующие синхротроны (используется слабая фокусировка).

2. Синхротроны с нулевым градиентом (используются секторные электромагниты с однородными магнитными полями и краевой фокусировкой).

3. Сильнофокусирующие синхротроны (используется сильная фокусировка).

4. Волноводные синхротроны (камера ускорителя представляет собой кольцевой волновод, по которому распространяется бегущая ускоряющая волна) [4].

⁵⁷ Устройство с поперечным электрическим полем, поворачивающее частицы в акцептанс ускорителя [6].

⁵⁸ Для электронов частота остается практически постоянной.

⁵⁹ Протонные синхротроны в советской литературе называются синхрофазотронами, чтобы подчеркнуть изменение во времени и магнитного поля, и частоты.

Несмотря на то, что в основе электронных и протонных синхротронов — одинаковые принципы ускорения, по ряду причин ускорение разных частиц в одной и той же установке оказывается невозможным. Во-первых, магнитное поле инжекции в электронных и протонных синхротронах на одну и ту же энергию обычно отличается. Это связано с тем, что в широком диапазоне параметров энергия инжекции для протонов оказывается нерелятивистской и квадратично зависящей от магнитного поля при заданном радиусе, а для электронов — релятивистской и линейно зависящей от величины магнитного поля инжекции. Электроны в течение всего цикла оказываются релятивистскими, т. е. их скорость близка к скорости света и ее изменения настолько малы, что обычно ими можно пренебречь. Поэтому частота их обращения по орбите постоянного радиуса практически не зависит от энергии, и, соответственно, может оставаться постоянной и частота ускоряющего поля.

Основное физическое отличие электронных синхротронов от протонных заключается в значительных потерях энергии на электромагнитное излучения у электронов, движущихся по окружности, которое называется синхротронным излучением. Основная доля мощности этого излучения направлена вдоль мгновенной скорости электрона, т. е. практически по касательной к орбите в каждой ее точке. Потери энергии на синхротронное излучение $\Delta W_{изл}$ в кэВ за один полный оборот определяются выражением:

$$\Delta W_{изл} = \frac{4\pi q^2}{3R} \left(\frac{E}{E_0} \right)^4 \approx 90 \left(\frac{E^4}{R} \right) \quad (3.8.5)$$

где q — заряд частицы, R — радиус орбиты в метрах, E — полная энергия ускоренного электрона в ГэВ, $E_0 = m_0 c^2$ — энергия покоя электрона. Из соотношения (3.8.5) видно, что уже при энергиях порядка нескольких сотен МэВ основная

мощность, передаваемая пучку высокочастотной системой, начинает расходоваться на синхротронное излучение. Например, энергия потерь на синхротронное излучение для энергии электронов $E = 5 \text{ ГэВ}$ и радиуса орбиты ускорителя $R = 30 \text{ м}$ составляет:

$$\Delta W_{\text{изл}} = 90 \cdot \left(\frac{5^4}{30} \right) \approx 1,9 \text{ МэВ} / \text{оборот}$$

Чтобы компенсировать такие потери, ускоряющее напряжение должно обеспечивать прирост энергии как минимум вдвое больший, чем потери, т. е. ускоряющее напряжение должно быть не менее 4 МВ. Помимо этого, эффект синхротронного излучения оказывает существенное влияние и на динамику пучка электронов. Он фактически эквивалентен диссипативному процессу при движении электронов. Из-за этого, например, эмиттанс пучка не остается постоянным, как следовало бы из теоремы Лиувилля, а экспоненциально уменьшается [6].

Структура магнитной системы синхротрона зависит от множества факторов. Для получения энергий, меньших чем



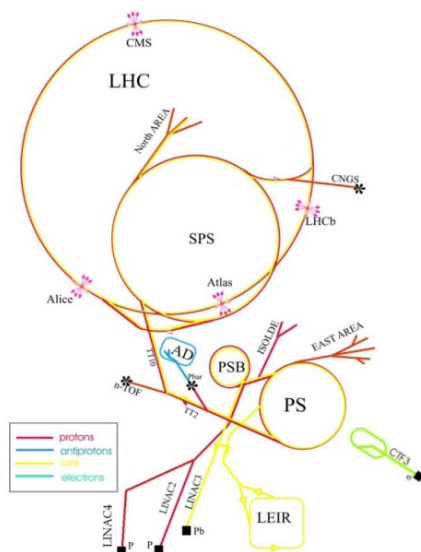
Рис. 3.8.2. Протонный синхротрон У-70, ИФВЭ НИЦ «Курчатовский институт», г. Протвино. Длина орбиты 1,5 км, частота ускорительных циклов 0,1 Гц, энергия до 70 ГэВ и интенсивность 10^{13} для протонов, энергия до 34 ГэВ/нуклон и интенсивность $3 \cdot 10^9$ для легких ядер [19].



Рис. 3.8.3. Медицинский протонный синхротрон для протонной терапии, ФТЦ ФИАН, г. Протвино. Диапазон выходных энергий 70–330 МэВ, интенсивность порядка 10^9 , диаметр кольца синхротрона 5 м, диаметр пучка на выходе 2–3 мм, время ускорения до энергии 330 МэВ около 1 с [20].

Рис. 3.8.4. Схема ускорительного комплекса CERN.

Суперсинхротрон SPS (Super Proton Synchrotron), служит в качестве окончательного предускорителя для Большого адронного коллайдера LHC (Large Hadron Collider) и прочих экспериментов. Длина орбиты 7 км, максимальная энергия ускоренных частиц 450 ГэВ, может ускорять ядра серы, кислорода, электроны, позитроны, протоны и антипротоны [13].



1 ГэВ, обычно используются слабофокусирующие магниты с показателем $n = 0,6 - 0,7$. Для более же высоких энергий необходимо применение сильной фокусировки [6].

Таким образом, синхротроны используются для ускорения как легких, так и тяжелых частиц. Для электронов максимальные энергии ограничиваются потерями на синхротронное излучение и обычно не превышают сотни ГэВ. Для протонов максимальная полученная энергия составляет примерно 7 ТэВ. Синхротроны работают в импульсном режиме с частотой следования импульсов, равной частоте ускорительных циклов. Средний ток пучка обычно составляет единицы нА [4].

Глава 4.

