

ГЛАВА XII

ИСТОЧНИКИ И МЕТОДЫ РЕГИСТРАЦИИ ЯДЕРНЫХ ЧАСТИЦ

* *

§ 84. Ускорители

1. Единственный способ изучения ядер и элементарных частиц, за исключением получения некоторых статических характеристик ядер (спины, магнитные и электрические квадрупольные моменты), состоит в осуществлении столкновений одних частиц с другими и регистрации последствий столкновений. Сначала для этой цели (в опытах Резерфорда и др.) использовались α -и β -частицы, возникающие в результате распада естественных радиоактивных ядер, а также частицы высоких энергий, содержащиеся в космических лучах. С изобретением ускорителей основные исследования рассматриваемого типа осуществляются с заряженными частицами, ускоряемыми для этой цели в электрических и магнитных полях.

Ускорители — очень сложные установки. Их устройство и работа — это вопрос не ядерной физики, а физической электротехники. Но роль ускорителей в ядерной физике и в особенностях в физике элементарных частиц настолько велика (можно сказать — решающая), что понимание принципов их работы абсолютно необходимо. Краткое изложение этих принципов и является целью настоящего параграфа. При этом мы оставим в стороне многие технические и даже физические детали, хотя они и весьма существенны для работы ускорителей. Помимо физических применений, ускорители начинают все больше и больше использоваться за пределами физики (химия, биофизика, геофизика) и в прикладных целях (стерилизация продуктов, дефектоскопия, лучевая терапия и т. п.). Однако рассматривать подобные применения мы не будем.

При осуществлении столкновений более тяжелые частицы обычно покоятся и называются *частицами мишени*, а более легкие налетают на них в виде пучка *ускоренных частиц*. В ускорителях на встречных пучках частицы движутся павстречу друг другу, так что их деление на частицы мишени и частицы пучка теряет смысл. Кроме того, мишеними могут служить только частицы и ядра, которые входят в состав макроскопических тел и живут достаточно долго (не менее нескольких минут), а также протон и электрон. Из всех остальных частиц и ядер изготовить мишени не удается. В результате у нас нет, например, прямых экспериментальных данных о рассеянии нейтронов на нейтронах, тогда как рассеяние нейтронов на протонах и в осо-

бенности протонов на протонах экспериментально исследовано с большой полнотой.

Что касается ускоряемых частиц, то в большинстве ускорителей получаются пучки ускоренных протонов или электропов. В ускорителях получают также пучки дейtronов и α -частиц. Имеется небольшое количество ускорителей тяжелых ионов: многократно заряженных ионов углерода, азота, кислорода и пр. Такие ускорители применяются главным образом для синтеза сверхтяжелых трансурановых элементов (см. § 94), а также для попыток сверхтяжелого состояния ядерной материи. Созданы источники для ускорения позитронов и антипротонов. Энергии ускоренных заряженных частиц меняются в пределах от нескольких мегаэлектронвольт до сотен гигаэлектронвольт, причем верхний предел определяется не принципиальными трудностями, а уровнем развития ускорительной техники. Этот предел постоянно повышается примерно на порядок за десятилетие.

2. Первым ускорителем, получившим практические применение в ядерной физике (начиная с 30-х годов) является *электростатический генератор Ван-де-Граафа* (1901—1967). Принцип работы этого генератора уже был описан нами (см. т. III, § 11). Из внутренней области полого металлического шара, заряженного до очень высокого потенциала, выходит многосекционная ускорительная вакуумная трубка, в которой и происходит ускорение заряженных частиц. При работе генератора повышение напряжения на ускорительной трубке происходит до тех пор, пока ток утечки не сравняется с зарядным током, т. е. током, возникающим из-за движения заряженной транспортерной ленты, или пока не возникнет электрический пробой. Достижимый верхний предел напряжения на трубке ограничен напряжением пробоя между шаром и окружающими предметами. Обычные генераторы Ван-де-Граафа позволяют получать напряжения до 2—5 МВ, усовершенствованные — до 15—20 МВ.

Простым приемом эффективное напряжение генератора Ван-де-Граафа удается повысить в два раза. Для этого применяются две ускорительные трубы, расположенные вертикально одна на продолжении другой. Высоковольтный электрод (положительный) помещается между ними. Там же помещается тонкая металлическая фольга. На верхнем конце верхней трубы располагается источник ионов, на нижнем конце нижней трубы находится выпускное отверстие. Источник ионов и выпускное отверстие заземляются, а потому находятся при нулевом потенциале. Из источника должны выходить отрицательные ионы, т. е. частицы, содержащие избыток электронов. Чаще всего ими являются ионы водорода или дейтерия. Их получают, впуская водород или дейтерий в область, где горит электрический разряд. Там молекулы газа диссоциируют, а атомы ионизуются. Таким путем обычно получаются положительные ионы, но определен-

ная часть ионов несет и отрицательный заряд. В последнем случае при ионизации атома водорода ион представляет собой протон, вокруг которого врачаются два электрона, слабо связанные. Образовавшийся отрицательный ион направляется к положительному высоковольтному электроду и ускоряется до определенного потенциала. В колце пути он пропускает металлическую фольгу, которая его «обдирает», т. е. лишает обоих электронов. Здесь отрицательный ион превращается в положительный и продолжает двигаться в том же направлении к выпускному отверстию, уже отталкиваясь от высоковольтного электрода. В результате перезаряженная частица, подходя к выпускному отверстию, дополнительно приобретает такую же энергию, какую она получила на первой половине пути. Ускоритель, работающий по этому принципу, называется *перезарядным ускорителем или tandem-генератором*. По сравнению с обычным генератором Бан-де-Граафа он обладает тем важным преимуществом, что в нем источник газа находится не под высоким потенциалом, а при потенциале земли, а это сильно упрощает его питание и обслуживание.

Недостатком генератора Бан-де-Граафа является жесткое ограничение энергии пучка сверху. Но этот генератор обладает и важными преимуществами. Главнейшие из них — высокая степень монохроматичности пучка (до 10^{-6} , т. е. выше, чем на любом другом ускорителе) и легкость регулирования его энергии. Благодаря этому эффективное сечение рассеяния протона на протоне (например, при низких энергиях) измерено на генераторе Бан-де-Граафа с точностью, которая недостижима при измерении любых других сечений в ядерной физике. Вот почему генератор Бан-де-Граафа до сих пор широко применяется в исследованиях при низких энергиях. Важным достоинством генератора Бан-де-Граафа является также возможность получения больших токов в пучке при высоких КПД. Ток в пучке в генераторах Бан-де-Граафа достигает до нескольких сот микротоков.

3. Перейдем к рассмотрению *линейных ускорителей*. Они относятся к классу *резонансных ускорителей*, так как в них для ускорения заряженных частиц применяются высокочастотные переменные поля, частота которых строго согласована со скоростью движения ускоряемой частицы. Простейшим из таких ускорителей является *ускоритель Видерое* (р. 1902), в котором полые цилиндрические электроды (называемые *дрейфовыми* или *пролетными трубками*) постоянно возрастающей длины располагаются друг за другом, как это указано на рис. 147. Трубки через одну соединены с одним полюсом генератора переменного напряжения, остальные трубы соединены с другим полюсом. Ускоритель является импульсным, т. е. дает не пепрерывный ток ускоренных частиц, а ускоряет отдельные сгустки частиц

(бапчи). На верхней части рис. 147 показаны знаки зарядов на трубках и направления электрических полей в зазорах между ними в некоторый момент времени t . То же сделано на нижней части рис. 147, но через половину периода переменного напряжения генератора.

