

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ЛИНЕИНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

Д. У. Фрай и У. Уолкиншоу*)

§ 1. Введение

Получение частиц больших энергий весьма существенно для ядерной физики и для медицины (терапии и других областей). Для медицинских целей представляют интерес частицы с энергиями примерно до 50 Мэв. Для исследований в области ядерной физики важны частицы с энергиями в 500—1000 Мэв и выше. Неудивительно поэтому, что уже начиная примерно с 1930 г. уделяется большое внимание разработке наиболее рациональных методов ускорения частиц.

В ранних методах частицы ускорялись либо постоянным электрическим полем, либо электрическими полями низкой частоты. Лауритсен и Беннет⁵ применили для этой цели несколько последовательно включённых высоковольтных трансформаторов; Кокрофт и Уолтон³ — последовательное соединение целого ряда высоковольтных ртутных выпрямителей, и, наконец, Ван де Граф воспользовался для ускорения частиц принципом электростатической машины. Все эти три метода широко применялись с тех пор для ускорения частиц, особенно электростатический генератор (по этому вопросу см. обзор¹⁶).

Такие ускорители дают возможность получать сравнительно интенсивные пучки частиц с малым разбросом энергий.

Однако то обстоятельство, что приобретаемая частицей энергия равна разности потенциалов между изолированным электродом и землёй, делает невозможным получение достаточно больших энергий.

Для преодоления этой трудности был предложен ряд новых методов ускорения, например ускорение с помощью циклотрона. В циклотроне (Лоуренс и Эдлефсон⁶) положительные ионы движутся по полуокружностям возрастающего радиуса в простран-

*) D. W. Fry and W. Walkinshaw, Reports on Progress in Physics, Physical Society — London, 12, 102 (1948—1949).

стве между полюсами большого электромагнита, питаемого постоянным током. Частицы ускоряются в переменном электрическом поле постоянной частоты и сравнительно небольшой амплитуды, которое приложено между двумя электродами специальной формы; разность потенциалов между ними обычно порядка 10 000—100 000 вольт. Частицы ускоряются в те моменты времени, когда они проходят между электродами, т. е. дважды за один оборот. После ряда оборотов энергия частиц становится значительно больше разности потенциалов, приложенной к ускоряющим электродам. Чтобы ускорить положительные ионы до скоростей, близких к скорости света, Бробек и др.² модулировали в циклотроне частоту*). Таким путём удалось получить альфа-частицы с энергией в 400 Мэв.

Частицы можно ускорять и другим методом, последовательно пропуская их через ряд цилиндров, между которыми приложены в определённой фазе некоторые переменные разности потенциалов. Видероз²⁴ использовал этот метод для ускорения ионов калия до 50 кэв (максимальное напряжение между электродами составляло 25 кэв). Этот метод был впоследствии развит Слоуном и Лоуренсом⁹² и Слоуном и Коутсом⁹¹, которые ускоряли ионы ртути до энергий 1,26 и 2,85 Мэв. Для ускорения частиц при их прямолинейном движении Бимс и Сиодди^{24, 25} подключали электроды не к генератору высокой частоты, а к соответствующим точкам нагруженной длинной линии, на которую подавались импульсы напряжения. Скорость распространения импульса вдоль линии подбиралась в опытах такой же, как и скорость частицы, движущейся через систему электродов. Поэтому, проходя промежутки между электродами, частицы каждый раз ускорялись импульсом напряжения от линии. Таким путём были получены протоны с энергией в несколько миллионов вольт.

В методе Бимса и Троттера²⁵ напряжение подавалось от генератора к электродам с помощью линий различной длины, по которым импульсы напряжения распространялись со скоростью порядка c . Фазировка напряжения на электродах, обеспечивающая непрерывное ускорение, достигалась соответствующим подбором длины линии.

Другим ускорителем, позволившим избежать трудности с высоковольтной изоляцией, явился индукционный ускоритель или бетатрон. Этот прибор весьма успешно применялся Керстом⁴ и многими другими авторами для ускорения электронов. Бетатрон оказался весьма эффективным ускорителем — с его помощью электроны удалось ускорить до энергий в 100 Мэв¹⁸.

В последние годы было предложено ещё несколько методов ускорения частиц, некоторые из них были успешно осуществле-

*) Модуляция частоты в циклотроне была предложена В. И. Векслером в 1945 г. (Прим. ред.)

ны^{9, 19}. Наиболее важный из них — метод синхротрона (Векслер¹⁶, Мак-Миллан⁸, Олифант и др.¹⁰). В синхротроне магнитное поле, обеспечивающее вращение частиц, возрастает со временем; ускорение обуславливается не зависящим от этого поля электрическим полем высокой частоты. В числе других циклических ускорителей назовём микротрон (Векслер¹⁶, Шифф¹³) и кэвитрон (Пост¹²).

Настоящий обзор посвящён развитию линейных ускорителей за последние три-четыре года. В большей части сделанных за этот период работ для ускорения электронов были использованы сантиметровые и дециметровые волны. Недавно описан единственный ускоритель на волне 1,5 м, предназначенный для ускорения тяжёлых частиц (протонов).

При конструировании ускорителей тяжёлых частиц возникают технические задачи, с которыми не приходится встречаться в электронных ускорителях. Это связано с тем, что при одинаковой с электронами кинетической энергии тяжёлые частицы движутся с меньшей скоростью. Эти задачи кратко рассмотрены в § 10.

В последнее время интерес к линейным ускорителям вновь пробудился в связи со значительными успехами, достигнутыми в разработке генераторов ультравысоких частот. Появилась возможность строить генераторы для частот 150—3000 *Мгц* с мощностью в импульсе 0,1—2,0 *Матт*, при частоте посылок 500 импульсов в секунду и длительностью импульса порядка нескольких микросекунд. Столь высокие импульсные мощности и связанная с ними новая техника высокочастотных контуров создали новые возможности для ускорения частиц с помощью линейных ускорителей. Таким образом этот метод ускорения по своим техническим и экономическим данным оказался способным конкурировать с некоторыми другими методами ускорения^{13, 78}. Главные преимущества метода линейного ускорения заключаются в следующем: во-первых, малые потери на излучение для релятивистских частиц и, во-вторых, простота впуска частиц в ускоритель и выпуска их из него при сравнительно больших токах. Кроме того, стоимость линейного ускорителя примерно пропорциональна максимальной энергии частиц, в то время как стоимость циклического ускорителя любого типа пропорциональна, по крайней мере, квадрату, а возможно, и кубу максимальной энергии. Для ускорения электронов особенно существенно первое обстоятельство. Как показывает теория (см., например,¹¹), при своём движении по круговой орбите релятивистская частица теряет на излучение энергию:

$$V_R = \frac{6 \cdot 10^{-9}}{R} \cdot \left(\frac{V}{V_0} \right)^4 \text{ эв}, \quad (1)$$

где R — радиус орбиты в метрах, V_R — потери энергии на излучение за 1 оборот, V — полная энергия частицы в эл.-вольтах, V_0 — её энергия покоя (также в электроновольтах).

При энергии электронов порядка 10^9 эв в циклическом ускорителе любого типа, например в синхротроне с радиусом устойчивой орбиты в 3 м, потери на излучение составляют около $30 \cdot 10^3$ эв. Эта величина возрастает как четвёртая степень энергии частиц, и при энергиях, больших чем 2000—3000 Мэв, становится уже чрезмерно большой. Таких потерь энергии при прямолинейном движении не возникает.

Пока ещё нет удовлетворительного метода расчёта максимального тока, который может быть инжектирован в линейный ускоритель, однако, как показали опыты Фрая⁸⁸, в двухметровом электронном ускорителе на 4 Мэв для ускорения пучка удаётся использовать 30% всей поданной в ускоритель высокочастотной мощности. В ускорителях большей длины при расчёте которых не учитывались потери мощности на ускорение пучка, удаётся использовать значительно меньшую часть высокочастотной мощности, так как увеличение мощности, потребляемой пучком, привело бы к понижению максимальной энергии частиц. В этом случае реальна и осуществима, повидимому, цифра 10—15%. Если при расчёте ускорителя нагрузка, которую представляет собой пучок, учтена, то пучок может получать и большую долю общей затрачиваемой мощности. В настоящем обзоре показано (см. ниже), что в длинном ускорителе величина эффективного шунтового сопротивления составляет 30 Ом/м. При максимальной энергии в 300 Мэв и длине 100 м необходимая мощность в импульсе составляет 45 Мвт (без учёта нагрузки ускорителя пучком). Если пучок получает из этой энергии 10%, то средний ток в импульсе составит 15 миллиампер; при скважности 2500 это соответствует среднему току в 6 мка.

Как известно из опыта, средний ток на выходе, который удаётся получить в бетатроне и синхротроне, значительно меньше этой величины. Блюит и другие¹ определили максимальный ток из условия равенства сил отталкивания между зарядами и фокусирующей силы магнитного поля. Среднее значение этого тока определяется следующей формулой:

$$I_{\text{ср}} = \frac{mc^3}{120} \cdot \beta^3 \left(\frac{\Delta}{r_0} \right)^2 \cdot \frac{2\pi r_0 f}{c} \cdot \frac{1}{(1-\beta^2)} \text{ ампер}, \quad (2)$$

где $\frac{mc^2}{e}$ — энергия покоя + кинетическая энергия, которой обладали электроны в момент впуска (в эл.-вольтах), β — отношение начальной скорости электронов к скорости света, Δ — средний радиус вакуумной камеры, r_0 — радиус устойчивой орбиты, f — частота изменения магнитного поля. Синхротрон на 300 Мэв при начальной энергии частиц 100 000 эв, $\Delta = 7,5$ см, $r_0 = 125$ см и $f = 5$ гц должен дать средний ток 1,0 мка. На практике, как это было проверено для бетатронов на меньшие энергии,

например на 20 Мэв, средний ток никогда не превышает $\frac{1}{10}$ своей теоретической величины, а зачастую он ещё меньше — около $\frac{1}{100}$ теоретического значения. Мы видим, таким образом, что средний ток бетатрона или синхротрона составляет от $\frac{1}{60}$ до $\frac{1}{600}$ тока, которого можно ожидать от линейного ускорителя.

По указанным причинам, а также вследствие ожидаемой дешёвизны линейного ускорителя по сравнению с ускорителями других типов, в ряде лабораторий были предприняты работы по оценке тех возможностей, которые открывает метод линейного ускорения для частиц с энергией от нескольких Мэв и до 1000 Мэв, а также границ применимости этого метода.

Наиболее серьёзной трудностью, ограничивающей применение линейных ускорителей для получения частиц сверхвысоких энергий, является в настоящее время отсутствие достаточно мощных импульсных ламп, которые позволили бы сократить до разумной величины общее число всех ламп ускорителя.

Данный обзор состоит из двух частей. Первая часть посвящена последним достижениям в области линейных ускорителей электронов. Вторая часть посвящена ускорителям тяжёлых частиц. Однако в этой последней области опубликовано значительно меньше работ, чем по электронным ускорителям.