Применение ускорителей в медицине

4.1. Ионизирующие излучения в медицине

В конце 19-го века исследование строения вещества привело к открытию излучений, проникающих через непрозрачные среды. В 1895 г. В. Рентген обнаружил, что при попадании на анод катодных лучей возникают X-лучи, или рентгеновское излучение — электромагнитное ионизирующее излучение с энергией от 30 до 250 кэВ. В 1896 г. А. Беккерель обнаружил самопроизвольное излучение от солей урана, позднее это явление получило название радиоактивность.

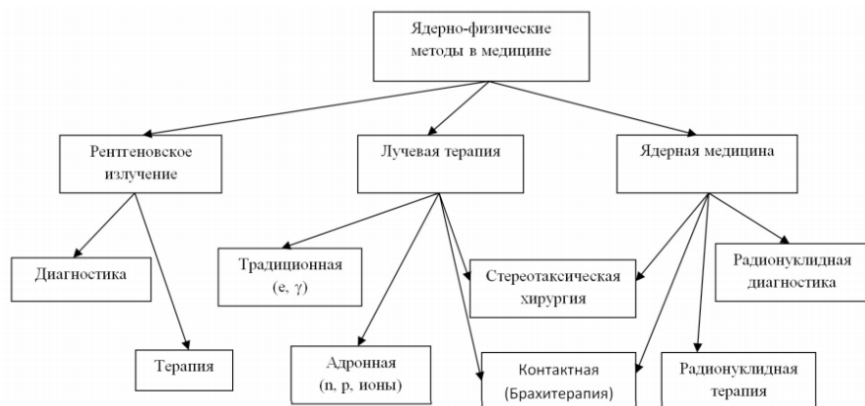


Рис. 4.1.1. Структурная схема применения ионизирующих излучений в медицине [1].

Как оказалось, оба вида излучений приводили к изменению структуры облученного вещества, и позже получили название ионизирующих излучений. Практически с момента открытия ионизирующих излучений началось их активное использование в различных отраслях мирового хозяйства и главным образом в медицине (рис. 4.1.1.) [1,2,3].

Использование ионизирующих излучений в медицине занимает особое место. Они служат главным инструментом для проведения лучевой терапии и различного вида диагностик. Как известно, лучевая терапия является наиболее технологичным методом лечения онкологических заболеваний. В ее основе — воздействие на клетки опухоли ионизирующего излучения, подведенного от внутреннего или внешнего источника. Ионизирующее излучение представляет собой поток ускоренных заряженных частиц или фотонов, имеющих энергию, достаточную для осуществления ионизации атомов и молекул вещества.

Проникая внутрь биологического объекта или проходя сквозь него, ионизирующее излучение совершает на своем пути акты ионизации, разбивая молекулы на отдельные ионы, что наносит в итоге непоправимый вред клетке, прекращая ее жизнедеятельность либо сразу, либо через несколько циклов деления. При прохождении через биологический объект на один акт ионизации фотон или заряженная частица тратит в среднем достаточно малую энергию около 34 эВ. Мерой воздействия ионизирующего излучения на вещество является затраченная на ионизацию энергия в определенной массе этого вещества, которая носит название поглощенной дозы⁶⁰. Единицей

⁶⁰ С энергетической точки зрения поглощенная доза, достаточная для возникновения катастрофических последствий в живом организме, ничтожно мала. Средняя подводимая за курс лучевой терапии к опухоли доза обычно составляет 60–70 Гр. При этом, если представить, что всю эту

поглощенной дозы является $1 \text{ грей} (Gr) = 1 \text{ Дж} \cdot \text{кг}^{-1}$, причем $1 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$. [21,22]

Обычно выделяют три механизма ионизационных повреждений клеток. Первый механизм, вызывающий гибель клеток — это хромосомные абберации — одиночные или двойные разрывы нитей спирали ДНК⁶¹ в месте акта ионизации под воздействием ионизирующего излучения. Второй механизм — это ионизационные повреждения внутриклеточных мембран, на которых осуществляются сложные процессы клеточного метаболизма митохондрий и других важных структур клетки. И, наконец, третий механизм — это возникновение большого количества высокоактивных радикалов и перекисей (фрагментов ионизированных молекул), которые, взаимодействуя со свободным кислородом и другими молекулами, создают опасные для клетки соединения, вызывающие разрушения различных ее органелл [21].

После нанесения ионизационных повреждений существует два возможных варианта развития событий. В первом случае гибель клетки не наступает, поскольку внутриклеточные механизмы восстановления успевают восстановить полученные радиационные повреждения до следующего деления. Во втором случае клетка гибнет при первом или последующем делениях, а в случае достаточно серьезных и множественных повреждений и других фазах клеточного цикла [21].

Ионизирующие излучения, используемые для дистанционной радиотерапии, делятся на два основных типа: редкоионизирующие⁶² и плотноионизирующие⁶³ излучения.

энергию удалось бы превратить в тепло, то облучаемый объем удалось бы нагреть всего лишь на несколько сотых градуса. В начале 20-го века этот феномен назывался энергетическим парадоксом [20].

⁶¹ ДНК — дезоксирибонуклеиновая кислота.

⁶² Пучки фотонов, электронов, протонов.

⁶³ Пучки нейтронов, пи-мезонов и ионов тяжелее протона.

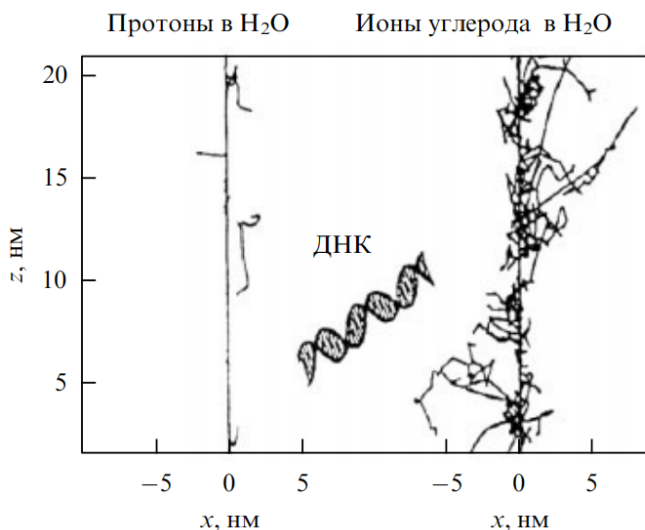


Рис. 4.1.2. Треки протона и иона углерода и плотность актов ионизации. Для сравнения в центре рисунка показан поперечный размер спирали ДНК без белковой оболочки [21].