Пусть, например, положительная частица (протон) попадает в первый зазор между трубками в направлении электрического поля. Тогда в этом зазоре скорость частицы увеличится. После этого она попадает в канал цилиндрической дрейфовой трубы

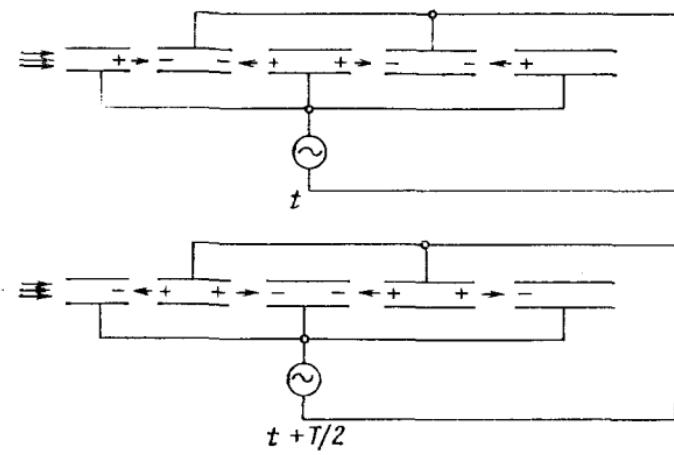


Рис. 147

и будет двигаться по инерции, так как внутрь металлической трубы электрическое поле не проникает. Длина дрейфовой трубы такова, что, когда частица подходит ко второму зазору между трубками, направление электрического поля меняется на противоположное, так что в этом зазоре опять происходит ее ускорение. То же самое происходит в третьем и во всех последующих зазорах между дрейфовыми трубками.

Таким образом, в каждом зазоре между дрейфовыми трубками частица движется ускоренно. Для этого необходимо, чтобы длины последовательных трубок непрерывно возрастили в соответствии с ростом скорости, достигнутой частицей в процессе ускорения. Чтобы дрейфовые трубы получились не слишком длинными, надо применять генераторы высокой частоты.

В приведенном рассуждении молчаливо предполагалось, что фазы ускоряющих напряжений между соседними трубками меняются *синхронно*. На самом деле строгий синхронизм нарушается из-за конечной скорости распространения электромагнитных возмущений. При малых скоростях частицы это обстоятельство практически не играет роли. Но когда скорость частицы приближается к скорости света, нарушение синхронизма становится большим, и это обстоятельство должно быть принято во

внимание. Поэтому линейные ускорители Видерое могут давать ускоренные частицы (протоны) сравнительно низких энергий (до 10 МэВ). В настоящее время они применяются редко и только на первых стадиях ускорения, пока скорость частицы невелика по сравнению со скоростью света.

4. Альварец (р. 1911) предложил и практически осуществил линейный резонансный ускоритель, в котором дрейфовые трубы не присоединяются к генератору высокого напряжения. Ускоритель Альвереца представляет собой цилиндрическую трубку (объемный резонатор), в которой возбуждается стоячая электромагнитная волна электрического типа, т. е. такая волна, электрический вектор которой направлен параллельно оси трубы. Электрическое поле в таком резонаторе имеет вид $E = -A(r)\cos kx \cos \omega t$, где координата x отсчитывается вдоль трубы, а амплитуда $A(r)$ зависит от расстояния r до оси резонатора. Частота ω не может быть произвольной, так как в силу графических условий на стенах трубы в ней можно возбудить стоячие волны только с вполне определенными характеристиками. Понятно, что в ускорителях Видерое подобное ограничение на

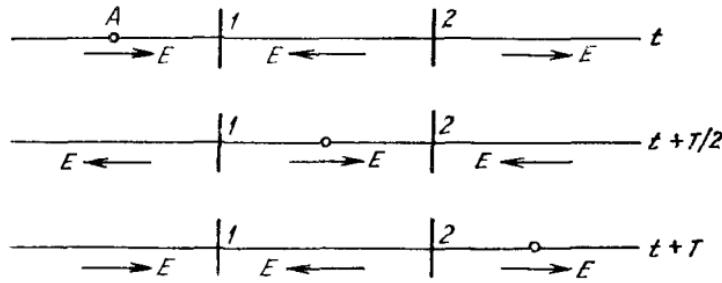


Рис. 148

частоту генератора не накладывается. В узлах 1, 2, 3, ... электрическое поле обращается в нуль, как это видно из рис. 148. Через половину периода T электрическое поле всякий раз меняет направление на противоположное.

Пусть в таком поле положительно заряженная частица, например p , движется с постоянной скоростью v и притом так, что в точке A она оказывается в тот момент времени, когда электрическое поле максимально. Тогда частица будет ускоряться, точнее, увеличивать свою энергию. Пусть через четверть периода она окажется в узле 1, где электрическое поле обращается в нуль. В этот момент поле E всюду меняет направление на противоположное, так что оно будет ускорять частицу и между узлами 1 и 2. К узлу 2 частица должна подходить в момент, когда снова происходит изменение направления электрического поля. Поэтому за узлом 2 ее движение снова будет ускоренным. То же справедливо и для движения между узлами 2

и З и т. д. Чтобы частица всюду двигалась ускоренно, ее скорость v должна определяться условием

$$v = (\lambda/2) : (T/2) = \lambda/T = v_{\text{фаз}}, \quad (84.1)$$

где $v_{\text{фаз}}$ — фазовая скорость электромагнитной волны вдоль трубы. Но фазовая скорость в трубе (не заполненной веществом) всегда превышает скорость света в вакууме c . Поэтому частица со скоростью $v_{\text{фаз}}$ двигаться не может. При реальном движении она должна будет последовательно проходить и через ускоряющие и через замедляющие участки. Альварец преодолел эту трудность, поместив на замедляющих участках дрейфовые трубы и тем самым обратив в нуль электрическое поле на этих участках. Эти трубы ни к каким источникам высокого напряжения присоединять не надо — они сами заряжаются колеблющимся электромагнитным полем.

Конечно, электромагнитное поле в трубе, нагруженной дрейфовыми трубками, не имеет столь же простой формы, что в их отсутствие. Поле вытесняется из участков, занятых трубками, в промежутки между ними. Но это обстоятельство не играет роли. Существенно только, чтобы частица всегда попадала в ускоряющие промежутки между трубками и двигалась в отсутствие поля внутри самих трубок. Для этого длины дрейфовых трубок должны определенным образом возрастать со скоростью частицы. Именно, через дрейфовые трубы частица должна проходить за те полупериоды, когда в ненагруженном резонаторе электрическое поле ее тормозило бы. Поэтому длина дрейфовой трубы связана со скоростью движущейся частицы соотношением

$$l = v \frac{T}{2} = \frac{v}{c} \frac{cT}{2} = \frac{v}{c} \frac{\lambda}{2}. \quad (84.2)$$

Такое соотношение справедливо и в случае неравномерного движения ускоряемой частицы. Только в этом случае под v надо понимать скорость частицы в момент прохождения ее через рассматриваемую дрейфовую трубку. То же соотношение справедливо и в случае ускорителя Видерое.

5. Действие полого электромагнитного резонатора как ускорителя можно объяснить и с другой точки зрения. Для этого представим стоячую волну в резонаторе в виде суперпозиции двух бегущих волн одинаковых частот, распространяющихся навстречу друг другу:

$$A \cos kx \cos \omega t = (A/2) \cos(\omega t - kx) + (A/2) \cos(\omega t + kx).$$

Первая волна называется *попутной*, вторая — *встречной*. Пусть частица движется с фазовой скоростью $v = \omega/k$, все время находясь на гребне попутной волны $(A/2) \cos(\omega t - kx)$. Тогда эта волна будет непрерывно ускорять частицу. Встречная же волна будет оказывать на частицу ускоряющее и замедляющее действие

вия, с большой частотой сменяющие друг друга. В результате возникнут небольшие, но быстрые колебания около некоторого усредненного плавного движения частицы, не играющие существенной роли. Конечно, для объяснения таких колебаний нет необходимости разлагать стоячую волну на сумму двух бегущих. Достаточно заметить, что отнюдь не все частицы пучка подходят к узлам электрического поля точно тогда, когда происходит изменение направлений поля. Это приводит к отставанию таких частиц от частицы, приходящей к узлам в моменты таких изменений, к ухудшению монохроматичности пучка и к явлениям колебательного характера.