Часть I

ЭЛЕКТРОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ

§ 2. Динамика частиц в высокочастотных полях

2. 1. Фазовая устойчивость. Основная задача линейного ускорителя — создать электромагнитную волну с изменяющейся фазовой скоростью, меньшей или равной скорости света, электрический вектор, который имел бы компоненту в направлении распространения. Частицы, попавшие в такое поле в соответствующей фазе, получают от волны энергию и группируются в устойчивые сгустки. Необходимо, прежде всего, метод получения такого рода волн. Волны этого типа — с продольной компонентой электрического вектора — распространяются в круглых цилиндрических волноводах с гладкими стенками: теория таких волноводов содержится во многих учебниках. Однако фазовая скорость волн в волноводе с гладкими стенками превосходит скорость света. В связи с этим был предложен ряд эффективных методов замедления волн. Во всех этих методах, кроме нужной волны, возникают и другие, побочные волны — высшие:

компоненты Фурье в разложении поля*), которые обладают ещё меньшими фазовыми скоростями, причём некоторые из них движутся в направлении противоположном основной волне. Так как скорость этих волн сильно отличается от скорости частиц, то в среднем они энергию частиц не меняют. Рассматривая динамику частиц в первом приближении, всеми волнами, кроме основной, можно пренебречь. В этом приближении фазовая устойчивость частиц, а также их радиальная фокусировка были рассмотрены в работах Слетера и других авторов^{40, 47, 64, 79}.

Для начала отвлечёмся от радиального движения частиц. Соответствующий механизм ускорения частиц показан на рис. 1. На нём изображён график амплитуды продольной компоненты электрического поля для фиксированного момента времени. Волна распространяется слева направо с возрастающей фазовой скоростью и притом такой величины, что положительно заряженная частица в положении *B* (*D* и т. д.) удерживается волной в постоянном ускоряющем поле, изображённом на рисунке горизонтальной пунктирной линией. Фазовые скорости частицы и волны одинаковы и изменяются вдоль оси *z* по закону:

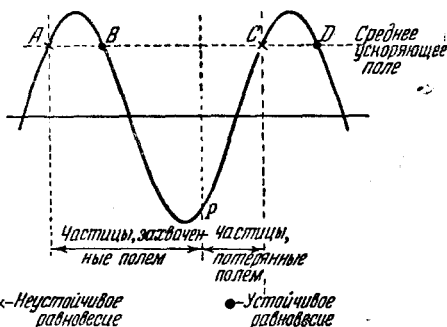


Рис. 1.

$$V = E \cdot z \cdot \sin \varphi_s + \text{постоянная}, \quad (3)$$

где V — полная энергия (кинетическая энергия + энергия покоя) частицы с зарядом e , E — амплитуда поля, и φ_s — фаза частицы (за нуль принято её положение в точке, где поле равно нулю). Частицы, которые сместятся из *B* или *D* в соседние точки, попадут в поле, которое их либо замедлит, либо ускорит ещё больше и вернёт тем самым в точку устойчивой фазы *B* или *D*. Частицы в *A* или *C* находятся в положении неустойчивого равновесия.

Такие колебания частиц относительно их устойчивой (синхронной) фазы были рассмотрены Слетером^{64 **} с помощью метода квазиклассического приближения⁶⁶. [Уравнение движения

*) См. работу Слетера «Конструкция линейных ускорителей» (УФН, т. XXXVII, вып. 3—4). (Прим. перев.)

**) УФН, т. XXXVII, вып. 4, стр. 479. (Прим. перев.)

частицы по оси z в поле бегущей волны может быть записано в следующем виде:

$$\frac{d}{dt}(m\dot{z}) = eE \sin(\omega t - \int k dz), \quad (4)$$

где m — релятивистская масса частицы, e — её заряд, k — проекция волнового вектора на ось z , зависящая от z , E — амплитуда волны и ω — её угловая частота.

Если принять за начало координат точку устойчивой (синхронной) фазы, то решение соответствующего уравнения⁴ первого порядка даёт частоту фазовых колебаний:

$$\frac{\omega_0}{\omega} = \left[\frac{E\lambda \cos \varphi_s V_0^2}{2\pi\beta V_s^3} \right]^{1/2}, \quad (5)$$

амплитуда которых обратно пропорциональна величине

$$[V_s^2 \beta_s^3 E \cos \varphi_s]^{1/4}, \quad (6)$$

где φ_s — значение синхронной фазы частицы, V_s — полная энергия (энергия покоя + кинетическая энергия) частицы в синхронной фазе, β — отношение скорости частицы к скорости света, V_0 — энергия покоя, ω — угловая частота электромагнитной волны и λ — длина волны в вакууме. Оба выражения (5) и (6) справедливы только качественно, ибо квазиклассическое приближение справедливо лишь для медленных изменений, а это условие в ускорителях не всегда выполняется. Но, как мы увидим в дальнейшем, амплитуда фазовых колебаний с увеличением энергии частиц уменьшается, причём частота этих колебаний значительно ниже частоты волны и в релятивистской области стремится к нулю. Эти обстоятельства крайне важны при ускорении электронов. Обратимся снова к рис. 1: пусть частицы непрерывно инжектируются в ускоритель и их скорость равна фазовой скорости волны. Тогда те из них, фаза которых лежит между A и, скажем, P , будут захвачены волной и сгруппируются вокруг точки B . Частицы со слишком большим начальным отклонением от положения устойчивой фазы (они изображаются точками между P и C) выпадают из синхронизма с волной и ею в процесс ускорения не захватываются. С возрастанием среднего ускоряющего поля область захвата сужается. Когда среднее ускоряющее поле равно амплитудному значению, частицы совсем не захватываются.

Синхронная фаза в начальных секциях электронного ускорителя должна быть выбрана таким образом, чтобы обеспечить значительный захват частиц в процесс ускорения, при этом, однако, ускоряющее поле не должно быть слишком малым. Когда электроны приобретают релятивистские скорости, фазовые колебания становятся настолько медленными, что можно ускорять электроны на гребне волны, без существенного размазывания

сгустка частиц. Джинстон и др.⁴⁰ обнаружили, что уменьшение скорости электрона относительно волны при больших энергиях приближённо обратно пропорционально кубу расстояния, пройденного частицей. Столь быстрое уменьшение скорости частицы относительно волны⁷² позволяет предполагать, что если в нерелятивистской области фазовую скорость волны следует с расстоянием увеличивать, то в релятивистской области, начиная с известного момента, достаточно иметь в ускорителе волну с постоянной фазовой скоростью, равной скорости света. Слетер⁶⁴ и Уолкиншоу⁷² исследовали точное решение для случая движения электрона в волне с постоянной фазовой скоростью. Для волн, фазовая скорость которых меньше скорости света, движение электрона относительно волны подобно колебаниям маятника. Электрон либо колеблется относительно положения синхронной фазы, в резонанс с волной, либо всё время движется в одном направлении — вперёд или назад — в том случае, когда его начальная скорость значительно отличается от скорости волны. Особый интерес представляет собой вырожденное решение для случая фазовой скорости волны, равной скорости света. Электрон не может тогда опережать волну и фазовых колебаний не происходит. Если энергия электрона «достаточно велика» и начальная фаза лежит в некотором определённом интервале, то такой электрон будет непрерывно ускоряться волной. Если фаза частицы отличается от фазы соответствующей максимуму волны на величину не более чем $\pm 10^\circ$, «достаточно большой» явится энергия, превышающая

$$\frac{\pi V_0^2}{2 E \lambda \cos 80^\circ} = \frac{2.3}{E \lambda} \text{ Мэв},$$

где $E \lambda$ и V_0 выражены в Мэв.

2.2. Радиальная фокусировка. Решение уравнений Максвелла для аксиально-симметричной бегущей волны можно записать в следующем виде^{70*}):

$$\left. \begin{aligned} E_z &= -E_0 J_0(\chi \rho) \sin(hz - \omega t), \\ E_\rho &= \left(\frac{h}{\chi}\right) E_0 J_1(\chi \rho) \cos(hz - \omega t), \\ Z_0 H_\varphi &= \left(\frac{k}{\chi}\right) E_0 J_1(\chi \rho) \cos(hz - \omega t), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где z , ρ и φ — обычные цилиндрические координаты, χ и h — радиальная и аксиальная компоненты волнового вектора k , так

*) Дж. А. Стреттон, «Теория электромагнетизма», ГТТИ, 1948, стр. 474. (Прим. перев.)

что $k^2 = \chi^2 + h^2$, и Z_0 — внутренний импеданс в вакууме. Джинстон, Хансен и Кеннеди⁴⁰, Слетер⁶⁴ и Харви⁴⁷, пользуясь этими уравнениями, показали, что радиальная сила, действующая на частицу, равная $e \left(E_\rho - z \frac{H_\varphi}{c} \right)$, может быть выражена в следующем виде:

$$F = \left(\frac{h}{\chi} \right) e E_0 J_1(\chi \rho) \cos(hz - \omega t) \left(1 - \frac{v_z^2}{c^2} \right). \quad (8)$$

В области фазовой устойчивости сила (8) является дефокусирующей. Следует, однако, отметить, что с приближением скорости частицы к скорости света радиальная фокусирующая сила магнитного поля приближается по своей величине к силе электрического поля и дефокусирующий эффект мал.

Харви⁴⁸ указывает, что радиальную фокусировку можно осуществить также с помощью продольного магнитного поля. Напряжённость такого поля должна быть больше некоторого критического значения

$$\frac{1}{300} \left[\frac{4V_0^2 E_z \cos \varphi_s}{V_s} \cdot \frac{\pi}{\lambda} \cdot \frac{c}{z} \right]^{\frac{1}{2}} \text{ эрстед}, \quad (9)$$

где V_0 — энергия покоя частицы, V_s — её полная энергия в электрон-вольтах, E_z — амплитуда ускоряющего поля в *вольтах/см*, λ — длина электромагнитной волны в *см* и φ_s — фаза частицы относительно точки, где поле равно нулю.

Был предложен также другой метод радиальной фокусировки. Он напоминает собой метод, применённый в ионном ускорителе Слоуна и Лоуренса, и основан на действии высших компонент разложения электромагнитного поля, которых мы в предшествовавшем анализе не учитывали.

Эти высшие компоненты разложения поля локализуют радиальную силу на входе и на выходе из ускоряющих промежутков. Если частицы достигают середины ускоряющего промежутка в тот момент, когда поле максимально, то в первой половине ускоряющего промежутка, где поле фокусирует, они будут находиться дольше, чем во второй половине, где поле их дефокусирует.

Поэтому вблизи максимума бегущей волны существует очень небольшая область устойчивых фаз, где одновременно обеспечивается фазовая устойчивость и радиальная фокусировка⁵⁴. Чтобы удержать, однако, электроны в этой небольшой области фаз, амплитуда продольного ускоряющего поля должна быть настолько стабильной, что этот метод радиальной фокусировки вряд ли может быть осуществлён.

По мнению Шульца и др.⁶², теоретический анализ показывает, что в системах, составленных из эндовибраторов, электрически

не связанных между собой, можно добиться одновременно фазовой устойчивости и радиальной фокусировки. Это утверждение не согласуется с выводами Маллета⁵⁴. Шульц, повидимому, не учёл создаваемого электрическим полем радиального отклонения, которое испытывает частица при входе и выходе из эндовибратора.