Они отличаются показателем линейной передачи энергии (ЛПЭ)⁶⁴, т. е. способностью излучения передавать веществу на участках своего пути одинаковой длины меньшее или большее количество энергии и, соответственно, на тех же участках осуществлять меньшее или большее число актов ионизации. Например, ЛПЭ редкоизионизирующих излучений обычно составляет 3–5 кэВ/мкм, а ЛПЭ плотноизионизирующих для диапазона энергий, используемых в лучевой терапии, находится в диапазоне 50–150 кэВ/мкм. Как правило, показатель ЛПЭ зависит от энергии излучения и возрастает к концу пробега частицы в веществе. Использование плотноизионизирующего излучения в лучевой терапии обладает рядом существенных преимуществ, поскольку воздействие таким излучением приводит к возникновению множествен-

⁶⁴ Обычно используется аббревиатура ЛПЭ.

ных, плотно расположенных радиационных повреждений (рис. 4.1.2.), восстановление которых часто оказывается невозможным, что позволяет в целом повышать эффективность лучевой терапии и преодолевать радиорезистентность опухоли (устойчивость к облучению) даже в условиях гипоксии ткани [21,23].

Для описания качества ионизирующего излучения также используется понятие относительной биологической эффективности (ОБЭ)⁶⁵. Этот параметр определяется как отношение поглощенной дозы от принятого за эталон ионизирующего излучения искусственного источника фотонов Co-60, для которого ОБЭ=1, к поглощенной дозе исследуемого ионизирующего излучения, необходимых для получения одного и того же биологического эффекта. Стоит обратить внимание, что ОБЭ зависит не только от типа излучения, но и от свойств облучаемого объекта: локализации опухоли, стадии ее развития, общего состояния организма и т. д. [21,22,23,24].

4.2. Лучевая терапия

Примерно половина ускорителей заряженных частиц по всему миру в настоящее время используется для медицинских целей, в частности, для осуществления лучевой терапии онкологических заболеваний. Традиционно лучевая терапия делится на два направления: контактная и дистанционная. В первом случае источник ионизирующего излучения размещается либо на поверхности тела пациента, либо вводится внутрь его организма. Во втором случае источник ионизирующего излучения находится за пределами облучаемого объекта. Каждое из этих направлений лучевой терапии имеет

⁶⁵ Обычно используется аббревиатура ОБЭ.

свою историю, стратегию и характерные этапы развития и использует, как правило, разные технические приемы и устройства для генерации ионизирующих излучений [21].

Развитие лучевой терапии сводится к решению двух основных задач. Во-первых, к снижению лучевой нагрузки на здоровые ткани путем уменьшения дозы в них или объема облучаемых здоровых тканей. Во-вторых, к повышению дифференцированности отклика на облучение пораженных и здоровых тканей посредством увеличения радиочувствительности злокачественных клеток или уменьшения радиочувствительности здоровых клеток, а также использованием плотноионизирующих излучений [21,23].

На сегодняшний день существуют множество различных видов лучевой терапии, различающихся как по типу используемого излучения, так и по режиму и способу подведения дозы к опухоли. В качестве источников ионизирующего излучения могут выступать как естественные источники или радиофармпрепараты, полученные с помощью ускорителей заряженных частиц, так и сами ускорители заряженных частиц [1].

На основе естественных источников, например, строятся медицинские системы для стереотаксической радиохирургии головного мозга, имеющие название гамма-нож⁶⁶. В качестве источника гамма-излучения здесь выступает радиоактивный препарат Co-60 с периодом полураспада около 5-ти лет. [3] Данный тип установок не является ускорителем заряженных частиц, поэтому в данном пособии не рассматривается.

Медицинские системы для радиотерапии онкологических заболеваний, построенные на основе ускорительной техники, получили более широкое распространение, так как

⁶⁶ Англ. *Gamma-Knife*. Данная система разрабатывалась еще в 1950-ых годах шведскими нейрохирургами под руководством Л. Лекселла, и только в 1967 году была построена первая установка [3].

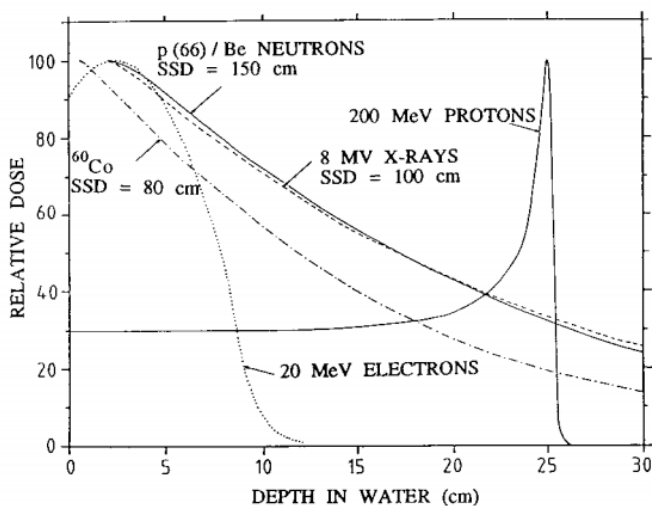


Рис. 4.2.1. Графики относительных глубинных дозных распределений в воде для различных видов ионизирующих излучений, используемых в лучевой терапии [26].

позволяют использовать различные типы частиц в широких диапазонах энергий для любых локализаций опухолей. Они более гибки в управлении и реализации различных режимов работы, обладают большими возможностями в формировании дозных полей и т. д. [4,25]. Кратко рассмотрим процесс взаимодействия с веществом различных ионизирующих излучений, используемых в лучевой терапии, а также основные медицинские системы и методы лучевой терапии.

Как видно из рис. 4.2.1., пучок электронов с энергией 20 МэВ обладает довольно малой глубиной проникновения в вещество, поскольку электроны имеют малую массу и сильно рассеиваются, а максимум дозы наблюдается практически на входе в вещество. По этим причинам электронные пучки целесообразно применять для облучения либо поверхностных опухолей, либо для интраоперационной лучевой терапии⁶⁷,

⁶⁷ Англ. IORT — Intraoperative Radiotherapy.



Рис. 4.2.2. Процесс интраоперационной терапии с помощью ускорителя NOVAC11. Максимальная энергия электронов 10 МэВ, ток пучка около 1,5 мА.

при которой пучок частиц воздействует на опухоль и зоны риска развития рецидива непосредственно, т. е. через разрез в тканях после проведения хирургического удаления опухоли (рис 4.2.2.).