Для ускорения частиц можно использовать только одну по-путную волну, устранив вредное влияние встречной волны. Такой ускоритель называется *ускорителем с бегущей волной*. Для реального ускорения частиц требуется еще замедление испутной волны — снижение ее фазовой скорости до величины, меньшей скорости света в вакууме. Для этого применяются «нагруженные» волноводы, заполненные, например, перегородками с достаточно большими отверстиями. Этим можно также достигнуть того, чтобы фазовая скорость волны, а с ней и скорость частицы медленно возрастали вдоль волновода. Такое возрастание скорости волны не требуется только в случае ультраквантитативистских электронов, когда их скорости практически уже достигли релятивистского предела — скорости света в вакууме. Но и волноводы с медленно нарастающей фазовой скоростью можно использовать для ускорения только уже достаточно быстрых частиц, так как большого замедления волн (по сравнению с вакуумом) в таких волноводах получить не удается. В ускорителе Альвареца труба (объемный резонатор) закрывается с концов проводящими крышками, от которых электромагнитные волны отражаются, в результате чего образуются стоячие волны. В ускорителях с бегущей волной отражение от внешнего конца надо устранить. Для этого с заднего конца к трубе присоединяется резонатор определенных размеров, в который уходит падающая волна, выделяя джоулево тепло.

Большой линейный ускоритель с бегущей волной для ускорения электронов до 1,8 ГэВ сооружен в 1964 г. в Физико-техническом институте АН УССР в Харькове. Его длина 240 м. Самый большой в мире линейный ускоритель с бегущей волной, ускоряющий электроны до 22,3 ГэВ, построен в Стенфорде (США). Его длина 3,05 км. Для замедления электромагнитных волн в волноводе устанавливают специальные диафрагмы, делящие его на отдельные ячейки. Последние можно рассматривать как линейные полые резонаторы, в которых бегущая волна возбуждает электромагнитное поле. Из-за неизбежных потерь в стенках амплитуда волны непрерывно падает вдоль волновода. Для ее поддержания применяются специальные генераторы.

расположенные по всей длине ускорителя. В Стэнфордском линейном ускорителе таких генераторов более 80 тысяч.

Линейные ускорители стоят очень дорого. В мощных протонных ускорителях приращение энергии протона составляет 1—1,5 МэВ на каждый метр ускорителя, а в электронных — 10 МэВ. Предельно допустимая энергия пучка частиц определяется почти исключительно стоимостью ускоряющих резонаторов и связанных с ними радиочастотных источников энергии.

В настоящее время на основе Стэнфордского линейного ускорителя, энергия которого увеличена до 50 ГэВ, заканчивается сооружение установки для встречных электрон-позитронных пучков. Электроны и позитроны будут ускоряться в линейном ускорителе, а затем их траектории будут разводиться по разным окружностям, в месте пересечения которых будут возникать встречные столкновения.

В Институте ядерной физики СО АН СССР разработан проект линейного ускорителя (ВЛЭП), позволяющего получать встречные e^- - и e^+ -пучки при темпе ускорения 100 МэВ/м. Это позволит при сравнительно малых размерах ускорителей получать встречные пучки e^- и e^+ с энергией 500 и даже 1000 ГэВ в каждом пучке. При таком темпе ускорения в линейном ускорителе можно будет ускорять до 1000 ГэВ даже нестабильные частицы, например π^\pm -мезоны. Создание таких высоких градиентов полей потребовало новой технологии (вакуум, чистота поверхностей и т. д.).

Важным достоинством линейных ускорителей электронов является то, что из-за прямолинейности траектории ускоренных частиц они практически свободны от электромагнитного излучения. Линейные ускорители обладают высокой интенсивностью, могут иметь большое практическое значение, например, для выработки ядерного топлива (^{239}Pu , ^{233}U) из ^{238}U , ^{232}Th (см. § 95, пункт 11).

6. В циклических ускорителях частица не проходит однократно через длинный ряд ускоряющих резонаторов, а многократно периодически возвращается к одним и тем же ускоряющим промежуткам. Таким путем достигается значительное снижение размеров и стоимости ускорителя. Первый циклический ускоритель был построен в 1930 г. Лоуренсом (1901—1958) и назван циклотроном. Чтобы попытать идею циклотрона, напомним, что в однородном постоянном магнитном поле H заряженная частица, если ее скорость перпендикулярна к H , равномерно вращается по окружности с циклической частотой

$$\Omega = eH/mc, \quad (84.3)$$

т. е. с периодом обращения $T = 2\pi/\Omega$. Существенно, что при нерелятивистском движении период T не зависит от скорости движения частицы. Это и используется в циклотроне.

Циклotron представляет собой сплющенную цилиндрическую металлическую коробку, в которой вдоль диаметра имеется прорезь, разделяющая коробку на две половины *A* и *B*, называемые дуантами (рис. 149). Коробка помещается в постоянное однородное магнитное поле между противоположными полюсами магнита (электромагнита). Между дуантами *A* и *B* прикладывается электрическое напряжение от высокочастотного генератора с частотой Ω (84.3). Источником ионов (положительных) служит небольшая дуга, горящая в центре циклопрона между накаленным катодом и стенкой полости, служащей анодом. Непрерывной откачкой в дуантах поддерживается давление в $10^{-4} - 10^{-5}$ мм рт. ст., тогда как в центре полости, где горит дуга, давление примерно в 100 раз выше. Положительный ион, выйдя из дуги, движется в электрическом поле зазора к отрицательному дуанту и пабирает энергию. Внутри дуанта он движется равномерно, описывая полуокружность. Через промежуток времени $T/2$ он подходит к зазору между дуантами с противоположной стороны от центра. К этому моменту электрическое поле меняет направление на противоположное, так что ион снова попадает в ускоряющее поле и снова ускоряется. После этого в течение того же промежутка времени $T/2$ ион с приобретенной скоростью равномерно движется по полуокружности уже во втором дуанте. Через промежуток времени $T/2$ ион опять подходит к зазору между дуантами (когда электрическое поле изменит направление) и снова будет ускоряться. И так продолжается дальше. Ион движется по раскручивающейся спирали, периодически испытывая ускорение через время $T/2$. На последнем витке спирали включается отклоняющее электрическое поле, выводящее пучок наружу. Напряженность ускоряющего поля лимитируется возможностями пробоя. Она обычно не превышает 100 кВ.

Энергия, приобретаемая частицей при выходе из ускорителя, от ускоряющего поля не зависит. Она определяется лишь напряженностью магнитного поля H и радиусом R цилиндрической области, в которой оно создано. Действительно, скорость, приобретаемая частицей, $v = \Omega R$, а кинетическая энергия

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} m\Omega^2 R^2 = \frac{1}{2} \frac{(eHR)^2}{mc^2}. \quad (84.4)$$

Так, при $H = 15$ кГс и $R = 0,4$ м при ускорении протонов ($mc^2 = 938$ МэВ) получаем

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \cdot \frac{(4.8 \cdot 10^{-10} \cdot 1.5 \cdot 10^4 \cdot 40)^2}{938 \cdot 10^6 \cdot 1.6 \cdot 10^{-12}} \text{ эрг} = \frac{1}{2} \frac{(4.8 \cdot 1.5 \cdot 4 \cdot 10^{-5})^2}{938 \cdot 1.6 \cdot 10^{-6} \cdot 1.6 \cdot 10^{-12}} \text{ эВ} = \\ = 17 \cdot 10^6 \text{ эВ} = 17 \text{ МэВ.}$$

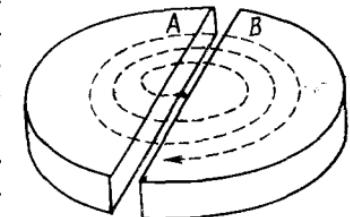


Рис. 149

Если амплитудное напряжение между дуантами равно 100 кВ, то при каждом полном обороте энергия протона увеличивается на 200 кэВ, так как при этом он дважды пересекает ускоряющий зазор между дуантами. Поэтому для набора энергии 17 МэВ протону требуется совершить $17 \cdot 10^6 : 2 \cdot 10^5 = 85$ оборотов.

Для работы циклотрона существенно, чтобы частица все время двигалась в центральной плоскости циклотрона или, во всяком случае, возвращалась к этой плоскости при малых отклонениях от нее в ту или другую сторону, а не попадала на один из дуантов.

Таким свойством реальные циклотроны действительно обладают — оно называется *фокусировкой*. Фокусировка обеспечивается неоднородностью магнитного поля и отчасти электрического поля в зазорах между дуантами. Фокусирующим действием магнитное поле обладает потому, что оно убывает от центра к периферии. Благодаря этому магнитные силовые линии обращены выпуклостями наружу, т. е. имеют бочкообразную форму.