Были предложены и другие методы фокусировки, основанные на искажении поля в ускоряющих промежутках с помощью металлических фольг⁷⁹ и сеток^{54,39}, однако эти методы в электронных ускорителях, повидимому, не применялись. В области релятивистских энергий проблема фокусировки не является столь серьёзной, и можно обойтись без фокусирующего магнитного поля. Слетер⁶⁴ указывает, что радиальная компонента импульса частицы в отсутствие радиального электрического поля остаётся постоянной, а масса частицы с возрастанием энергии растёт, и в результате радиальная компонента скорости уменьшается. Увеличение радиального отклонения равно

$$\delta\rho = \varphi_0 \frac{V_1}{E_z} \ln \left(\frac{V_2}{V_1} \right), \quad (10)$$

где V_1 и V_2 — начальная и конечная энергии электрона, E_z — ускоряющее поле и φ_0 — угол между осью пучка и начальным направлением движения электрона. Пусть, например, начальная энергия электронов составляет 2 Мэв, ускоряющее поле $E_z = 10$ Мв/м и начальная расходимость пучка $\varphi_0 = 10^{-3}$ радиан. Тогда энергии в 1 миллиард электрон-вольт будет соответствовать дополнительное расширение пучка на 1,24 мм. Можно сделать вывод, что если к моменту достижения электронами релятивистских скоростей пучок окажется хорошо коллимированным, то тем самым будет обеспечена его фокусировка и в дальнейшем.

§ 3. Теория эндовибраторов и волноводов микрорадиоволн

3.1. Основные типы ускорителей. На рисунках 2а — 2ж показаны основные типы высокочастотной системы линейных ускорителей. На рис. 2а изображён круглый волновод, нагруженный металлическими дисками с отверстиями. Как высокочастотная энергия, так и электронный пучок проходят через отверстия в дисках. При соответствующем подборе геометрических размеров волновода вдоль него могут распространяться требуемые типы волн с фазовой скоростью, меньшей скорости света.

Соответствующим выбором нагрузки на конце можно получить в таком волноводе чисто бегущую волну. Подобного рода ускорители с бегущей волной построили Фрай и др.³⁷, Джинстон и др.⁴⁰ и Старр⁶⁹.

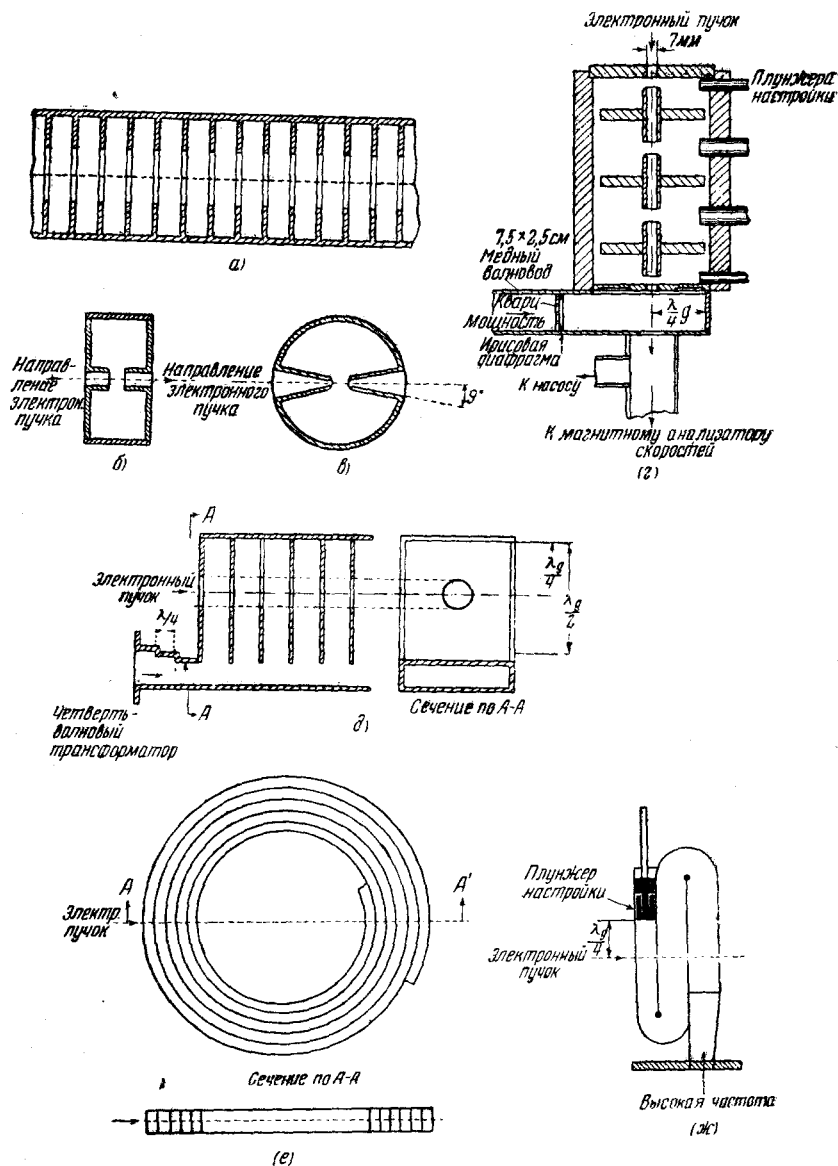


Рис. 2. а) Продольное сечение круглого волновода, нагруженного ирисовыми диафрагмами. б) Цилиндрический резонатор. в) Сферический резонатор со входными конусами. г) Резонатор с несколькими²³ ускоряющими промежутками. д) Прямоугольный волновод с диафрагмами⁵⁶. е) Спиральный волновод прямоугольного сечения⁵⁰. ж) Изогнутый волновод прямоугольного сечения³⁹.

Возможен и другой вариант: конец волновода накоротко замыкается. Многие авторы избрали этот последний путь: 41, 44, 52, 59, 64, Бауэн и др. ^{26 *}), Миллс ^{53 **)}, Хирфорд ^{45 **)}, Снодди и Бимс ^{67 ***)}, с успехом применяли системы из одного эндовибратора.

Кроме того, описан ряд различных методов ускорения электронов с помощью связанных между собой эндовибраторов — работы Шульца и др. ^{62 ****)}, Аллена и Саймондса ^{23 *****)}, Маллета ^{55 *****)}, Каллена и Грейга ^{13 *****)}, Худспеса ^{50 *****)}.

) Цилиндрический эндовибратор с трубками дрейфа, работающий на частоте 1200 Мгц. Работа Миллса представляет собой развитие работы Бауэна и др. Одна из ее интересных особенностей состоит в том, что средний ток в электронном пучке достигал 70 мка при размерах пучка приблизительно 0,5 мм в диаметре (рис. 2б).

*) Ускоряющая система представляет собой эндовибратор с трубками дрейфа, работающий на частоте 400 Мгц. По выходе из ускорителя электронный пучок поворачивается магнитным полем на 180° и, таким образом, вторично проходит ускоряющий промежуток. Как показывают измерения, энергетический спектр оказывается очень широким. Это обстоятельство принципиально присуще данному методу и ограничит, повидимому, его применение.

**) Цилиндрический эндовибратор с трубками дрейфа, работающий на частоте 400 Мгц.

*) Цепочка эндовибраторов, каждый из которых питается независимо от своего усилителя напряжением частоты 587 Мгц, электрическая связь между эндовибраторами также отсутствует. Согласование рабочих частот и фазы колебаний в отдельных резонаторах осуществляется задающим генератором. Фаза электромагнитного поля в каждом эндовибраторе регулируется отдельным фазовращателем. Применение усилителей позволяет преодолевать трудности стабилизации частоты, присущие генераторам с самовозбуждением.

*) Система из трех эндовибраторов с трубками дрейфа. Связь между ними осуществляется через отверстия в стенках (см. рис. 2г). Рабочая частота — 3000 Мгц, колебания типа π. Короткий ускоряющий промежуток значительно уменьшает время пролета частиц и повышает эффективность ускорителя. Эта система выгодно отличается от других резонансных систем.

*) Прямоугольный волновод, нагруженный диафрагмами глубиной от $\frac{\lambda}{2}$ до $\frac{3\lambda}{4}$ (рис. 2д). Ускоряемые частицы проходят сквозь отверстия в диафрагмах при максимуме электрического поля. Эффективность системы должна быть того же порядка, что и у круглого волновода, нагруженного дисками с отверстиями, однако прямоугольный волновод с диафрагмами довольно сложен в изготовлении.

*) Прямоугольный волновод, сложенный гармошкой (рис. 2ж). Чтобы достичь между соседними секциями сдвига фаз в 180° глубину складки выбирают равной $\frac{\lambda}{2}$. Подобную конструкцию труднее изготовить, чем волновод с дисками.

*) Прямоугольный волновод, завитый в спираль (рис. 2е), благодаря этому фаза поля на пути электронного пучка меняется медленнее, чем в прямом волноводе. Трудности, возникающие при конструировании и изготовлении подобной системы, делают ее менее эффективной по сравнению с другими более простыми конструкциями.

Помимо упомянутых выше конструкций эндовибраторов и волноводов для ускорителей, на которых были сделаны экспериментальные работы, известен ещё целый ряд более ранних конструкций. Старр⁶⁹ описывает различные конструкции, получаемые из коаксиальной линии, если разрезать её внутренний проводник на отдельные участки длиной в четверть волны; последние создают по оси линии ускоряющее поле. Харви⁴⁶ предложил питать от коаксиальной линии некоторое число соосных полуволновых резонаторов. Уилшо и Ламонт⁷⁷ рассмотрели круглый цилиндрический волновод, частично заполненный диэлектриком. Свойства диэлектрический слой изучались также Франклем⁸⁶, Брэком и Виккером²⁹ и Олинером⁶⁰. Большинство этих ранних проектов вытеснено в настоящее время более эффективными и менее сложными структурами волноводов.

Все конструкции линейных ускорителей уделяют большое внимание отысканию наилучшего типа волновода или наиболее выгодной системы эндовибраторов. Хансен и Рихтмайер⁴⁸ показали, что для случая отдельного эндовибратора с продольным электрическим полем наиболее выгодной геометрической формой явится биконический резонатор с раствором в 9° (рис. 2в), который обладает самым большим шунтовым сопротивлением и создаёт стало быть, при заданной мощности наибольшее продольное поле. С другой стороны, Экли²⁰ теоретически рассчитал форму поверхности эндовибратора, в котором волны высших порядков имеют наименьшую амплитуду и несущественно возмущают движение*). Трудности в изготовлении такого рода оптимальных систем, а также в подборе для них соответствующей связи вынудили, однако, большинство конструкторов воспользоваться эндовибраторами более простой геометрической формы, по преимуществу цилиндрическими эндовибраторами с отверстиями для связи**), показанными на рис. 2а. Мы располагаем значительным теоретическим и экспериментальным материалом об эндовибраторах этого типа. По этому вопросу имеется ряд в значительной мере перекрывающих друг друга независимых исследований разных авторов. Джинстон и др.⁴⁰ и Уолкиншоу⁷¹ определили верхнюю границу энергии, которую может получить релятивистская частица в такой системе; она соответствует случаю, когда на длину волны приходится от трёх до четырёх эндовибраторов. При этом предполагается, во-первых, что частица проходит через середину эндовибратора при максимуме ускоряющего поля, во-вторых, что каждый из эндовибраторов получает одинаковую мощность и, в-третьих, что размеры

*) Основную роль играет волна E_{01} . (Прим. перев.)