Рентгеновское излучение с энергией 8 МэВ и излучение кобальта Co-60^{68} имеют гораздо большую глубину проникновения в вещество, однако доза на входе в вещество так же максимальна, как и в случае электронов. Данный вид излучения можно использовать для терапии глубоко лежащих опухолей. Фотоны при прохождении через биологические ткани формируют электронно-фотонные ливни, образуя поток вторичных электронов и фотонов, поэтому радиационные поражения могут происходить вдали от места первичной ионизации, что необходимо учитывать при планировании лучевой терапии [1,4]. Тем не менее, относительная простота

⁶⁸ Энергии излучения 1.18 МэВ и 1.33 МэВ [3].

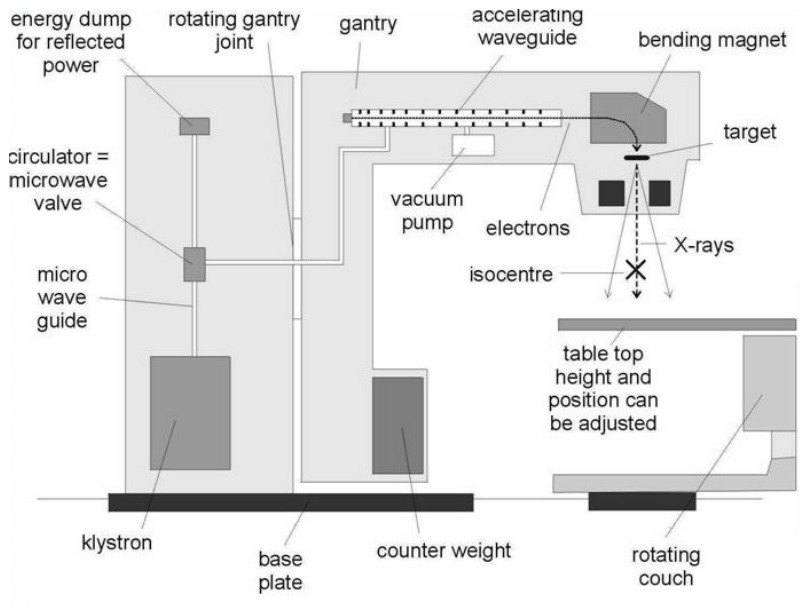


Рис. 4.2.3. Общая схема типового комплекса лучевой терапии на основе линейного резонансного ускорителя электронов.

получения потока высокоэнергетичных фотонов, конформность⁶⁹ облучения, а как следствие и невысокая стоимость таких установок обусловили широкое распространение использования пучков фотонов в радиотерапии. Для получения таких пучков обычно используются линейные резонансные ускорители электронов.

В таких ускорителях (рис. 4.2.3.) пучок электронов, ускоренный в ускоряющем волноводе до энергии, обычно не превышающей 25 МэВ, проходя через поворотный магнит, попадает в мишень из тяжелого металла, откуда происходит выход тормозных высокоэнергетичных фотонов. Поток фотонов пропускается через коллиматор и подводится

⁶⁹ Степень совпадения границ облучаемого объема с границами объема опухоли.



Рис. 4.2.4. Сеанс лучевой терапии на линейном электронном ускорителе.

к опухоли. Изменение угла, под которой подводится пучок, осуществляется с помощью системы гантри⁷⁰ (рис. 4.2.4.).

Линейные ускорители в настоящее время являются основным инструментом лучевой терапии. Прогресс в применении медицинских линейных ускорителей связан с улучшением элементов и систем, генерирующих излучение, а также с развитием компьютерных технологий, методов медицинской визуализации и способов формирования дозового поля [1]. С этой целью был реализован ряд уникальных компьютерных технологий, одна из которых — это технология лучевой терапии с модуляцией интенсивности пучка⁷¹. Данный метод позволяет модулировать интенсивность пучка в малых

⁷⁰ Англ. Gantry — механическая система, обеспечивающая вращение выходной части ускорителя вокруг пациента, находящегося в положении лежа, в радиальной плоскости, которая позволяет подводить пучок к опухоли под разными углами.

⁷¹ Англ. IMRT — Intensity-Modulated Radiation Therapy.

объемах опухоли, что значительно повышает конформность облучения. Еще одна технология — это лучевая терапия с визуальным контролем⁷², при которой в реальном времени создаются рентгеновские изображения облучаемой области, что позволяет повысить точность облучения в случае движения во время сеанса опухолей, локализованных в области грудной клетки и брюшной полости [1,27].

Дозовое распределение пучка протонов с энергией 200 МэВ, как видно из зависимостей, приведенных на рис. 4.2.1., принципиально отличается от рассмотренных ранее. Это обусловлено особенностями взаимодействия тяжелых заряженных частиц, таких как протоны и более тяжелые ионы, с веществом. Во-первых, место остановки частиц в определенном веществе однозначно связано с их энергией, что позволяет остановить пучок частиц на заранее заданной глубине, например, на задней границе облучаемой опухоли. Во-вторых, рассеяние тяжелых частиц на атомных электронах значительно меньше, чем у легких частиц. В-третьих, ионизационные потери частиц, т. е. поглощенная веществом доза, возрастают по мере проникновения пучка частиц в вещество и достигают максимума в месте остановки частиц, образуя пик Брэгга (рис. 4.2.5.). Пик Брэгга монохроматического пучка протонов довольно узок и составляет примерно 2–3 мм на полувысоте. Посредством преобразования энергетического спектра пучка, кривая Брэгга может быть преобразована в модифицированную кривую Брэгга, имеющая вместо пика протяженное плато, протяженность которого, как правило, выбирается равной протяженности опухоли по глубине (рис. 4.2.5.) [21,22,23,24,27].

Особенности взаимодействия тяжелых частиц с веществом определяют преимущества их применения в лу-

⁷² Англ. IGRT — Image-Guided Radiation Therapy.