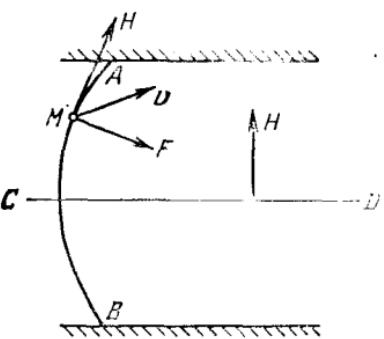


Рис. 150

На рис. 150 изображена одна из магнитных силовых линий *AB*, причем предполагается, что удерживающее магнитное поле направлено вверх. Рассмотрим ради определенности положительную частицу. Пусть она сместилась из средней плоскости *CD* в положение *M*. В этом положении удерживающее магнитное поле вынуждает частицу двигаться в направлении от читателя за плоскость рисунка. Следовательно, сила Лоренца *F* имеет составляющую, направленную вниз. Эта сила и вернет отклонившуюся частицу снова в среднюю плоскость *CD*. Если бы магнитное поле достаточно быстро возрастало от центра к периферии, то магнитные силовые линии были бы обращены выпуклостью к центру. Возникла бы сила Лоренца с составляющей, направленной вверх, которая отклонила бы частицу от средней плоскости *CD* еще дальше. В конце концов частица попала бы на верхнюю плоскость дуанта.

Существенный недостаток циклотрона состоит в том, что он позволяет ускорять частицы только до *нерелятивистских* энергий. Лишь в этом случае имеет место синхронизм колебаний электрического поля между дуантами с обращением частицы по окружности. При релятивистских движениях формула (84.3) сохраняется, но под *m* следует понимать не массу покоя, а релятивистскую массу частицы. Релятивистская же масса, а с ней и период обращения частицы *T* возрастают по мере ускорения частицы, что приводит к нарушению синхронизма.

В силу сказанного эффективно ускорять протоны на циклотроне можно лишь до энергий 20—25 МэВ, а ускорять электроны практически невозможно. Но в области низких энергий циклотрон, давая токи до 1 мА, по интенсивности значительно пре-восходит все другие ускорители. По этой причине циклотроны до сих пор широко используются для изучения ядерных реакций при низких энергиях, а также для промышленного получения тех (преимущественно нейтронодефицитных) изотопов, которые не получаются в ядерных реакторах. Циклотроны применяются также для получения пучков дейтропов, α -частиц, многократно ионизованных тяжелых ионов. Тяжелые ионы удается ускорять до энергий в несколько сотен мегаэлектронвольт, так как из-за большой массы релятивистские поправки для них становятся существенными при больших энергиях, чем для протонов.

7. *Фазotron (синхроциклотрон)* позволяет ускорять частицы и до релятивистских энергий. Он отличается от циклотрона тем, что в нем для ускорения применяются электрические поля медленно меняющейся частоты, так что частота поля равна частоте обращения частицы, которая уменьшается из-за релятивистского увеличения массы. Такое поле ускоряет частицу на каждом витке пути, несмотря на релятивистское изменение массы. Фазotron работает только в импульсном режиме — в каждый момент времени в камере ускоряется только один сгусток частиц.

Одним из основных условий, необходимых для работы фазотрона и большинства других современных резонансных ускорителей на релятивистские энергии является *автофазировка*, открытая В. И. Векслером (1907—1966) в 1944—1945 гг. и почти одновременно с ним Мак-Милланом (р. 1907). Дело в том, что полного совпадения частот ускоряющего поля и ускоряющейся частицы, как до сих пор предполагалось для упрощения рассуждений, в циклических резонансных ускорителях никогда не бывает.

На самом деле эти частоты несколько отличаются друг от друга. Да и сами частицы из-за некоторого разброса скоростей обращаются с несколько различными частотами. Возникает вопрос, не приведет ли это обстоятельство к потери устойчивости продольного движения сгустка частиц? Если бы это было так, то сгусток расплывался бы в продольном направлении, распадался, и работа ускорителя сделалась бы невозможной.

Для выяснения принципа автофазировки представим напряженность электрического поля E в ускоряющих промежутках в зависимости от времени t . Поле E изображается синусообразной кривой, но ее частота медленно меняется во времени. Существенно заметить, что время T , затрачиваемое частицей при переходе от одного ускоряющего промежутка к соседнему, зависит от ее энергии. Эта зависимость определяется двумя противоположно действующими факторами. С увеличением энергии части-

цы увеличивается ее скорость, что уменьшает T , но зато удлиняется путь между двумя последовательными ускорениями.

Результирующий эффект зависит от устройства ускорителя. Так, в линейном резонансном ускорителе второй фактор не действует и время T с увеличением энергии уменьшается. В других ускорителях соотношение может быть обратным. Примем для конкретности, что с увеличением энергии время T удлиняется. Противоположное допущение на ход рассуждения не влияет и, по существу, не отражается на окончательном выводе.

Пусть две частицы, мало отличающиеся по скоростям, одновременно выходят из какого-либо ускоряющего промежутка. При подходе к следующему ускоряющему промежутку более быстрая частица 1 опередит более медленную $1'$ (рис. 151 вверху). Допустим, кроме того, что частицы проходят через ускоряющий промежуток тогда, когда электрическое поле, пройдя через максимум, начинает ослабевать. Тогда при нашем прежнем предположении в новом ускоряющем промежутке частица $1'$ получит большее приращение скорости, чем частица 1 . При движении к следующему ускоряющему промежутку частица $1'$ пачнет ликвидировать свое отставание. Может даже случиться, что частица $1'$ обгонит частицу 1 , как это изображено на нижнем рис. 151. Если это так, то в новом ускоряющем промежутке частица $1'$ получит уже меньшее приращение скорости, чем частица 1 . При дальнейшем движении опережение частицы $1'$ пачнет уменьшаться и может оказаться, что при подходе к следующему ускоряющему промежутку она вновь окажется отстающей. Таким образом, при движении двух близких частиц расстояние между ними будет попеременно то увеличиваться, то уменьшаться.

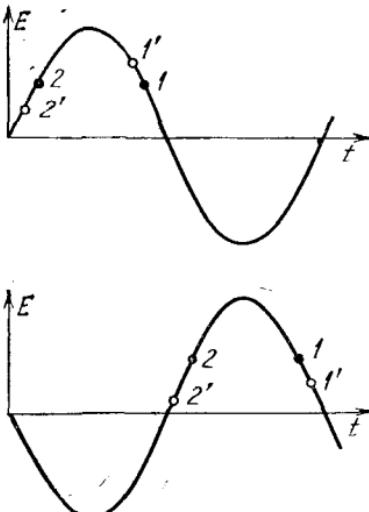


Рис. 151

максимум, начиная ослабевать. Тогда при нашем прежнем предположении в новом ускоряющем промежутке частица $1'$ получит большее приращение скорости, чем частица 1 . При движении к следующему ускоряющему промежутку частица $1'$ пачнет ликвидировать свое отставание. Может даже случиться, что частица $1'$ обгонит частицу 1 , как это изображено на нижнем рис. 151. Если это так, то в новом ускоряющем промежутке частица $1'$ получит уже меньшее приращение скорости, чем частица 1 . При дальнейшем движении опережение частицы $1'$ пачнет уменьшаться и может оказаться, что при подходе к следующему ускоряющему промежутку она вновь окажется отстающей. Таким образом, при движении двух близких частиц расстояние между ними будет попеременно то увеличиваться, то уменьшаться.

В частности, изменение частоты поля можно подобрать так, чтобы частица 1 была резонансной, т. е. проходила через все ускоряющие участки в те моменты времени, когда фаза ускоряющего поля возвращается к одному и тому же значению. В этом случае возникнут малые колебания близких частиц вокруг положения резонансной частицы 1 , т. е. образуется *устойчивый сгусток* ускоряющихся частиц.