**) Такую цепочку связанных между собой эндовибраторов можно рассматривать как цилиндрический волновод, нагруженный дисками с отверстиями на оси.

отверстий связи между эндовибраторами столь малы, что ими можно пренебречь. Эти предположения следует принять в дальнейших оценках величины эффективного шунтового сопротивления. Эффективное шунтовое сопротивление на единицу длины, т. е. квадрат средней разности потенциалов, соответствующий изменению скорости частицы на единицу длины, делённый на затраченную в этом отрезке мощность, составит тогда:

$$3,3 \cdot 10^4 \frac{\left(\frac{\sigma}{\lambda}\right)^{\frac{1}{2}}}{n + 2,62} \left[\frac{\sin \frac{\pi}{n}}{\frac{\pi}{n}} \right]^2 \text{ ом/метр.} \quad (11)$$

где n — число эндовибраторов, приходящееся на длину волны λ , σ — проводимость металла стенок (для меди $\sigma = 5,8 \cdot 10^7$ (ом·метр)⁻¹). При $n = 3,5$ и $\lambda = 0,1$ м и согласно формуле (11), шунтовое сопротивление равно примерно 100 Ом. Это означает, что при самых благоприятных условиях в стометровом ускорителе на ускорение электронов до 100 Мэв необходима мощность в импульсе 1 Мвт, а для ускорения их до 1000 Мэв необходима мощность в импульсе, равная 100 Мвт. Эффективное шунтовое сопротивление, которого можно достичь на практике, всегда меньше оптимального.

Интересно отметить, что если диаметр отверстия связи между эндовибраторами много меньше длины волны, то, как это следует из соотношения (11), эффективное шунтовое сопротивление с укорочением волны возрастает. Для отверстий связи конечных размеров дело обстоит по-иному: шунтовое сопротивление будет наибольшим при некоторой оптимальной длине волны. Расчёт показывает, что при четырёх эндовибраторах на длине волны в вакууме диаметру отверстий связи в 2 см соответствует оптимальная волна в 9 см, а диаметру отверстия в 4 см — оптимальная волна в 17 см.

Превосходное качественное описание характеристик цепочки связанных эндовибраторов дано в статье Слетера⁶⁴. Если рассматривать такую систему как круглый волновод с реактивной нагрузкой в виде дисков с отверстиями по оси, то она ведёт себя подобно полосовому фильтру. Нижняя граница полосы пропускания определяется критической частотой ненагруженного волновода, а верхняя её граница — частотой, при которой соседние эндовибраторы колеблются в противофазе (π -колебание). При частотах, лежащих внутри полосы пропускания, вблизи оси волновода может распространяться в основном бегущая волна, описываемая соотношениями (7). Фазовую скорость этой волны можно регулировать или изменением величины отверстий связи между эндовибраторами или же изменением диаметра волновода. Харак-

терное свойство этой волны состоит в том, что при фазовых скоростях, меньших скорости света, по мере удаления от оси трубы продольная компонента электрического поля возрастает. При фазовой скорости, равной скорости света, продольная компонента поля не зависит от радиуса.

Чу и Хансен³⁰ исследовали приближёнными методами (аналогичные методы были до них развиты ещё Каттлером³⁴) зависимость фазовой и групповой скорости волны и потерь от частоты и параметров волновода для граничного случая частот, близких к критической, т. е. к нижней границе полосы пропускания.

Значительно более точное выражение для фазовой скорости в волноводе с более чем пятью дисками на длину волны в вакууме было получено Уолкиншоу⁷² и экспериментально проверено Маллетом и Лоучем⁵⁶. При этом были учтены компоненты высших порядков, обусловленные тем, что в действительности расстояние между дисками имеет конечную величину.

Слетер⁶⁴ даёт точный анализ частного случая π -колебаний при частоте, соответствующей верхней границе полосы пропускания, и при бесконечно тонких стенках, и распространяет это решение методами теории возмущений на частоты внутри полосы пропускания. Во всех этих случаях были получены численные данные, нужные для постройки волновода с дисками.

В большинстве проектов линейных ускорителей в качестве приемлемого компромисса между простотой изготовления ускорителя и эффективностью его действия был избран волновод с дисками. Получить в таком волноводе ускоряющее поле можно двумя путями: либо замкнуть его конец накоротко (система со стоячей волной), либо замкнуть волновод на сопротивление, равное волновому (система с бегущей волной). Основные факторы, играющие роль в том и в другом случае, вкратце рассмотрены в §§ 3.2 и 3.3; поскольку этих факторов много, то сравнить между собой расчётные характеристики обеих систем затруднительно. Однако в частном случае ускорителя, состоящего из одной секции и питаемого от одного источника, все исследователи считают, что метод бегущей волны может оказаться более эффективным, чем метод стоячей волны.

Как будет показано ниже (§§ 3.2 и 3.3), с ростом энергии частиц, на которую рассчитан ускоритель, для сохранения эффективности его следует разбить на ряд секций (в обоих случаях — как при ускорении бегущей волной, так и при ускорении стоячей волной). При сравнении между собой указанных двух методов ускорения необходимо принять во внимание проблему согласования фазы поля между отдельными секциями. Если секции ускорителя питаются отдельными усилителями мощности, но от

одного задающего генератора, то никаких серьезных затруднений при таком раздельном питании ускорителя не возникает. Если, однако, источниками являются несколько отдельных генераторов с самовозбуждением, например магнетроны, то положение меняется. Дело в том, что различные генераторы, даже если их настроить на одну и ту же частоту, будут непрерывно менять собственную частоту из-за неточности настройки, температурных влияний и других причин; это обстоятельство приведёт, если не принять специальных мер, к нежелательным фазовым сдвигам между секциями. Для преодоления указанной выше трудности был предложен целый ряд методов, но в сравнительной оценке этих методов разные исследователи сильно расходятся между собой.

Некоторые авторы утверждают, что метод стоячей волны имеет по сравнению с методом бегущей волны существенное преимущество, так как в этом случае эндовибраторы могут быть использованы также для стабилизации частоты генераторов. Для того чтобы оценить значение этого обстоятельства, необходимо тщательно рассмотреть физические процессы стабилизации частоты.

Уилшо^{74, 75} и Ньюберри⁵⁷ рассмотрели этот вопрос и показали, что в начале импульса частота определяется не только частотой ненагруженного генератора, но также сопротивлением и длиной линии, связывающей генератор с нагрузкой. В стационарном режиме, когда энергия уже сосредоточена в эндовибраторе, он определяет и частоту генератора. Таким образом обеспечивается высокая стабильность частоты. Время установления для данной системы является функцией разности двух частот: собственной частоты эндовибратора и частоты генератора в начале импульса. Когда обе эти частоты совпадают, время установления — наименьшее. Начальная частота генератора должна лежать для этого внутри полосы пропускания эндовибратора. Соответствующее выражение для времени установления было дано Слетером⁶⁴. На практике степень стабильности частоты системы магнетронов вряд ли может обеспечить минимальное время установления, поэтому оно значительно больше своей минимальной величины. До сих пор ещё не опубликованы оценки времени установления поля в ускорителе со стоячей волной как функции нестабильности частоты генераторов, так что в данный момент вряд ли возможно детальное сравнение с этой точки зрения ускорителя со стоячей волной и ускорителя на бегущей волне.

В ускорителе на бегущей волне фазы поля в отдельных секциях, питаемых от генераторов с самовозбуждением, должны быть согласованы между собой. Для этой цели необходимо обеспечить достаточную связь между отдельными генераторами для синхронизации их по фазе. Удалось добиться⁸¹ фазировки от двух до

четырёх магнетронов, работавших на эквивалентную нагрузку; повидимому, это число можно было бы увеличить. Всё же применение значительного числа генераторов с самовозбуждением, синхронизованных по частоте и по фазе, представляет собой сравнительно сложную задачу и желательно было бы сконструировать более мощные источники питания, число которых, необходимое для ускорителя, было бы невелико.

3.2. Ускоритель на бегущей волне. В ускорителе на бегущей волне (рис. 3) высокочастотная энергия подаётся в один из концов волновода с периодической нагрузкой и по мере распространения волны вдоль волновода постепенно поглощается в стенках; ускоряющее поле убывает при этом экспоненциально. Если отверстия в дисках малы, то из предыдущего отсека*) в последующий перейдёт лишь малая часть мощности и поэтому поглощение значительно. С ростом диаметра отверстий из отсека в отсек передаётся всё большая доля мощности, и полезная длина волновода возрастает. На практике размеры отверстий связи следует выбирать такими, чтобы через них мог свободно проходить электронный пучок. Если диаметр отверстий определён, то длина волновода имеет некоторый верхний предел, выше которого из-за поглощения высокочастотной мощности в стенках эффективность ускорения падает. Показано, что при длине, соответствующей этому пределу, примерно 90% мощности поглощается в стенках волновода, а 10% поступает из волновода в нагрузку. Харви⁴⁷, Джинстон и др.⁴⁰ приводят подробные численные данные, показывающие зависимость эффективного шунтового сопротивления от длины волновода при различных диаметрах отверстий в дисках, причём внешний диаметр волновода был выбран из условия равенства фазовой скорости волны скорости света.

При частоте 3000 Мгц и отверстиях в дисках в 2, 4 и 6 см длины волнопроводов, определённые из условий поглощения высокочастотной мощности, равны были соответственно 3,5; 40 и 130 м, на одну длину волны приходилось 5 эндовибраторов и омические потери в волноводе приняты равными их теоретическому значению. Этим длинам соответствует эффективное шунтовое сопротивление в 180, 1400 и 3000 Мом.

Следует отметить, что хотя по этим данным полное шунтовое сопротивление с увеличением оптимальной длины возрастает, шунтовое сопротивление, рассчитанное на единицу длины, падает. Вместо того чтобы делать ускоритель из одной секции, выгоднее, очевидно, построить длинный ускоритель с целым рядом секций, с наименьшими практически возможными отверстиями и соответствующей им оптимальной длиной секции.

*) В случае ускорителя на бегущей волне мы назовём отсеком область между двумя смежными дисками.