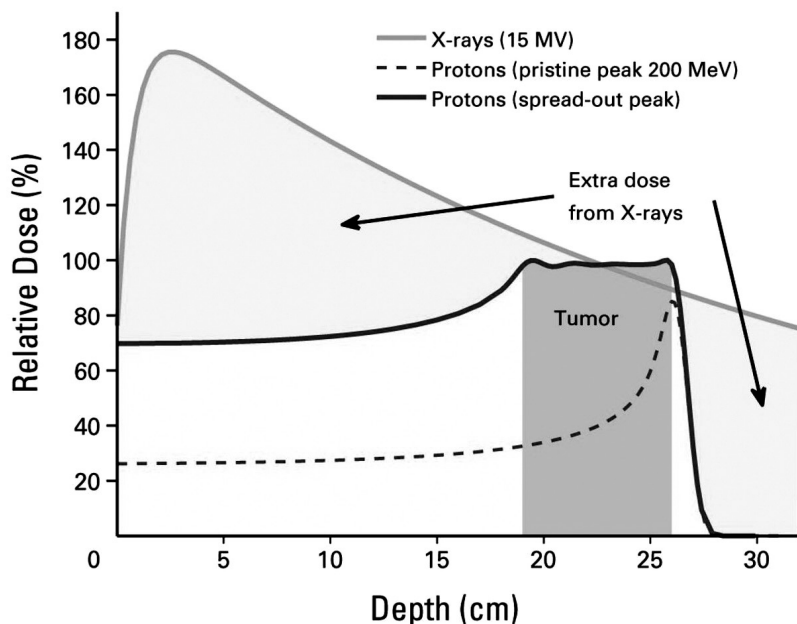


Рис. 4.2.5. Относительные глубинные дозовые распределения в биологических тканях для пучка фотонов с энергией 15 МэВ, монохроматического пучка протонов с энергией 200 МэВ и пучка протонов с модифицированным пиком Брэгга.

чевой терапии по сравнению с применением фотонного и электронного излучения. В частности, при облучении протонами с одного направления радиационные поражения здоровых тканей за задней границей опухоли полностью исключаются, а ткани, расположенные сбоку от опухоли и от пути пучка к опухоли почти не облучаются (рис. 4.2.6.). При этом лучевая нагрузка на кожу и ткани, лежащие на пути пучка к опухоли, несколько ниже, чем в случае использования фотонного излучения. Кроме того, слабое боковое рассеяние пучка и возможность остановить частицы на заданной глубине позволяют облучать

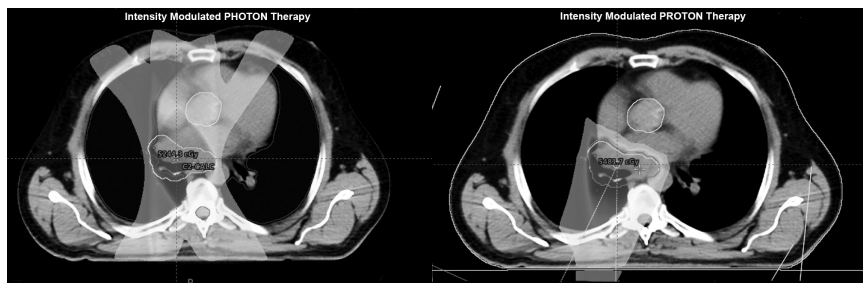


Рис. 4.2.6. Планирование лечения для опухоли, расположенной в области грудной клетки, в случае фотонной (слева) и протонной (справа) терапии, соответственно.

опухоли, расположенные вплотную к жизненно важным органам [21,22,23,24,27]. Данные преимущества позволяют не только повысить точность лучевой терапии и снизить радиационную нагрузку на здоровые ткани, но и расширить область применения лучевой терапии. Например, стало возможным использование лучевой терапии для малых опухолей центральной и периферической нервной систем, для внутриглазных опухолей, а также для лечения онкологических заболеваний у детей и т. д. [21,23].

Механизм взаимодействия более тяжелых заряженных частиц, например, ионов углерода, с веществом принципиально не отличается от механизма взаимодействия протонов, поэтому пучки более тяжелых ионов имеют те же преимущества, что и протоны. При этом их рассеяние в веществе ниже, а показатели ЛПЭ и ОБЭ — выше, что определяет их значительные преимущества в лечении радиорезистентных опухолей [21].

Несмотря на существенные преимущества протонной и ионной терапии перед фотонной терапией, ее внедрение в клиническую практику оказывается затруднительным по ряду причин. Наиболее важные принципиальные проблемы

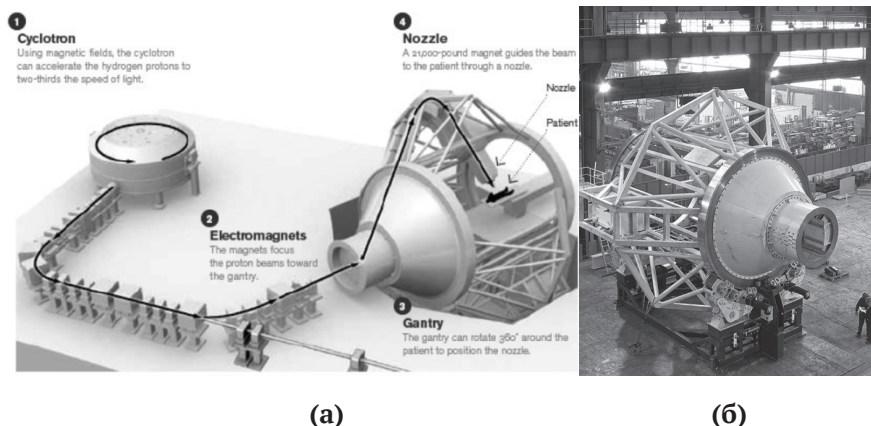


Рис. 4.2.7. Общая схема комплекса протонной терапии Proteus One, ИВА на основе изохронного циклотрона с гантри (а) и фото системы гантри (б).

касаются разработки высокоточных систем позиционирования пациента и позиционирования источника пучка частиц относительно пациента [21,27]. Здесь важнейшее значение имеет возможность достаточно точного совмещения резко очерченных границ протонного дозового поля и границ опухоли. Любое отклонение может привести к недооблучению какой-либо области опухоли, что практически всегда чревато рецидивом [21,27]. Для точного подвода пучка к опухоли с различных направлений используются системы гантри (рис. 4.2.7. и 4.2.8.).