Из изложенного ясно, что так будет происходить в том случае, когда сгусток ускоряемых частиц проходит через ускоряю-

щие промежутки в те моменты времени, когда ускоряющее поле уже прошло через максимум и начинает убывать. Если же оно еще не достигло максимума, то отставание частицы $2'$ от 2 (рис. 151 внизу) из-за приобретения дополнительной энергии в ускоряющих промежутках в дальнейшем будет увеличиваться. Частицы будут удаляться друг от друга, т. е. сгусток получится неустойчивым и развалится. Положение меняется, когда с возрастанием энергии частицы время T уменьшается. В этом случае устойчивый сгусток частиц образуется при условии, что он проходит через ускоряющие промежутки еще до того, как ускоряющее поле достигнет максимума. Так или иначе, устойчивый сгусток частиц образуется либо справа, либо слева от максимума электрического поля. Там же, но не в самом максимуме находится и соответствующая резонансная частица. Автоматическое образование устойчивого сгустка частиц в резонансных ускорителях и называется автофазировкой.

После изложения принципа автофазировки сообщим некоторые данные о фазотронах. Эти ускорители используются для ускорения тяжелых частиц — протонов, дейtronов, α -частиц. Они ускоряют частицы до энергий 1 ГэВ, давая в секунду от нескольких десятков до нескольких сотен импульсов. В одном импульсе содержится 10^9 — 10^{10} частиц. Интенсивность пучка в фазotronе намного меньше, чем в циклотроне, но все же довольно велика — порядка 2 мкА *). Ускоряющее напряжение равно 10—30 кВ. Поэтому в фазotronе на 700 МэВ частица должна совершить примерно 10^5 оборотов. Максимальная энергия, достигаемая на фазотроне, определяется не физическими, а экономическими соображениями — главным образом стоимостью магнита, который изготавливается из высококачественного трансформаторного железа и является наиболее дорогой частью установки. Дело в том, что в фазотроне частица раскручивается, начиная от центра к периферии. Поэтому магнитное поле должно быть создано во всем объеме камеры, в которой происходит это раскручивание. Для этого магнит должен быть снабжен полюсными наконечниками большого размера. При любой скорости импульс частицы определяется соотношением

$$p = eHr/c. \quad (84.5)$$

Площадь полюса возрастает как площадь последнего витка спирали, т. е. как квадрат импульса частицы. Примерно так же, а значит очень быстро, возрастает и стоимость магнита. Этим определяется область изменения энергии, в которой используется фазотрон. При энергиях от 25 до сотен мегаэлектронвольт фазо-

*) Сейчас существует ускоритель SIN (Швейцария) с интенсивностью $I = 200$ мкА (ее предполагают повысить до 2 мА). Интенсивность ускорителя в ОИЯИ (Дубна) после реконструкции доведена до 20 мкА.

тропный метод ускорения протонов, дейtronов и α -частиц в настоящее время является основным.

8. К ускорителям, в которых используется постоянное во времени магнитное поле, относится *микротрон*, применяющийся для ускорения электронов. Идея микротрона была высказана В. И. Векслером еще в 1944 г., но первая действующая экспериментальная установка осуществлена только в 1948 г. в Канаде. В отличие от циклотрона и фазотрона источник ускоряемых электронов в микротроне помещается не в центре, а на краю области магнитного поля. Там же помещается полый ускоряющий резонатор, при прохождении через который энергия электрона всякий раз увеличивается на энергию покоя электрона $m_0c^2 = 0,511 \text{ МэВ}$ (или на величину, ей кратную). После этого электрон, описав окружность в магнитном поле, возвращается в ускоряющий промежуток, где его энергия снова возрастает на m_0c^2 . В результате n -кратного прохождения через ускоряющий промежуток релятивистская масса электрона сделается равной $m_n = (n+1)m_0$, а частота обращения по окружности

$$\omega_n = \frac{eH}{m_nc} = \frac{eH}{(n+1)m_0c} = \frac{\omega}{n+1}.$$

Таким образом, частота обращения уменьшается в $n+1$ раз по сравнению с частотой нерелятивистской частицы, а время обращения во столько же раз увеличивается. Именно по этой причине электрон проходит через ускоряющий промежуток всякий раз, когда электрическое поле находится в фазе ускорения.

Полная энергия электрона после n -кратного прохождения через ускоряющий промежуток определяется формулой $E_n^2 - (pc)^2 = E_0^2$, а потому

$$pc = \sqrt{n^2 + 2n} E_0.$$

Отсюда на основании формулы (84.5) заключаем, что с возрастанием n радиусы траекторий электрона в магнитном поле микротрона возрастают как $\sqrt{n^2 + 2n}$. Последовательные круговые траектории, описываемые электроном в микротроне, схематически показаны на рис. 152.

В микротроне, как и в других ускорителях релятивистских частиц, осуществляется автофазировка. Она приводит к тому, что ускоряется не только резонансный электрон, проходящий в микротроне через ускоряющий резонатор в момент максимума электрического поля, но и ближайшие электроны, совершающие около него малые колебания. Амплитуда этих колебаний определяется

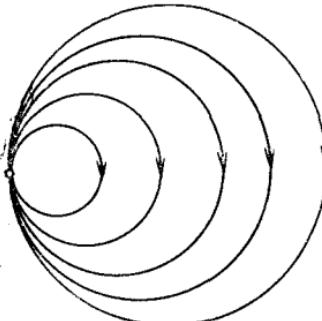


Рис. 152

областью устойчивости и приводит к небольшим колебаниям энергии электрона вокруг среднего значения, т. е. к нарушению монохроматичности. Но монохроматичность ускоренного пучка остается все же достаточно высокой. В этом отношении микротроны уступают только электростатическому генератору Ван-дe-Граафа. Зато он позволяет при монохроматичности, достаточной для постановки многих опытов, получать мощные пучки электронов такой энергии, которая для электростатических генераторов недостижима.

Большинство микротронов работают на длине волны $\lambda = 10$ см. Напряженность магнитного поля обычно певелика — порядка 1000 Гс. Диаметр паковечников магнита и камеры определяется длиной последней n -й орбиты: $D_n = \lambda n / \pi$. Число орбит обычно составляет 10—20. Микротрон, как и циклотрон, может работать и в непрерывном и в импульсном режимах. При энергии 5 МэВ ток в импульсе составляет 1—2 мА. Средний ток обычно в тысячу раз меньше.

Предельная энергия, достижимая на микротронах, оценивается в 50—100 МэВ. Дальнейшее повышение энергии требует выполнения весьма жестких допусков на магнитное поле для обеспечения устойчивости. Существующие микротроны позволяют ускорять электроны до 30 МэВ. При этом интенсивность ускоренного пучка резко падает с ростом энергии. Так, микротрон на 13 МэВ дает ток в импульсе 100 мА, а микротрон на 30 МэВ — всего лишь 0,05 мА.

Микротроны применяются только для ускорения электронов, так как уже в случае таких легких частиц требуется создание на резонаторах напряжений свыше $0,5 \cdot 10^6$ В, что вызывает серьезные технические трудности.

Если поместить у плоского резонатора тяжелую мишень (толщина которой порядка радиационной длины), то при торможении электронов возникнут γ -кванты высокой энергии. Они в свою очередь порождают пары электрон — позитрон. Образовавшиеся позитроны будут ускоряться тем же микротроном паряду с электронами, но двигаться при этом будут в противоположном направлении.

9. Ускорение электронов можно производить вихревым электрическим полем, возникающим при парастации аксиально-симметричного магнитного поля во времени. Такой процесс осуществляется в бетатроне. В этом ускорителе электрон вращается по стационарной орбите, т. е. по окружности постоянного радиуса r , а потому никакого высокочастотного электрического поля и соблюдения синхронизма не требуется.

Найдем необходимое условие существования такой стационарной орбиты. Импульс электрона p возрастает по модулю в соответствии с уравнением $dp/dt = eE$, где e — заряд электрона по модулю, а E — напряженность вихревого электрического поля на

стационарной орбите. Она определяется законом индукции

$$2\pi rE = \frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt},$$

а магнитный поток, пронизывающий площадь, ограниченную стационарной орбитой, $\Phi = \pi r^2 \bar{H}$, где \bar{H} — средняя напряженность магнитного поля на этой площади. Таким образом,

$$\frac{dp}{dt} = \frac{e}{2\pi rc} \frac{d\Phi}{dt} = \frac{e}{2c} \frac{d\bar{H}}{dt}.$$

С другой стороны, в силу (84.5) при постоянном радиусе r

$$\frac{dp}{dt} = \frac{e}{c} \frac{dH}{dt},$$

где H — напряженность магнитного поля на стационарной орбите. Путем сравнения последних двух формул и интегрирования получаем

$$H = \bar{H}/2, \quad (84.6)$$

причем мы приняли во внимание, что при $t = 0$ $H = \bar{H} = 0$, что имеет место только при нарастании магнитного поля во времени. Что напряженность магнитного поля должна расти, а не уменьшаться с течением времени, это видно и без всяких вычислений. Ведь ускоритель должен увеличивать энергию электрона. А при увеличении энергии для удержания электрона на прежней орбите требуется более сильное магнитное поле.