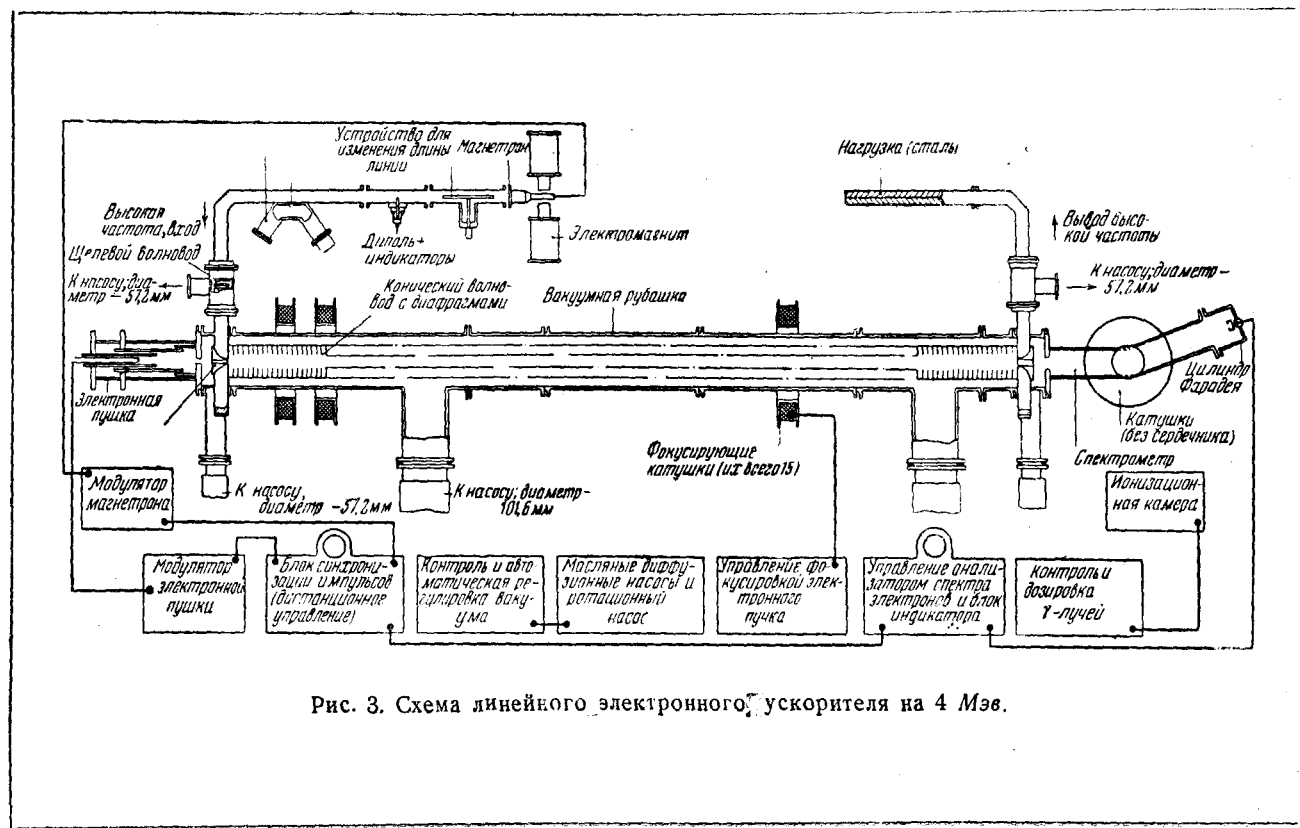


Рис. 3. Схема линейного электронного ускорителя на 4 Мэв.

По целому ряду причин секции волновода часто нельзя сделать столь длинными, как это следовало бы из условий поглощения, без снижения эффективности ускорителя. Эффективность ускорителя снижается потому, что при значительной длине прибора становится невозможным удерживать электроны в ускоряющей фазе, по всей его длине, так как при большой длине секции сдвиг фазы электронов по отношению к волне может произойти даже самом небольшом изменении частоты генератора. Дело в том, что для сильно нагруженного волновода характерна малая групповая скорость (сильная дисперсия), обусловленная значительным временем установления поля в отдельных эндовибраторах. Поэтому малое изменение частоты влечёт за собой значительное изменение длины волны в волноводе, и в результате этого фазовая скорость волны изменяется.

Изменение фазы $d\psi$, связанное с отклонением частоты для частицы с координатой z , движущейся со скоростью c , по Харви⁴⁷, равно

$$d\psi = 2\pi \frac{z}{\lambda} \left[\frac{c}{U} - 1 \right] \frac{df}{f}, \quad (12)$$

где $\frac{df}{f}$ — относительное изменение частоты и $\frac{c}{U}$ — отношение групповой скорости волны к скорости света.

В табл. I приведены расчётные характеристики ускорителей с бегущей волной. Таблица показывает относительное влияние по-

Таблица I

Расчётные характеристики ускорителя с бегущей волной.
Длина волны 10,0 см

Радиус отверстия в диске в относительных единицах $\frac{a}{\lambda}$	0,3	0,2	0,15	0,1	
Характеристики, вычисленные из условий поглощения	Оптимальная длина	63	19	6	1,7
	Шунтовое сопротивление ($Mом/м$)	13	19	23	2,8
Характеристики, вычисленные из условий стабильности частоты *)	Оптимальная длина	12,5	4,4	2,5	0,85
	Шунтовое сопротивление ($Mом/м$)	9,6	15	19	23,5

*) Стабильность частоты — 0,01%

глощения в стенках и нестабильности частоты на длину ускорителя и его эффективное шунтовое сопротивление.

Эти данные получены в предположении, что число дисков, нагружающих волновод, на длину волны равно пяти, а ускоряющее поле имеет амплитудное значение. При этом принято, что поглощение вдвое больше теоретического, а максимально допустимый фазовый угол между электродами и волной равен $2\pi/10$ радиан.

Вычисление эффективного шунтового сопротивления с учётом поглощения в стенках, а также групповой скорости весьма сложно и свести его к простым формулам не удаётся. Сравнительно простой вид имеет соотношение между продольным ускоряющим полем E_0 и потоком энергии вдоль волновода при фазовой скорости, равной скорости света. В системе MKS μ

$$E_0 = (480 W)^{1/4} \left(\frac{\lambda}{\pi a^2} \right), \quad (13)$$

где a — радиус отверстия в диске и λ — длина электромагнитной волны.

3.3. Ускоритель на стоячей волне. Если конец волновода, нагруженного дисками, замкнуть накоротко, то волновод превращается в эндовибратор. Пренебрегая мощностью, сообщённой электронному пучку, можно сказать, что вся мощность, подводимая в секцию ускорителя на стоячей волне, поглощается его стенками и из волновода в эквивалентную нагрузку мощность не поступает. Следует рассмотреть свойства такой секции при установлении колебаний в стационарном режиме. Время установления стационарного режима в резонансной системе, т. е. время, в течение которого амплитуда колебаний достигает величины, равной

$$\frac{e-1}{e} \cdot A_0 (A_0 \text{ — амплитуда установившихся колебаний}), \text{ равно } \frac{Q}{2\pi}$$

периодов высокой частоты. Во всякой системе, применяемой на практике, длительность импульса должна быть достаточно велика, так как за это время амплитуда колебаний должна достичь 90% своего стационарного значения⁷⁵. Слетер⁶⁴ показал, что это время сравнимо со временем установления колебаний для ускорителя с бегущей волной, длина которого равна длине загужания.

В ускорителе со стоячей волной собственным колебаниям (стоячим волнам) будут соответствовать лишь те частоты из полосы пропускания, при которых на длине волновода укладывается целое число полуволи. Оптимальную длину отдельной секции ускорителя определяют уже не поглощение в стенках и не стабильность частоты источника питания, как это имело место в ускорителе с бегущей волной, а спектр собственных частот данной секции. Уилшо⁷³ дал полезный метод вычисления спектра частот для секции ускорителя на стоячей волне. Его метод

основан на аналогии цепочки эндовибраторов с цепочкой эквивалентных реактивных сопротивлений.

С увеличением длины секции ускорителя на стоячей волне ширина её полосы пропускания не изменяется, однако число резонансных максимумов в этой полосе растёт пропорционально числу полуволн, укладываемых по длине секции. Когда такая секция питается от генератора с самовозбуждением, необходимость разделения соседних резонансных частот (соседних собственных колебаний) налагает жёсткие ограничения на её максимальную длину. Расстояние между соседними резонансными частотами неодинаково, в середине полосы пропускания оно больше, а на её краях меньше. Поэтому Лоутон и Хан⁵³ выбрали рабочую точку ускорителя не на верхней границе полосы пропускания (колебание типа π), а в её середине. Такой выбор частоты преследовал цель использовать значительное расстояние между резонансными частотами в середине полосы пропускания. В их ускорителе на одну длину волны приходится четыре эндовибратора и сдвиг фаз между соседними эндовибраторами составляет примерно $\frac{\pi}{2}$ (при колебаниях типа π на одну длину волны приходилось бы не четыре, а две резонансных полости).

Такая конструкция ускорителя помимо большего разделения соседних резонансных частот уменьшает влияние конечного времени пробега электронов в эндовибраторе, поэтому полное ускорение в каждом эндовибраторе при данной амплитуде поля в этом случае больше, чем при колебаниях типа π .

С аналогичным результатом мы уже встречались (см. § 31) в случае прямолинейной цепочки эндовибраторов. Наибольшее эффективное шунтовое сопротивление получалось там тоже при трёх-четырёх эндовибраторах на длину волны. Эффективность ускорителя с бегущей волной, длина которого равна длине затухания, и с питанием на одном из концов волновода составляет 80% эффективности ускорителя с равномерным распределением мощности по его длине. (При этом мы пренебрегаем дополнительным снижением эффективности за счёт конечной величины отверстий связи.) В ускорителе на стоячей волне средняя мощность распределена по длине трубы по синусоидальному закону и эффективность его вдвое меньше эффективности ускорителя с равномерным распределением мощности. Это объясняется присутствием отражённой волны, которая не увеличивает средней энергии частиц, но в то же время поглощает 50% мощности, введённой в ускоритель.

Хотя максимальная эффективность достигается как в ускорителе на бегущей волне, так и в ускорителе на стоячей волне при трёх-четырёх эндовибраторах (в случае бегущей волны—отсеках) на длину волны, следует отметить существенное обстоятельство,

касающиеся π -колебаний. Поле в ускорителе на бегущей волне может быть, как это указано в § 3.1, разложено на компоненты—основную волну и её высшие гармоники с меньшей амплитудой (рис. 4, *a*).

В ускорителе на стоячей волне число гармоник удваивается за счёт отражённых волн (эти волны показаны на рис. 4, *a* пунктиром). С приближением к π -колебаниям пространственные гармоники сближаются (рис. 4, *b*) и в ускорителе распространяются

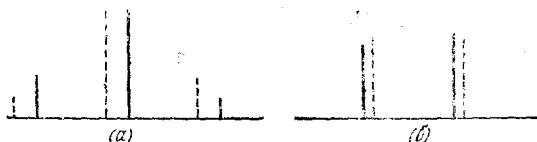


Рис. 4, *a* — амплитуды гармоник для случая частоты генератора, лежащей в середине полосы пропускания; *b* — амплитуды гармоник. Частота генератора близка к верхней границе полосы пропускания (колебание типа π).