В качестве источников пучков заряженных частиц в протонной и ионной терапии обычно используются изохронные циклотроны и синхротроны. Основное достоинство синхротрона — это возможность изменять энергию пучка протонов непосредственно во время сеанса лечения из цикла в цикл. Это позволяет изменять глубину проникновения протонов в биологические ткани и с высокой точностью обеспечивать облучение всего объема опухоли в режиме

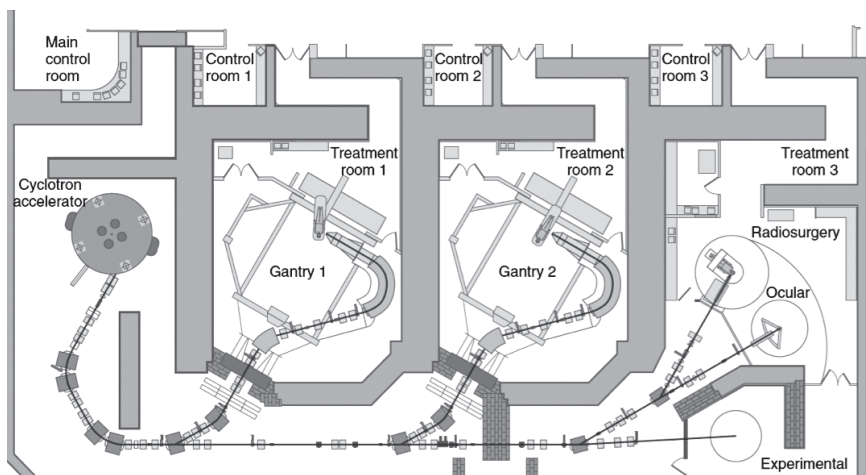


Рис. 4.2.8. Схема многокабинного комплекса протонной терапии FN Burr Proton Therapy Center в госпитале Massachusetts General Hospital, открытого в 2002 году.

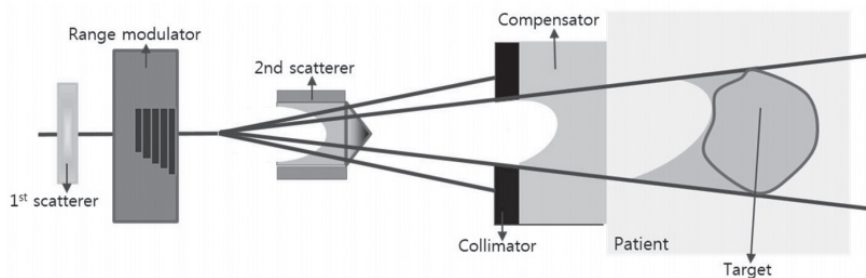


Рис. 4.2.9. Схема режима пассивного рассеяния.

активного сканирования⁷³. С другой стороны, синхротрон является технически более сложной установкой в плане разработки и настройки и обычно имеет более низкую интенсивность пучка. Циклотрон же позволяет получить более высокие интенсивности пучка и является относительно

⁷³ Либо сканирование карандашным пучком, от англ. PBS — Pencil Beam Scanning.

менее сложной установкой. Однако при этом в циклотроне частицы ускоряются до некоторой фиксированной энергии, что требует применения дополнительных систем ослабления энергии пучка, которые приводят к ряду проблем [21,23].

В протонной и ионной терапии используется два режима доставки пучка — пассивное рассеяние и активное сканирование.

В случае режима пассивного рассеяния (рис. 4.2.9.) пучок фиксированной энергии с помощью механической системы ослабления и рассеяния преобразуется в соответствии с очертаниям опухоли. Данный режим обеспечивает высокую однородность дозного распределения в опухоли, но при этом обладает рядом существенных недостатков. Во-первых, все элементы этой системы изготавливаются индивидуально для каждого пациента, что требует высоких экономических и временных затрат. Во-вторых, при прохождении пучка протонов через металлические элементы системы происходит излучение вторичных нейтронов, которые оказывают дополнительную радиационную нагрузку на пациента. В-третьих, использованные в процессе лечения элементы становятся радиоактивными, что требует соответствующего с ними обращения и последующей утилизации [21,23,27].

В случае режима активного сканирования (рис. 4.2.10.) алгоритм облучения объема опухоли принципиально отличается. Тонкий пучок ускоренных протонов диаметром

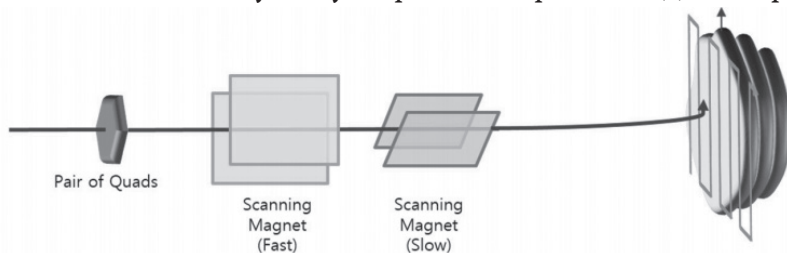


Рис. 4.2.10. Схема режима активного сканирования.

в несколько миллиметров с помощью системы развертки, состоящей из отклоняющих магнитов, облучает объем опухоли слой за слоем, причем каждому слою соответствует определенное значение энергии протонов, а интенсивность пучка при этом модулируется. Такой режим тоже имеет недостаток, связанный со сложностью получения однородного дозового распределения при облучении движущихся опухолей, локализованных в области грудной клетки или брюшной полости [27,28,29].

До начала 1990-х гг. в мире работало всего лишь 23 центра протонной и ионной терапии, которые располагались в научных институтах и использовали пучки из исследовательских ускорителей. В них были получены клинические результаты, которые подтвердили перспективность и конкурентноспособность данного метода лечения. Первый медицинский центр с применением ускорителей тяжелых заряженных частиц открылся в университете Лома Линда, США в 1990 г. В настоящее время в мире в 19 странах действует 42 центра протонной лучевой терапии, а еще 36 центров находятся в стадии строительства или разработки. В 7 центрах используются пучки ионов углерода, а еще 5 таких центров находится на стадии строительства. 6 из 90 действующих и создаваемых центров протонной и ионной лучевой терапии находятся в России. Протонная лучевая терапия продолжает развиваться в ИТЭФ (Москва), в ОИЯИ (Дубна) и в ПИЯФ (Гатчина). Создаются Центры протонной терапии на базе ядерных центров Троицка и Димитровграда, углеродной терапии в Институте физики высоких энергий (Протвино) [1]. Кроме того, в России существует свой производитель серийных комплексов протонной терапии «ПРОМЕТЕУС» — ЗАО ПРОТОМ и ФТЦ ФИАН. Два таких комплекса на сегодняшний день функционируют в городской больнице г. Протвино и в Медицинском Радиологическом

Научном Центре им. А. Ф. Цыба — филиале ФГБУ «НМИРЦ» Минздрава России [11,20,30,31].