Итак, для существования стационарной круговой орбиты электрона необходимо, чтобы напряженность магнитного поля на орбите была вдвое меньше средней напряженности того же поля на площади, ограниченной этой орбитой, причем магнитное поле должно нарастать во времени, начиная от нуля. Этот результат и лежит в основе устройства и действия бетатрона.

В бетатроне электроны разгоняются до ультраквантитивистских энергий, а потому в силу (84.5) окончательная кинетическая энергия ускоренного электрона определяется формулой

$$\mathcal{E}_{\text{кин}} = \mathcal{E}_{\text{полн}} = pc = eHr = e\bar{H}r/2, \quad (84.7)$$

причем здесь H и \bar{H} означают напряженности удерживающего и среднего магнитных полей в конце времени ускорения. Мы видим, что энергия $\mathcal{E}_{\text{кин}}$ определяется лишь значениями H и \bar{H} и радиусом стационарной орбиты, но не зависит от того, сколько оборотов сделал электрон при движении по стационарной орбите.

Пусть, например, обмотка электромагнита питается синусоидальным переменным током с частотой $v = 50$ Гц, который создает среднее магнитное поле с амплитудой $\bar{H} = 10^4$ Гс. Бетатрон ускоряет электроны только в промежутки нарастания магнитного поля по величине. Примем ориентировочно, что длительность такого промежутка $\tau = T/4 = 1/4v \approx 1/200$ с, и допустим,

что диаметр стационарной орбиты $D = 1$ м. Тогда максимальная кинетическая энергия электрона будет

$$\mathcal{E}_{\text{кин}} = (1/2) \cdot 4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 10^4 \cdot 10^2 / 2 = 1,2 \cdot 10^{-4} \text{ эрг} = 75 \text{ МэВ.}$$

На прохождение стационарной орбиты ультраколлимативистский электрон затрачивает время $t = 2\pi r/c = 3,14 \cdot 10^{-8}$ с, так что за все время ускорения он совершает

$$\frac{\tau}{t} = \left(\frac{1}{2} \cdot 10^{-2} \right) : (3,14 \cdot 10^{-8}) \approx 1,6 \cdot 10^5 \text{ оборотов.}$$

Устойчивость движения по стационарной орбите в вертикальном направлении обеспечивается бочкообразной формой магнитных силовых линий между полюсными пакетами магнита бетатрона. На стационарной орбите центробежная сила $mv^2/r = rv/r$ уравновешивается лоренцевой силой eHv/c . Поэтому для устойчивости движения в радиальном направлении поле H должно убывать с радиусом медленнее, чем $1/r$. Только тогда сила Лоренца будет превосходить центробежную силу и сможет вернуть удалившуюся частицу на стационарную орбиту. Частица же, отклонившаяся в сторону центра, также вернется на стационарную орбиту, так как в этом случае, наоборот, центробежная сила будет превышать лоренцеву.

Бетатроны обычно применяются для ускорения электронов до энергий 1—50 МэВ, причем средний ток не превышает 10^{-2} мА при 10^9 — 10^{10} частиц в импульсе. Вначале изготавливались бетатроны и на более высокие энергии, вплоть до 240 МэВ. Однако это оказалось нецелесообразным, так как в бетатронах необходимо создавать магнитное поле по всей площади, находящейся внутри траектории электрона. Этот недостаток в бетатронах еще более существенен, чем в фазотронах, так как среднее магнитное поле в бетатронах должно быть вдвое больше поля, необходимого для удержания электрона на стационарной орбите. Кроме того, при энергиях от 100 МэВ и выше режим ускорения электронов в бетатронах существенно ухудшается из-за электромагнитного излучения.

К недостаткам бетатронов относится трудность и даже практическая невозможность вывода пучка из камеры. Бетатроны часто применяются для получения γ -квантов высоких энергий. В таких случаях ускоренные электроны направляются на специальную мишень, расположенную в камере. Это достигается с помощью обмотки, создающей магнитное поле, нарушающее условие (84.6). В результате радиус орбиты увеличивается или уменьшается, и электроны попадают на мишень, где и генерируются γ -кванты.

10. Импульс частицы связан с ее полной энергией \mathcal{E} соотношением $p = (\mathcal{E}/c^2)v$ или $pc = \mathcal{E}\beta$, где $\beta = v/c$. С другой стороны,

$\mathcal{E}^2 - (pc)^2 = \mathcal{E}_0^2$. Из этих двух соотношений получается

$$\beta^2 = \frac{\mathcal{E}^2 - \mathcal{E}_0^2}{\mathcal{E}^2}, \quad (84.8)$$

при $\beta \sim 1$

$$1 - \beta = \mathcal{E}_0^2 / 2\mathcal{E}^2. \quad (84.8a)$$

Для электрона $\mathcal{E}_0 = 0,511$ МэВ. При релятивистской энергии электрона $\mathcal{E} = 10$ МэВ из формулы (84.8) находим $\beta = 1 - 0,000013$. Таким образом, если энергия электрона больше примерно 10 МэВ, то его скорость практически постоянна и не отличается от скорости света c . Поэтому и период обращения электрона по круговой орбите практически постоянен. Это используется в *синхротронах* — циклических кольцевых резонансных ускорителях электронов с орбитой почти постоянного радиуса, в которых частота ускоряющего электрического поля постоянна, а напряженность удерживающего магнитного поля изменяется во времени. В синхротропе магнитное поле надо создавать только вдоль ускоряющего кольца, а не в его середине, что существенно уменьшает вес магнита и уменьшает его стоимость. В синхротропе могут ускоряться только ультрарелятивистские частицы. Это осложняет инъекцию (впуск) частиц в синхротрон. В крупных синхротронах применяется инъекция уже предварительно ускоренных (до энергий 1—50 МэВ) электронов, в меньших — бетатропная инъекция. Ускоритель спачала работает как бетатроп до достижения ультрарелятивистских энергий, а затем переходит на синхротропный режим. Выпуск ускоренных частиц из синхротрона также осложнен из-за постоянства радиуса орбиты. Тем не менее он осуществляется в большинстве современных синхротропов. Часто пучок ускоренных электронов не выпускается из камеры, а направляется на расположенную в ней мишень, где генерируются тормозные γ -кванты, используемые в различных исследованиях. В синхротронах высоких энергий число частиц в импульсе составляет примерно 10^{10} , а число импульсов в секунду — несколько десятков, так что получается средний ток около 0,1 мА.

Ультрарелятивистские электроны, движущиеся в синхротропе по круговым орбитам (из-за наличия у них нормальных ускорений), являются мощными источниками электромагнитного излучения. Излучаемая энергия за один оборот электрона возрастает пропорционально четвертой степени энергии самого электрона при заданном радиусе (т. е. заданном H). Потеря энергии на

*) Синхротропное излучение можно уменьшить, взяв больший R (меньше H). В ЦЕРНе сооружается ускоритель ЛЭП со встречными e^+e^- -пучками по 50 ГэВ в каждом (в дальнейшем по 100 ГэВ). Длина его окружности около 30 км. Потери на синхротропное излучение достигают десятков мегаэлектронвольт.

излучение приводит к затуханию колебаний электронов около равновесной орбиты, а квантовый дискретный характер излучения — к их раскачке. Трудности создания мощных ускоряющих устройств, компенсирующих потери на излучение, ограничивают предельно достижимые энергии. В синхротронах достигнуты максимальные энергии 5—10 ГэВ. При меньших энергиях более экономичны бетатроны и микротроны, а при больших — линейные резонансные ускорители. Правда, существуют проекты синхротронов на 100—150 ГэВ.