четыре волны с почти равными амплитудами и фазовыми скоростями, но только одна из них распространяется в том же направлении и с той же скоростью, что и сама частица. Наконец, при π -колебаниях обе пары компонент сливаются, и поэтому эффективность быстро возрастает до 70 % оптимальной величины,

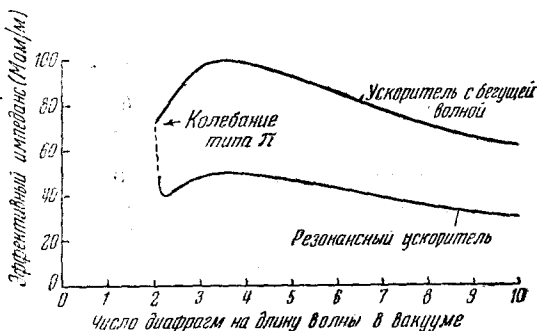


Рис. 5.

соответствующей трём-четырёх отсекам на длину волны. На рис. 5 изображена зависимость шунтового сопротивления от числа эндовибраторов (отсеков) на длину волны для обоих типов ускорителей—с бегущей и со стоячей волной.

Верхняя кривая вычислена по уравнению (11) для воды в 10 см, нижняя кривая получается из верхней уменьшением вдвое её ординат (из-за отражённой волны). π -колебания дают

большее шунтовое сопротивление, поэтому Слетер⁶⁴ и многие другие авторы предпочли воспользоваться именно π -колебаниями. Однако максимальная длина каждой из секций ускорителя (при заданном расстоянии между соседними резонансными частотами) при этом короче, чем в случае $\frac{\pi}{2}$ -колебаний. Согласно Слетеру и др.^{65, 52, 59}, при разделении резонансных частот на величину порядка 0,1% перехода с одной частоты на соседнюю не происходит.

Для сравнения ускорителя на бегущей волне и ускорителя со стоячей волной ниже приводятся теоретически рассчитанные характеристики ускорителей на стоячей волне. Соответствующие характеристики ускорителя на бегущей волне приведены в табл. II.

Таблица II
Расчётные характеристики ускорителей на стоячей волне

Радиус отверстия в эндодвигателе в относительных единицах $\frac{a}{\lambda}$		0,4	0,3	0,2	0,1
Расстояние между резонансными частотами 0,5%	Оптимальная длина (м)	0,35	0,7	0,45	0,2
	Шунтовое сопротивление (Мом/м)	4,0	5,0	8,0	11,5
Расстояние между резонансными частотами 0,1%	Оптимальная длина (м)	2,1	1,6	1,0	0,45
	Шунтовое сопротивление (Мом/м)	4,0	6,0	9,0	13,0

О линейных ускорителях со стоячей волной опубликовано меньше данных, чем об ускорителях с бегущей волной. Поэтому данные, приведённые в табл. II, возможно, менее надёжны. Данные табл. II получены при следующих предположениях: а) омические потери считались, как это часто делают на практике, вдвое большими их теоретической величины, б) 25% своей мощности магнетрон теряет в активной стабилизирующей нагрузке, в) в теоретических расчётах предполагалось, что распределение электрического поля на расстоянии от оси, равном радиусу отверстия (т. е. при $r = a$), может быть получена из квазистатического рассмотрения соответствующей задачи. Такое предположение может повлечь за собой ошибку в определении эффективного шунтового сопротивления от 10 до 20 %.

Для более детального сравнения коротких секций ускорителей на стоячей и бегущей волне следует обратиться к работе Нью-бери⁵⁷.

§ 4. Ускорение в нерелятивистской области

Если не считать первых нескольких метров, электроны движутся в ускорителе со скоростями, близкими к скорости света, и многое из сказанного выше относилось именно к этой ступени ускорителя. В § 2.1 нашего обзора мы рассмотрели движение частицы в волне с непрерывно возрастающей фазовой скоростью. При этом частицы группируются вокруг синхронной (устойчивой) фазы. Такой метод получения частиц с релятивистскими скоростями был применён сначала Фраем³⁷ и несколько позже — Джинстоном⁴⁰. В ускорителе Фрая меняются как отверстия дисков, так и диаметр волновода, так что ускоряющее поле остаётся постоянным по всей длине волновода, а положение устойчивой фазы изменяется. Детальный расчёт ускорителя выполнен Уолкиншоу⁷¹. В его работе приведены также таблицы параметров волноводов. Теоретически, руководствуясь этим методом, можно построить ускоритель на стоячей волне, но на практике это весьма сложно и осуществимо только в том случае, когда эндовибраторы имеют раздельное питание и электрически не связаны между собой. В противном случае изменение геометрических размеров в какой-либо одной секции ускорителя приведёт к изменению величины поля во всех остальных его секциях.

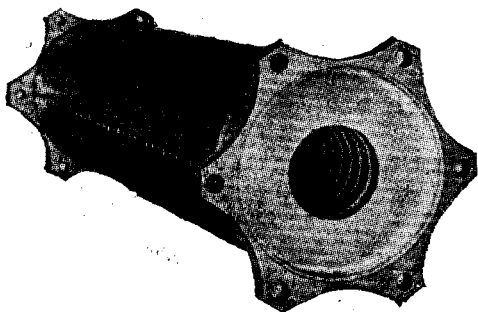
Лоутон и Хан⁵³ попытались преодолеть это затруднение следующим путём. Они разделили входную часть ускорителя, где скорость электронов меньше скорости света, на более короткие секции. В пределах каждой такой секции фазовая скорость постоянна, от секции к секции она меняется скачкообразно и, таким образом, приближается к скорости света небольшими ступенями. Такое устройство, однако, сложно, и кроме того от него в этом случае вряд ли может быть получен узкий энергетический спектр.

Уилшоу⁷⁵ предложил осуществить начальное ускорение с помощью одного или двух эндовибраторов с сильными электрическими полями, достаточными для достижения релятивистских скоростей.

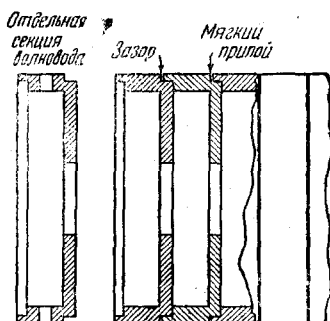
§ 5. Конструкция ускорителей

В § 3 (рис. 2 (а) — (д)) были описаны эндовибраторы различной геометрической формы. Только один из них, изображённый на рис. 2 (в) сообщает частице максимальное ускорение; остальные эндовибраторы, изображённые на рис. 2, этим свойством не обладают. Однако разница в ускорении по сравнению с максимальным для них невелика, в то же время эти «не оптимальные» типы эндовибраторов при значительной длине ускорителя обладают важным преимуществом простого изготовления.

При постройке волноводов для ускорителей весьма важную роль играют методы изготовления, ставящие своей целью приблизить электрические характеристики волновода к их оптимальным



Круглый волновод с диафрагмами длиной 40 ст.



Отрезок волновода, собранный из нескольких секций.

Рис. 6а. Изготовление волновода по методу Фрая и др.³⁷.

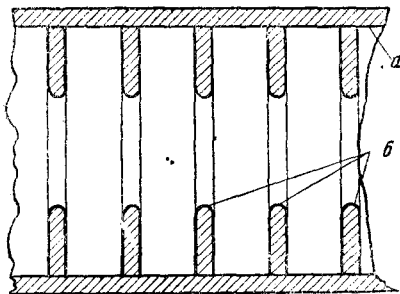
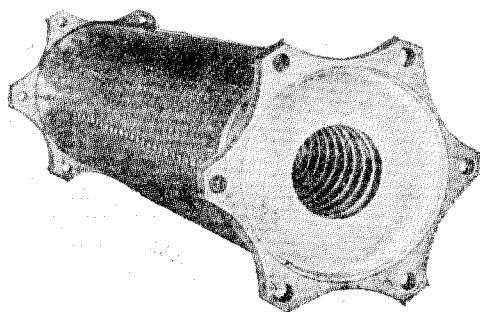
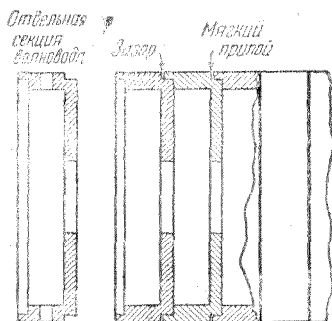


Рис. 6б. Изготовление волновода по методу Джинстона и др.⁴⁰: а—цельнотянутая труба, б — диски, вырезанные из цельного листа, с просверленным в них отверстием.



Круглый волновод с диафрагмами длиной
40 см.



Отрезок волновода, собранный из нескольких секций.

Рис. 6а. Изготовление волновода по методу Фрая и др. 37.

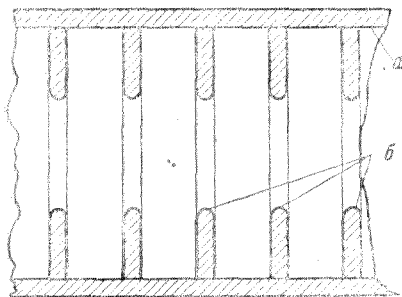


Рис. 6б. Изготовление волновода по методу Джинстона и др. 40: а—цельнотянутая труба, б — диски, вырезанные из цельного листа, с просверленным в них отверстием.

тем обстоятельством, что волна должна оставаться в фазе с электронами на всём их пути, и эта фазировка должна быть весьма точной. Если ускоритель состоит из нескольких секций, то существенно так отрегулировать фазу волны в каждой из них, чтобы разности фаз не давали, складываясь от секции к секции, нарастающего расхождения по фазе между электронами и волной. Отдельные секции волновода, как рассчитанные на ускорение бегущей волной, так и предназначенные для ускорения стоячей волной, весьма чувствительны ко всякого рода изменениям режима их работы. Поэтому фазовая скорость волны меняется уже при самых незначительных отклонениях в размерах волновода, в частоте генератора и в температуре. В ускорителе с бегущей волной расхождения по фазе в каждой секции могут быть исправлены с помощью укороченных секций с несколько иной фазовой скоростью волны, помещаемых между основными секциями для корректировки фазы (Харви⁴⁷). В ускорителе со стоячей волной можно осуществить любую корректировку фазы, придав каждой секции специальное устройство для точной настройки. Применять, однако, большое число настраиваемых секций — сложно. Чтобы избежать этого усложнения, волноводу приходится изготавливать с малыми допусками — порядка 0,015 мм.

§ 6. Питание ускорителей

Прирост энергии частиц в ускорителе V пропорционален $(PL)^{1/2}$, где P — мощность, вводимая в ускоритель, а L — его полная длина. Следовательно, V можно увеличить двумя путями, повышая P , или увеличивая L . Трудно найти рациональный способ, которым можно было бы выбрать правильное соотношение между P и L , хотя Слетер⁶⁴ выдвигает на первый план соображения экономического характера — равную стоимость высокочастотных источников мощности и ускоряющей системы. Как показывает практика, при обычных значениях длины ускорителя L необходимая мощность P начинает вскоре превышать максимальную мощность в импульсе как современных генераторов с самовозбуждением, так и усилительных ламп. Проблема питания ускорителя сводится, таким образом, к двум задачам: получению при заданной частоте и фазе необходимой мощности и равномерному её распределению по всей длине волновода.