4.3. Ядерная медицина

Еще одна крупная область применения ускорительной техники в медицине — это наработка радионуклидов для ядерной медицины [1,2,3,26]. Ядерная медицина включает в себя радионуклидную диагностику и терапию с использованием радиоактивных изотопов. Для этих целей применяются естественные и искусственные изотопы, которые получают либо при переработке горных пород, либо на ускорителях и в реакторах [1,2,3].

В радионуклидной диагностике изотопы применяются в исследованиях, проводимых на гамма-камерах, установках однофотонной эмиссионной компьютерной томографии (ОФЭКТ)⁷⁴ и позитронно-эмиссионной томографии (ПЭТ)⁷⁵ [32].

К радионуклидной терапии относятся методы контактной лучевой терапии, основанной на введении различных изотопов в пораженные ткани — брахитерапия. В этом случае изотопы вводятся непосредственно в организм, в область локализации опухоли. Фотоны и заряженные частицы, испускаемые изотопами, передают большую часть своей энергии тканям опухоли, в результате чего достигается гибель злокачественных клеток и минимизация лучевой нагрузки на здоровые клетки. В брахитерапии в процессе ее развития применялись около полутора десятков радионуклидов, в настоящее же время активно используются только шесть. В этом методе терапии тонкие стержни с изотопами вводятся в ткань или размещаются вблизи нее. Для

⁷⁴ Англ. SPECT — Single-Photon Emission Computed Tomography.

⁷⁵ Англ. PET — Positron Emission Tomography.

создания дозового поля, соответствующего форме опухоли, происходит перемещение стержней по закону, задаваемому системой планирования [1,2,3].

В радионуклидной диагностике используются и исследуются 27 изотопов, в радионуклидной терапии — 37. На их основе производятся более 200 наименований радиофармацевтических препаратов. Из них в России используются 22 радиофармацевтических препарата для компьютерной диагностики, 20 импортных наборов для радиоиммунного анализа, 6 — в брахитерапии и 4 — для ПЭТ-томографии. В мире в ядерной медицине для производства радионуклидов действуют около 100 реакторов (в нашей стране всего 7), ускорителей заряженных частиц — около 1000 (в России — 20) [1,2].



Рис. 4.3.1. Циклотрон ИВА для производства радиоизотопов [15].

Использование ускорителей по сравнению с реакторами обладает рядом преимуществ. Во-первых, изотопы, полученные с помощью ускорителей, обычно имеют более высокую активность. Во-вторых, использование ускорителей позволяет получать более широкий круг изотопов. В-третьих, при использовании ускорителей существенно ниже уровень радиационной опасности, поэтому производство радиофармпрепаратов может быть расположено непосредственно в медицинских учреждениях [1,26]. Для наработки радионуклидов в основном используются компактные циклотроны (рис. 4.3.1.), способные ускорять различные частицы до энергий более 15–20 Мэ В. В последнее время развивается ряд методик получения изотопов на ускорителях электронов [1]. Наиболее широкий спектр радионуклидов для целей ядерной медицины может быть получен на циклотронах с энергией 70 Мэ В. Скорость наработки изотопов обычно составляет миллиграммы в час, поэтому подобная технология является достаточно дорогой [26].

Приведем один из примеров применения радиофармпрепаратов в диагностике онкологических заболеваний — в позитронно-эмиссионной томографии. Данный метод диагностики основан на регистрации интенсивности излучения вторичных гамма-квантов, рождающихся в процессе аннигиляции электронов и позитронов в пределах исследуемого объекта, т. е. в организме пациента. ПЭТ используется для диагностики онкологических, а также неврологических и сердечно-сосудистых заболеваний. Для этого в организм пациента вводится радиоактивный препарат, испускающий позитроны в процессе положительного бета-распада. Данный радиоактивный препарат поглощается всеми клетками, однако опухолевые клетки поглощают его значительно быстрее здоровых. В ходе реакции распада вылетающие позитроны пролетают некоторое расстояние порядка не-

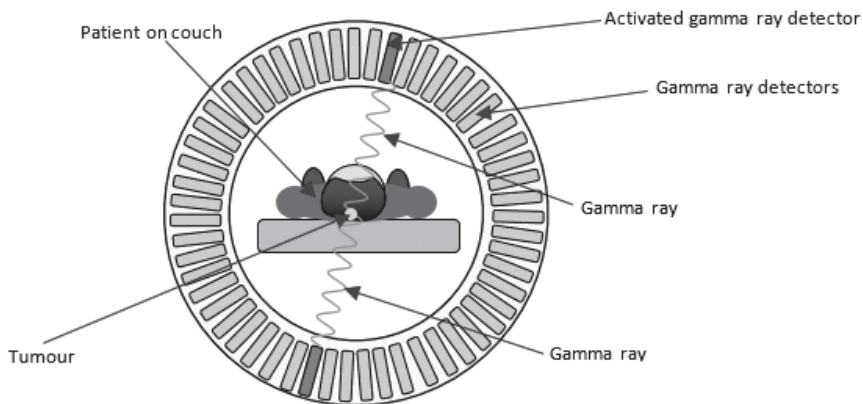
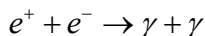


Рис. 4.3.2. Общая схема позитронно-эмиссионного томографа.

скольких миллиметров и за счет соударения с молекулами и атомами теряют свою энергию. В момент остановки позитрон и какой-либо находящийся поблизости электрон аннигилируют в результате электромагнитного взаимодействия, превращаясь в два гамма-кванта с энергиями 0,511 МэВ, разлетающиеся в противоположные стороны:



Испущенные гамма-кванты регистрируются специальным детектором ПЭТ-томографа (рис. 4.3.2.), и на основе полученных данных восстанавливается изображение исследуемой области. Пространственное разрешение получаемых изображений в данном случае определяется пробегом позитронов в биологических тканях [3,4,32]. Область опухоли при этом на изображении выглядят как яркое пятно (рис. 4.3.3.).