11. Для ускорения тяжелых частиц (протонов или ионов) до максимальных энергий применяются *синхрофазотроны*. Синхрофазotron — это циклический резонансный ускоритель тяжелых частиц, в котором меняются во времени как магнитное поле, так и частота ускоряющего электрического поля, и притом так, что радиус равновесной орбиты остается почти постоянным. Изменять частоту электрического поля в синхрофазотропе необходимо потому, что протоны с энергией 1 ГэВ еще не являются достаточно ультрарелятивистскими, так что период обращения их по орбите постоянного радиуса меняется с энергией ($\beta = 0,767$ при $E_{kin} = 1$ ГэВ). Движение частиц происходит в кольцевой вакуумной камере, помещенной в магнитное поле системы магнитов, расположенных в определенном порядке по кольцу. Магнитное поле синхронно меняется с энергией частиц. В прямолинейных промежутках между магнитами (служащих для размещения ускоряющих электродов, а также устройств ввода и вывода пучка) магнитное поле спадает до нуля. Синхрофазотроны на очень высокие энергии построены по *многоступенчатому принципу*: линейный ускоритель (*инжектор*) впускает частицы в малый синхрофазotron (*бустер*), где они ускоряются до промежуточной энергии, а затем поступают в большой синхрофазotron для дальнейшего ускорения. В синхрофазотронах меньших энергий инъекция частиц производится непосредственно из линейного ускорителя.

Интенсивность ускоренных пучков в синхрофазотронах относительно низка, особенно при высоких энергиях. Так, синхрофазotron в Дубне на 10 ГэВ за импульс дает около 10^{12} протонов (7,5 импульсов в минуту). Он позволяет ускорять не только протоны, но и атомные ядра до энергии 10 ГэВ на один протонный заряд. Например, полностью ионизованный атом изотопа углерода $^{12}_6C$ ускоряется на этом ускорителе до энергии 60 ГэВ, т. е. до 5 ГэВ на нуклон (интенсивность 10^4 ядер $^{12}_6C$ в импульсе).

В 1967 г. в Серпухове был запущен синхрофазotron на 76 ГэВ. Радиус ускорительного кольца в нем 236,14 м. Средний ток составляет $2 \cdot 10^{-12}$ мА (10^{12} частиц в импульсе, 8 импульсов в минуту). Прирост энергии за один оборот 190 кэВ, так что за полный цикл ускорения частица совершает в ускорителе $(76 \cdot 10^9) : (190 \cdot 10^3) = 400\,000$ оборотов. До 1972 г. Серпуховский

синхрофазотроп был самым большим ускорителем протонов в мире. К 1980 г. максимальная энергия, достигаемая на синхрофазотроне, достигла 500 ГэВ (Батавия, США и ЦЕРН), проектируются синхрофазотроны на несколько тысяч гигаэлектронвольт. Предельная достижимая энергия ограничена в первую очередь техническо-экономическими возможностями (размерами установки и ее стоимостью). Минимальная энергия, для получения которой применяются синхрофазотроны, равна около 1 ГэВ, для меньших энергий целесообразнее применять фазотроны.

На основе ускорителя на 500 ГэВ (ЦЕРН) были созданы встречные $\bar{p}p$ -пучки по 200 и 310 ГэВ, на которых удалось открыть W^{\pm} , Z^0 -бозоны. В 1985 г. в Батавии запущен ускоритель (со сверхпроводящими магнитами) на энергию 1000 ГэВ и вводятся в строй встречные пучки по 800 ГэВ. В Серпухове сооружается ускорительно-накопительный комплекс, основу которого составит протонный ускоритель со сверхпроводящими магнитами на 3—3,5 ТэВ с организацией встречных пучков $\bar{p}p$ и $p\bar{p}$. Длина окружности основного ускорителя равна примерно 20 км, а в качестве бустера будет использоваться синхрофазотрон на 76 ГэВ. В ФРГ сооружается ускоритель HERA со встречными e^-e^+ -пучками ($\mathcal{E}_e = 20 - 30$ ГэВ, $\mathcal{E}_p = 800$ ГэВ). Создается проект протонного ускорителя (США) на 20 ТэВ со встречными пучками.

12. Существенное значение для повышения энергии ускоряемых частиц в синхрофазотроне и других ускорителях на высокие энергии имело применение *жесткой* (иначе называемой *сильной*) *фокусировки*, предложенной в 1950 г. Н. Кристофилем (р. 1917) и независимо от него в 1952 г. Э. Курантом, Х. Спайдером (р. 1913) и М. Ливингстоном (р. 1917). Идея жесткой фокусировки была уже изложена нами в т. IV, § 12. Она основана на том, что две линзы — собирающая и рассевающая — с одинаковыми фокусными расстояниями всегда образуют собирающую систему, если первая линза рассевающая. Если же первая линза собирающая, то это свойство сохраняется, когда расстояние между линзами меньше фокусного расстояния одной линзы. Результат был получен нами для тонких линз, по оп (впоследствии уточненной форме) остается верным и для толстых линз.

В синхрофазотроне жесткая фокусировка осуществляется магнитными *квадрупольными линзами*. Одна из таких линз схематически изображена на рис. 153. Четыре магнитных наконечника обращены друг к другу противоположными полюсами, так что в центре квадрупольной линзы магнитное поле равно пулю. На рисунке показаны магнитные силовые линии. Предполагается, что положительная частица движется в направлении к читателю. Маленькие стрелки показывают направление лоренцевых сил, действующих на частицы со стороны магнитного поля квадрупольной линзы. Из рисунка видно, что в направлении оси X ло-

ренцева сила стремится приблизить частицу к оси линзы (т. е. фокусировать), а в направлении оси Y — отдалить (т. е. дефокусировать).

Таким образом, квадрупольная магнитная линза действует как совокупность двух магнитных линз, одна из которых фокусирует частицы в направлении оси X , а другая — в направлении оси Y . Возьмем теперь две квадрупольных линзы и поставим их друг за другом, повернув одну из них относительно другой на 90° . Тогда в направлении оси X одна линза будет фокусировать, а другая — дефокусировать. В целом обе линзы вместе в направлении оси X будут фокусировать. То же самое относится и к направлению оси Y . Отсюда следует, что рассматриваемая система двух квадрупольных линз будет фокусировать и в любом поперечном направлении.

В синхрофазотронах с жесткой фокусировкой, разумеется, создается и изменяющееся во времени вертикальное магнитное поле, удерживающее частицы на равновесной круговой орбите. Но на это поле накладывается еще магнитное поле квадрупольных линз. Последние устанавливаются одна за другой таким образом, что линзы, скажем, с нечетными номерами фокусируют в вертикальном направлении, а с четными — дефокусируют в том же направлении. Наоборот, в горизонтальном направлении линзы с нечетными номерами дефокусируют, а с четными — фокусируют. Поэтому в каком бы направлении ни отклонилась частица от равновесной траектории, она последовательно встретит на своем пути пары квадрупольных линз, причем каждая из таких пар будет фокусировать. В результате пучок частиц сужается и можно получать ускоренные пучки большой интенсивности. Частицы в пучке совершают малые колебания около равновесной траектории, частота которых в несколько раз или десятки раз больше частоты обращения их по равновесной орбите. По этой причине фокусировка с помощью квадрупольных магнитных линз называется жесткой или сильной. Жесткая фокусировка применяется не только в синхрофазotronах, но и во всех крупных ускорителях, в частности в Серпуховском синхрофазотроне, некоторые параметры которого были приведены выше.

Жесткая фокусировка позволяет уменьшить поперечные размеры камеры и, следовательно, массу магнита. Например, масса магнита ускорителя в Дубне на 10 ГэВ без жесткой фокусировки равна 36 000 тонн. Магнит же ускорителя в Серпухове на 76 ГэВ с применением жесткой фокусировки имеет меньшую массу — 20 000 тонн. Уменьшением массы магнита, а с ним и

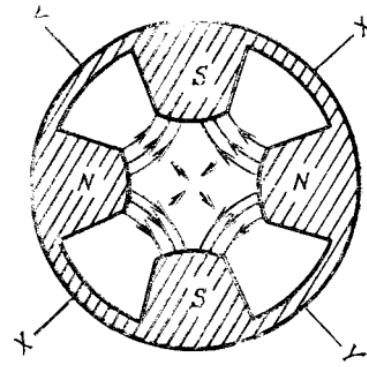


Рис. 153

индуктивности можно добиться более частого повторения импульсов.