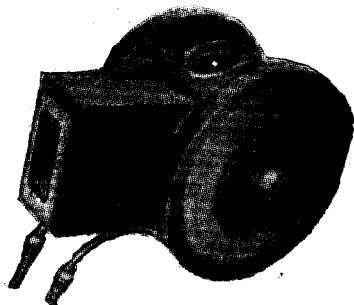
В § 3 было показано, что в длинном ускорителе полное шунтовое сопротивление получается большим, если этот ускоритель подразделить на отдельные секции и в каждой секции выбрать оптимальную для неё величину отверстий связи. Вопросы питания ускорителей можно поэтому разбить на две группы: связанные с питанием отдельной секции ускорителя и связанные

теоретическим значениям. Три таких метода показаны на рис. 6а, 6б и 6в. На рис. 6а изображён волновод для ускорителя с бегущей волной, составленный из отдельных секций, пригнанных друг к другу и спаянных снаружи мягким припоем (Маллет и Лоуч⁵⁶).

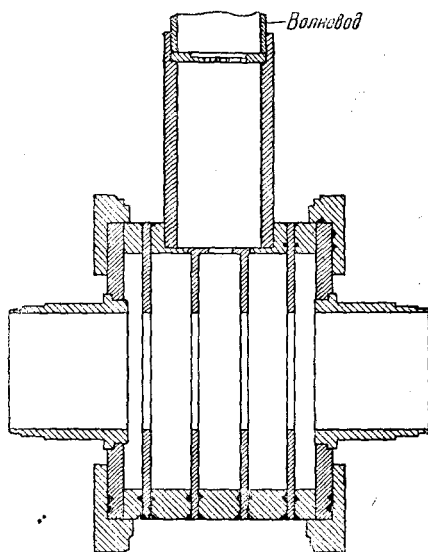
На рис. 6в показан волновод подобного же типа, но с дисками, изготовленными иным путём. Они сделаны из предварительно выточенных на станке дисков, посаженных в точно определённые участки трубы — хонингованного цилиндра (Джинстон и др.⁴⁰). На рис. 6в показана конструкция ускорителя со стоячей волной Лоутона⁵¹.

В первом и третьем из описанных методов измеренные потери мощности в стенках ускорителя (приводящие к затуханию) оказались примерно вдвое больше их теоретической величины. Можно ожидать, что при втором методе изготовления действительные потери на затухание весьма близки к теоретическим.

Необходимо также рассмотреть вопрос о допусках в изготовлении волноводов. Отметим прежде всего, что допуски представляют собой серьёзную проблему только для длинных ускорителей. Поэтому для большинства описанных до сих пор в литературе ускорителей вопрос о допусках не представляет собой серьёзной проблемы. В длинных ускорителях допуски в размерах определяются



Ускоритель из двух резонаторов, работающий на колебаниях типа $\frac{\pi}{2}$, $\beta = 0,75$, $K = 17,75\%$, $\lambda_0 = 10,701$ см.



Ускоритель, составленный из двух резонаторов, $\beta = 0,75$, $K = 17,75\%$, $\lambda_0 = 10,705$ см.

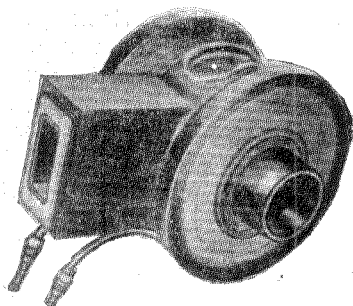
Рис. 6в. Изготовление волновода по методу Лоутона⁵¹.

теоретическим значениям. Три таких метода показаны на рис. 6а, 6б и 6в. На рис. 6а изображён волновод для ускорителя с бегущей волной, составленный из отдельных секций, пригнанных друг к другу и спаянных снаружи мягким припоем (Маллет и Лоуч⁵⁶).

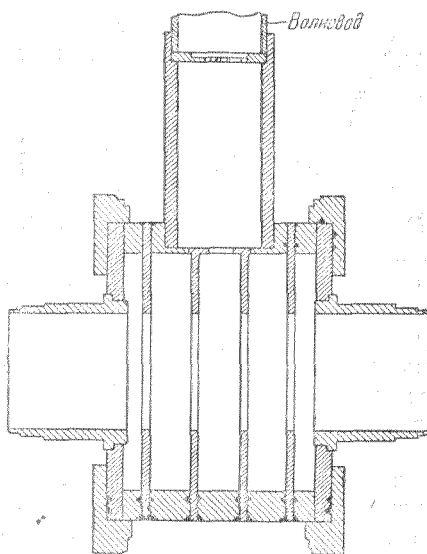
На рис. 6в показан волновод подобного же типа, но с дисками, изготовленными иным путём. Они сделаны из предварительно выточенных на станке дисков, посаженных в точно определённые участки трубы — хонингованного цилиндра (Джинстон и др.⁴⁰). На рис. 6в показана конструкция ускорителя со стоячей волной Лоутона⁵¹.

В первом и третьем из описанных методов измеренные потери мощности в стенках ускорителя (приводящие к затуханию) оказались примерно вдвое больше их теоретической величины. Можно ожидать, что при втором методе изготовления действительные потери на затухание весьма близки к теоретическим.

Необходимо также рассмотреть вопрос о допусках в изготовлении волноводов. Отметим прежде всего, что допуски представляют собой серьёзную проблему только для длинных ускорителей. Поэтому для большинства описанных до сих пор в литературе ускорителей вопрос о допусках не представляет собой серьёзной проблемы. В длинных ускорителях допуски в размерах определяются



Ускоритель из двух резонаторов, работающий на колебаниях типа $\frac{\pi}{2}$, $\beta = 0,75$, $K = 17,75\%$, $\lambda_0 = 10,701$ см.



Ускоритель, составленный из двух резонаторов, $\beta = 0,75$, $K = 17,75\%$, $\lambda_0 = 10,705$ см.

Рис. 6в. Изготовление волновода по методу Лоутона⁵¹.

с питанием ускорителя, составленного из ряда последовательных секций.

На рис. 7 показан способ ввода мощности от одного источника в отдельную секцию ускорителя с бегущей волной. Волновод ускорителя заканчивается надлежаще подобранным эквивалентным сопротивлением, которое позволяет устранить отражённые волны, переносящие неиспользованную мощность обратно в магнетрон. Входное сопротивление волновода будет чисто активным.

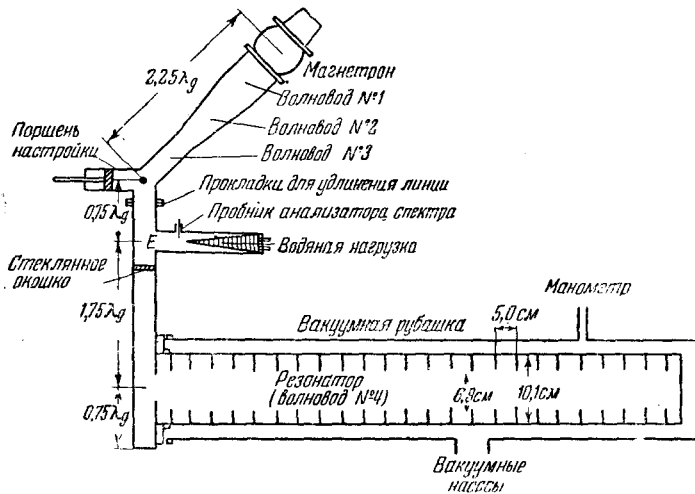


Рис. 7. Одна из схем питания отдельной резонансной секции ускорителя со стоячей волной (Ньюбери и Уилшо)⁵⁹.

Данные волноводов

- | | | |
|-----|----------------------------|-----------------------------|
| № 1 | Внутренний диаметр 0,95 см | H_{11} |
| № 2 | Конический | $H_{11} \rightarrow H_{01}$ |
| № 3 | 0,75 × 0,25 | H_{01} |
| № 4 | Внутренний диаметр 10,1 см | $E_{0, 1, 24}$ |

Нагружен ирисовыми диафрагмами.

для рабочей частоты системы, не будет резко изменяться для близких к ней частот.

Маллет и Лоуч⁵⁶ и Джинстон и др.⁴⁰ разработали эффективные методы ввода высокочастотной мощности в обычный прямоугольный волновод. При работе на оптимальной длине, соответствующей данному размеру отверстий в дисках, для регулирования частоты необходимы частотный дискриминатор и сервомеханизмы, поскольку стабильность частоты требуется от 0,01% и выше.

Длина построенных до сего времени ускорителей была меньше оптимальной, поэтому неустойчивость частоты не являлась

лимитирующим фактором и приспособления для точной настройки не требовались. Однако в связи с постройкой линейных ускорителей, в которых лимитирующим фактором явится именно неустойчивость частоты, возникнет необходимость в исследованиях и по этому вопросу.

В дальнейшем потребуется подавать в каждую секцию столь большую мощность, что её не смогут дать даже наиболее мощные современные генераторы. Эту трудность можно преодолеть двумя путями: соединяя параллельно существующие лампы, или разрабатывая новые, более мощные; в обоих направлениях начаты исследования. Наиболее мощным из генераторов, применявшихся до сих пор в линейных ускорителях, является магнетрон с мощностью в импульсе 2 Мвт на волне 10 см при продолжительности импульса 2 мксек и с частотой посылок до 500 в секунду. Магнетроны включались попарно, причём в каждой паре было достигнуто согласование как по частоте, так и по фазе³³. Свою суммарную мощность такая пара магнетронов отдавала в эквивалентную нагрузку; и не видно никаких причин, чтобы нельзя было включить параллельно не два, а большее число магнетронов. Однако установить и отрегулировать такую систему магнетронов сложно. Более целесообразным способом получения значительных импульсных мощностей явилась бы разработка новых сверхмощных генераторных ламп, и в этой области ведутся интенсивные исследования. Дэвон³⁵ разрабатывает магнетрон на волне 25 см , который должен давать импульсы продолжительностью в 30 мксек при мощности в импульсе 100 Мвт . Хансен⁴³ решает проблему иным путём: он разрабатывает усилительный клистрон на волне 10 см , который должен давать импульсы продолжительностью в 2 мксек с мощностью в импульсе 100 Мвт . Более скромные разработки в области магнетронной техники ставят своей задачей получить с одного магнетрона на волне 10 см мощность в $10\text{--}20 \text{ Мвт}$. Даже и такие магнетроны оказали бы существенную помощь в развитии линейных электронных ускорителей.