Для ПЭТ используются следующие позитрон-излучающие радионуклиды: C^{11} ($T_{1/2} \approx 20$ мин), N^{13} ($T_{1/2} \approx 10$ мин), O^{15} ($T_{1/2} \approx 2$ мин) и F^{18} ($T_{1/2} \approx 110$ мин). Радионуклид ^{18}F , на основе которого изготавливают радиофармпрепарат ^{18}F -фтордезоксиглюкоза, в данном случае обладает оптимальными

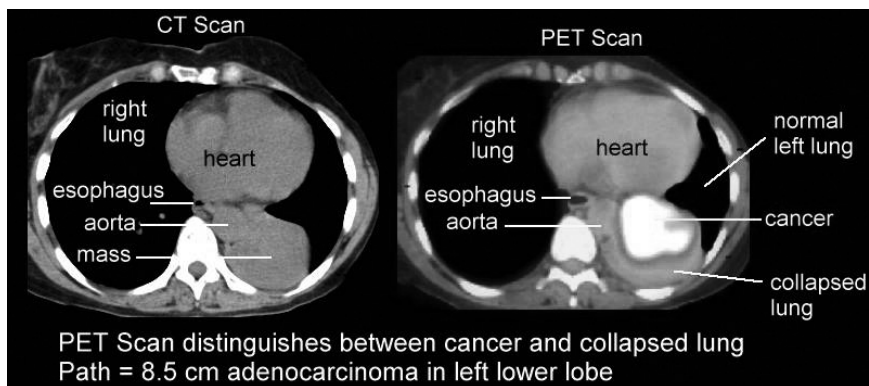


Рис. 4.3.2. Проекции области грудной клетки, полученные с помощью рентгеновского (слева) и позитронно-эмиссионного (справа) томографов, соответственно.

характеристиками, поскольку он имеет наибольший период полураспада и наименьшую энергию излучения. С одной стороны, период полураспада достаточно большой, чтобы обеспечивать возможность транспортировки от места производства до места применения, с другой стороны, за такое время радиационная нагрузка на здоровые ткани получается относительно низкой. Низкая энергия испускаемых позитронов при этом обеспечивает высокое пространственное разрешение изображений [3,4,32].

Литература

1. А. П. Черняев, М. А. Колыванова, П. Ю. Борщеговская. Радиационные технологии в медицине. Часть 1. Медицинские ускорители. ВМУ, серия 3, физика, астрономия, 2015, № 6.
2. А. П. Черняев, С. М. Варзарь, А. В. Белоусов, М. В. Желтоножская, Е. Н. Лыкова. Перспективы развития радиационных технологий в России. Физический факультет МГУ им. Ломоносова. 2017.
3. А. П. Черняев. Ядерно-физические технологии в медицине. Физика элементарных частиц и атомного ядра 2012, Т. 43, Вып. 2.
4. А. П. Черняев. Ускорители в современном мире, 2010.
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теоретическая физика, 2-ой том, Теория поля, издание шестое, изд-во «Наука», 1973.
6. А. Н. Лебедев, А. В. Шальнов. Основы физики и техники ускорителей: в 3-х т. Учеб. Пособие для вузов. Т 1. Ускорители заряженных частиц. — М.: Энергоиздат, 1981.
7. Е. Г. Комар. Основы ускорительной техники. М., Атомиздат, 1975, с. 368.
8. A. W. Chao, K. H. Mess, M. Tigner, F. Zimmermann. Handbook of Accelerator Physics and Engineering, Second Edition. 2013 by World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
9. В. И. Векслер, Ускорители атомных частиц, изд-во Академии Наук СССР, Москва, 1956.
10. М. Стенли Ливингстон, Ускорители, изд-во Иностранной Литературы, Москва, 1956.

11. А. А. Пряничников, В. В. Сокунов, А. Е. Шемяков. Некоторые результаты клинического использования комплекса протонной терапии «ПРОМЕТЕУС».
12. A. Konefal, M. Bakoniak, A. Orlef, Z. Maniakowski, M. Szewczuk. Energy spectra in water for the 6 MV X-ray therapeutic beam generated by Clinac-2300 linac. *Radiation Measurements* 72 (2015) 12–22.
13. <https://home.cern/>
14. <https://ucnew.jinr.ru/>
15. <https://iba-worldwide.com/>
16. <https://varian.com/>
17. <https://www.photon-production.co.jp/>
18. К. А. Путилов, В. А. Фабрикант. Курс физики, том 3, оптика, атомная физика, ядерная физика, М.: ГИ ФМЛ, 1963, 583 с.
19. <https://ihep.su/>
20. <https://protom.ru/>
21. Кленов Г. И., Хорошков В. С. Адронная лучевая терапия: история, статус, перспективы // УФН: К 70-летию ИТЭФ им. Алиханова. 2016. Т. 186, № 8. С. 891–911.
22. Кудряшов Ю. Б. Радиационная биофизика (ионизирующие излучения). Под ред. В. К. Мазурика, М. Ф. Ломанова. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.— 448 с.
23. Paganetti H. *Proton Therapy Physics*, CRC Press, 2012, P. 651.
24. W. D. Newhauser, R. Zhang. The physics of proton therapy. *Phys. Med. Biol.* 60 (2015) R155–R209.
25. А. В. Агафонов. Ускорители в медицине. Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва, Россия, стр. 366–373.
26. U. Amaldi, *Accelerators for Medical Applications*, CERN, Geneva, Switzerland and TERA Foundation, Novara, Italy.
27. Kubiak T. Particle therapy of moving targets — the strategies for tumour motion monitoring and moving targets irradiation. *Br J Radiol* 2016; 89: 20150275.

28. M. Umezawa, F. Ebina, Y. Fujii, K. Matsuda, K. Hiramoto, K. Umegaki, H. Shirato. Development of Compact Proton Beam Therapy System for Moving Organs. *Hitachi Review* Vol. 64 (2015), No. 8, p.506–513.
29. Saito N and Bert C. Scanned Ion Beam Therapy of Moving Targets with Beam Tracking. *Modern Practices in Radiation Therapy* (2012) 69–84, doi: 10.5772/35952.
30. Gulidov I, Balakin V, Galkin G, Gordon K, Gogolin D, Lepilina O, Mardynsky Y, Ulianenko S. Clinical use of proton medical complex «Prometheus». PTCOG, Prague.—2016. Abstract P037.
31. Balakin VE, Belikhin MA, Pryanichnikov AA, Shemyakov AE and Strelnikova NS. Clinical Application of New Immobilization System in Seated Position for Proton Therapy. The 2nd International Symposium on Physics, Engineering and Technologies for Biomedicine, KnE Energy & Physics, pages 45–51.
32. Cyran et al.: Visualization, imaging and new preclinical diagnostics in radiation oncology. *Radiation Oncology* 20149:3.