13. Циклотрон (см. пункт 6), оставляя магнитное поле постоянным во времени, можно модернизировать так, чтобы он был пригоден и для ускорения релятивистских частиц. Для этого надо применять постоянное магнитное поле $H(r)$, зависящее определенным образом от радиуса r . Именно, согласно (84.3) магнитное поле должно меняться с радиусом так же, как и релятивистская масса частицы, т. е. $H = H_0 / \sqrt{1 - \beta^2}$. Тогда частота обращения Ω частицы будет оставаться одной и той же, равной частоте ускоряющего поля. Так как $\beta = v/c = \Omega r/c$, то указанному требованию удовлетворяет магнитное поле вида

$$H = \frac{H_0}{\sqrt{1 - (\Omega r/c)^2}} \quad (84.9)$$

при постоянной Ω . Ускорители, использующие этот принцип, называются изохронными циклотронами. Они работают в непрерывном режиме и дают возможность получать столь же сильные токи ($0,1$ — 1 мА), что и обыкновенные циклотроны.

Изохронные циклотроны имеют огромные магниты, а потому довольно дороги. Казалось бы, что такие ускорители работать не могут, так как в них магнитное поле возрастает с радиусом (см. пункт 6). Однако возникающую из-за этого вертикальную неустойчивость удается компенсировать азимутальной неоднородностью магнитного поля довольно сложной формы. Правда, расчет показывает, что это можно сделать до энергий не выше 1 ГэВ. Большинство изохронных циклотронов проектируется и строится для ускорения протонов до 50—100 МэВ. Изохронные циклотроны применяются для изучения редких процессов в реакциях с протонами с энергией 50—1000 МэВ. Серьезными конкурентами их являются линейные ускорители тяжелых частиц.

14. Обычно ускоренный пучок частиц направляется из ускорителя на неподвижную мишень. При столкновении с частицей-мишенью общий импульс обеих частиц не меняется. Поэтому не меняется и та часть энергии, которая связана с движением центра масс как целого. Эта часть энергии не участвует ни в каких внутренних превращениях сталкивающихся частиц, и в этом отношении она является бесполезной. В системе центра масс эта бесполезная кинетическая энергия равна нулю и вся энергия является полезной, т. е. может быть использована для внутренних превращений сталкивающихся частиц.

В т. IV (§ 111, задача 1) был рассмотрен простейший случай столкновения двух частиц одинаковых масс, движущихся на встречу друг другу. Был поставлен и решен вопрос, какой энергией E_{lab} должна обладать одна из этих частиц в лабораторной системе отсчета, в которой вторая частица (мишень)

покоится, чтобы при столкновении получился такой же полезный эффект (в смысле возможности внутренних превращений частиц), что и в системе центра масс. Будем понимать под $\mathcal{E}_{\text{лаб}}$ полную (релятивистскую) энергию одной движущейся частицы, а под \mathcal{E}_0 — ее энергию покоя. В указанной задаче была получена формула

$$\mathcal{E}_{\text{лаб}} = 2 \frac{\mathcal{E}_{\text{цм}}^2}{\mathcal{E}_0} - \mathcal{E}_0 \quad (84.10)$$

где $\mathcal{E}_{\text{цм}}$ — релятивистская энергия одной частицы в системе центра масс. Соответствующая кинетическая энергия частицы

$$\mathcal{E}_{\text{кин}}^{\text{кин}} = \mathcal{E}_{\text{лаб}} - \mathcal{E}_0 = 2 \left(\frac{\mathcal{E}_{\text{цм}}^2}{\mathcal{E}_0} - \mathcal{E}_0 \right). \quad (84.11)$$

В нерелятивистском случае $\mathcal{E}_{\text{цм}} = \mathcal{E}_0 + \mathcal{E}_{\text{кин}}$. Подставляя это значение в предыдущую формулу и пренебрегая квадратами $\mathcal{E}_{\text{кин}}^{\text{кин}}$, получим

$$\mathcal{E}_{\text{лаб}}^{\text{кин}} = 4\mathcal{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}} = 2(2\mathcal{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}}).$$

Таким образом, при неподвижной мишени для получения того же эффекта требуется вдвое большая кинетическая энергия, чем в системе центра масс (так как в этой системе полная кинетическая энергия обеих частиц равна $2\mathcal{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}}$). Этот результат был уже получен в т. I, § 26.

Более интересен ультрарелятивистский случай. В этом случае в формуле (84.11) собственной энергией частицы можно пренебречь. Тогда связь между кинетическими энергиями частицы в лабораторной системе и системе центра масс становится не линейной, а квадратичной:

$$\mathcal{E}_{\text{лаб}}^{\text{кин}} = 2(\mathcal{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}})^2 / \mathcal{E}_0. \quad (84.12)$$

Здесь можно получить большой выигрыш энергии, осуществляя столкновение встречных частиц. Например, для протона ($\mathcal{E}_0 = 0.938 \text{ ГэВ}$) при энергии $\mathcal{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}} = 5 \text{ ГэВ}$ получается $\mathcal{E}_{\text{лаб}}^{\text{кин}} = 53 \text{ ГэВ}$. Ускоритель на встречных пучках при энергии 5 ГэВ дает такой же эффект, как и ускоритель с неподвижной мишенью на энергию 53 ГэВ. Еще больший эффект получается в случае легких частиц, например электронов. Для электронов $\mathcal{E}_0 = 0.511 \cdot 10^{-3} \text{ ГэВ}$, так что при том же значении $\mathcal{E}_{\text{цм}}^{\text{кин}}$ получается $\mathcal{E}_{\text{лаб}}^{\text{кин}} \approx 10^5 \text{ ГэВ}$, что уже недостижимо ни на каких реальных ускорителях с неподвижной мишенью.

Изложенного достаточно, чтобы уяснить принцип действия систем на встречных пучках. Наибольшее распространение получили устройства, в которых применяются **электрон-электронные**

(e^-e^-), электрон-позитронные (e^-e^+) и протон-протонные (pp) пучки. Существенным недостатком систем на встречных пучках является малая интенсивность пучков. Для увеличения интенсивности пучков до процесса соударения заряженных частиц производится их накопление в специальных *накопительных кольцах*, чтобы циркулирующий в них ток был не меньше десятков ампер. Накопительное кольцо — это кольцевая вакуумная камера, помещенная в магнитное поле. Ускоренные заряженные частицы поступают в нее из синхротрона, синхрофазотрона или линейного ускорителя. Магнитное поле, как правило, создается секторами, разделенными прямыми промежутками (в которых магнитного поля нет) для областей пересечения пучков частиц и для компенсации синхротронного излучения и других целей.

Если заряды сталкивающихся частиц одипаковы, то система должна содержать два накопительных кольца, в которых частицы движутся в противоположных направлениях. Если же эти заряды противоположны, то достаточно только одного накопительного кольца, так как в одном и том же магнитном поле обеспечивается движение частиц с разными знаками заряда в противоположных направлениях и их ускорение в одном и том же электрическом поле. Встречные пучки в настоящее время могут быть использованы только для стабильных частиц. Ускорители с фиксированной мишенью являются источниками различных вторичных частиц: π -, К-мезонов, Λ -, Σ -гиперонов, нейтрино, μ -мерзапов и т. д.

§ 85. Источники нейтронов и других нейтральных частиц

1. Нейтропы, как и все электрически нейтральные частицы, нельзя ускорять и фокусировать электромагнитными полями. Такие частицы образуются только в результате ядерных реакций. Ниже описываются принципы действия некоторых пейтронных источников и приводятся для общей ориентировки некоторые их характеристики. Источники нейтронов можно разделить на три группы: 1) источники, в которых пейтропы создаются радиоактивными излучениями; 2) источники, в которых они создаются частицами, вылетающими из ускорителей; 3) ядерные реакторы. Во всех типах источников нейтропы, как правило, получаются быстрыми. Взаимодействие нейтронов с ядрами особенно интенсивно в случае медленных нейтропов (сечение взаимодействия пропорционально $1/v$). Полученные в источниках нейтропы используются либо сразу, либо после предварительного замедления. Особое значение имеют источники тепловых нейтропов (с энергиями порядка $1/40$ эВ).

2. В так называемых (α, n)-источниках α -частицы от радиоактивного препарата облучают мишень, в результате чего и воз-