Для питания секции ускорителя со стоячей волной следует воспользоваться иным методом. Для того чтобы амплитуда колебаний в эндовибраторе достигла величины $\frac{e-1}{e} A_0$, где A_0 — амплитуда установившихся колебаний, требуется время, которое в $\frac{Q}{2\pi}$ раз больше периода высокой частоты. В течение этого времени импеданс эндовибратора меняется в очень широких пределах, начиная с весьма малых значений. Если лампа работает в качестве генератора с самовозбуждением, то для установления в ней заданной частоты секцию ускорителя на стоячей волне необходимо питать через последовательно включённое

активное сопротивление. Когда секция ускорителя питается через настроенную линию, то в стационарном режиме она ведёт себя по отношению к лампе подобно параллельному резонансному контуру и стабилизирует частоту. Эндовибратор сам определяет частоту, и в противоположность ускорителям с бегущей волной отдельной настройки не требуется.

Проблемы питания ускорителя на стоячей волне разрабатывались многими исследователями как теоретически, так и экспериментально. На рис. 7 изображена предназначенная для этой цели установка Ньюберри и Уилшоу⁵⁹. Они показали, что в ускорителе на стоячей волне, состоящем из 24 эндовибраторов

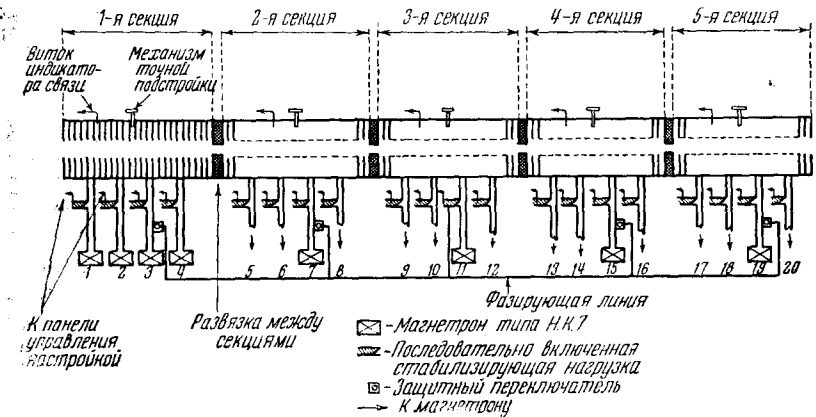


Рис. 8. Схема ускорителя со стоячей волной на 28 Мев. Для синхронизации магнетрон № 11 даёт импульс на 0,2 м/сек раньше, чем остальные, за ним следуют магнетроны 3, 7, 15 и 19 (опережение уже не 0,2 мсек, а 0,1 мсек).

с добротностью $Q = 9000$ и с расстоянием между рабочим π -колебанием и соседней гармоникой в 0,2%, можно без особых трудностей передать 65% мощности магнетрона. Остальные 35% рассеивались на последовательно включённой стабилизирующей нагрузке. Как сообщают другие авторы^{23, 41, 64, 51}, им также удалось с помощью аналогичной установки передать в эндовибраторы 50 — 60% мощности магнетрона.

Слетер⁶³ показал, что у отдельную секцию ускорителя на стоячей волне можно ввести и большие мощности, если питать её не от одной, а от нескольких ламп. Выбор места ввода высокочастотной мощности в рассматриваемом им случае эндовибраторов с колебаниями типа E_{010} несуществен. На рис. 8 показаны пять таких секций. Каждая из них имеет четыре магнетрона НК 7, работающих на волне 10,0 см (длина волны в вакууме) с мощностью в импульсе 1 Мвт при продолжительности импульса

3,4 мксек. Каждая из таких резонансных секций имеет длину 122 см и состоит из 24 эндовибраторов, в ней имеется один плунжер точной настройки и виток связи индикатора. Для согласования фаз магнетронов один из них включается на 0,1 мксек прежде остальных и подаёт в эндовибратор управляющий импульс. Частоты колебаний в секциях контролируются по огибающей проделектированных сигналов, подводимых от витка связи к осциллятору.

Если хотя бы один из четырёх магнетронов работает на частоте, отличной от собственной частоты эндовибратора (отдельной секции ускорителя), то огибающая на экране осциллографа получается размытой. Тогда этот магнетрон немного подстраивают — до тех пор, пока огибающая сигнала на осциллографе не примет вида толкой линии. После этого органы настройки всех четырёх магнетронов сопрягаются, и все магнетроны вместе настраиваются на частоту требуемого собственного колебания, так чтобы мощность, вводимая в эндовибратор, была бы максимальной. Магнетроны работали нормально и устойчиво уже при расстоянии между рабочим π -колебанием и ближайшим к нему колебанием в 0,1% (но не 0,05%). Если магнетроны однажды согласовать по частоте и по фазе, то они будут работать с одинаковой частотой и фазой весьма долго. Ускоритель, составленный из ряда секций оптимальной длины, нужно питать во всех его секциях с одинаковой частотой и фазой. При мощностях, потребляемых в ускорителях, для их питания необходимо применять не одну, а несколько ламп и даже в том случае, если бы удалось применить разрабатываемые сейчас новые сверхмощные источники сантиметровых волн. Задача состоит, стало быть, в том, чтобы питать от отдельных источников секции ускорителя, электрически не связанные друг с другом. Способ решения этой задачи зависит от того, являются ли источниками высокочастотной мощности генераторы с самовозбуждением или усилители мощности.

Слетер⁶⁵ решил эту задачу для случая генераторов с самовозбуждением. Полная схема его установки показана на рис. 8. Ускоритель состоит из пяти секций, каждая из них питается четырьмя магнетронами способом, указанным выше. Согласование по частоте и фазе достигается следующим путём. Один из магнетронов включается на 0,2 мксек прежде остальных. Небольшая часть мощности, отдаваемой этим магнетроном во включённую последовательно с ним стабилизирующую нагрузку, поступает через защитные переключатели в определённые магнетроны остальных четырёх секций [магнетроны 3, 7, 15 и 19 на рис. 8 (Прим. перев.)], которые дают импульс с опережением в 0,1 мксек. Этот сигнал обеспечивает надлежащую фазировку магнетронов в начале импульса. Когда колебания в магнетронах 3, 7, 15 и 19 уже установились, защитные переключатели срабатывают; таким путём устраняются излишние потери мощности в фазирую-

щей линии. Следовательно, каждая секция может быть настроена отдельно описанным выше способом, и колебания во всех секциях начинаются в одной фазе. Сигналы от различных секций подаются на кристаллический детектор и огибающую рассматривают на экране осциллографа. Разница между частотами колебаний различных секций может быть устранена с помощью имеющихся в каждой секции плунжеров точной настройки.

Другой метод питания не связанных между собой секций — с помощью усилителей мощности — описан Шульцем и др.⁶². Работа велась на частоте 587 *Мгц*, поскольку на этой частоте от усилителей мощности на триодах удавалось получить до 600 киловатт в импульсе. Ускоряющая секция состояла из двух не связанных между собой эндовибраторов с колебаниями типа E_{010} ; каждый из них получал мощность от отдельного усилителя с коэффициентом усиления по мощности около 6—7, оба усилителя работали от общего задающего генератора.

Мощные усилители обладают тем преимуществом, что при их использовании стабилизация частоты перестаёт быть серьёзной проблемой: все усилители можно питать от одного источника, маломощного, но весьма устойчивого. С этой точки зрения для длинных ускорителей большой интерес представляет усилитель на 100 *Мвт*, разработанный Хансеном⁴³. Был предложен также ряд других методов использования в ускорителях разрабатываемых в настоящее время сверхмощных высокочастотных источников.

§ 7. Инжекция (впуск) частиц в волновод

Определяющими характеристиками системы инжекции (впуска) электронов являются: а) напряжение инжекции, б) интенсивность электронного пучка, в) угол расходимости пучка.

В ранних работах обычно не интересовались интенсивностью пучка. Интенсивность считалась вполне достаточной, если удавалось обнаружить пучок и произвести соответствующие измерения. Однако для практических целей существенно знать также максимальный ток, который может быть получен в ускорителе. Этой предельной силе тока соответствует столь значительное уменьшение напряжённости продольного поля, связанное с нагрузкой ускорителя электронным пучком, что оно уменьшает максимальную энергию электронов ниже заданного предела. Фрай и др.³⁸ показали, что в коротком ускорителе, где почти по всей длине действуют значительные силы, группирующие электроны, электронному пучку можно передать 30% мощности генератора. В длинном ускорителе, рассчитанном без учёта мощности, потребляемой пучком, удаётся передать пучку значительно меньшую долю мощности, так как увеличение мощности, потребляемой пучком, привело бы к понижению максимальной энергии частиц.

Нам представляется, что в рассматриваемом случае мощность, поглощаемая пучком, может достигнуть 15%. Если при расчёте ускорителя нагрузка волновода электронным пучком учтена, то, надо полагать, электронному пучку удастся передать значительно большую часть входной мощности.

Вопросы выбора напряжения инжекции и угла расходимости пучка до некоторой степени взаимно связаны. Хирфорд⁴⁵, Бауэн и др.²⁶ показали, что в ускоритель на стоячей волне, состоящий из одного эндовибратора, можно инжектировать неколлимированный пучок электронов с нулевой начальной скоростью. Они не подсчитали, однако, какая именно доля электронов, покидающих катод, будет ускорена. С другой стороны, Слетер предполагает инжектировать в ускоритель со стоячей волной электроны с энергией в 2 Мэв от генератора Ван де Граафа. Источник электронов электростатического генератора Ван де Граафа даёт ток импульсами (импульсная модуляция осуществляется с помощью фотоэлемента, управляемого через небольшое окошко). Угол расходимости пучка порядка 10^{-3} радиан. В § 2.2 было показано, что даже для ускорителей на 1000 Мэв последующая дефокусировка пучка в ускорителе существенного значения не имеет. При выборе напряжения инжекции необходимо всегда учитывать, насколько сложен по своему устройству и надёжен в работе импульсный источник постоянного тока, инжектирующий электроны, и сравнивать оба эти фактора с аналогичными характеристиками первой секции в ускорителе, куда электроны инжектируются при низком напряжении. Ряд авторов считает целесообразным инжектировать электроны с энергией около 50—75 киловольт. В качестве источника электронов Фрай и др.³⁷ воспользовались электронной пушкой с вольфрамовым катодом, Лоутон и др.⁵³, Джинстон и др.⁴⁰ — источниками электронов, применяемыми в рентгеновской технике. Указанный интервал напряжений инжекции является целесообразным и для ускорителей с бегущей волной, поскольку трудности в изготовлении волноводов с дисками резко возрастают с уменьшением фазовой скорости ниже 0,4 с.

§ 8. Рабочие характеристики ускорителей

В предыдущих разделах нашего обзора было показано, что для практической реализации возможных преимуществ линейных ускорителей по сравнению с циклическими необходимо решить целый ряд довольно трудных технических проблем. Поэтому неудивительно, что большинство из сделанных до сих пор экспериментальных работ было направлено не на получение частиц сверхвысоких энергий, а на решение некоторых из упомянутых технических проблем на ускорителях со сравнительно неболь-

щими энергиями частиц. Рассмотрим основные физические характеристики построенных к настоящему времени установок. Особое внимание обратим на следующие характеристики: а) максимальную энергию электронов в пучке наибольшей интенсивности, б) энергетический спектр частиц, в) предельное значение тока в электронном пучке и скважность при импульсной работе,

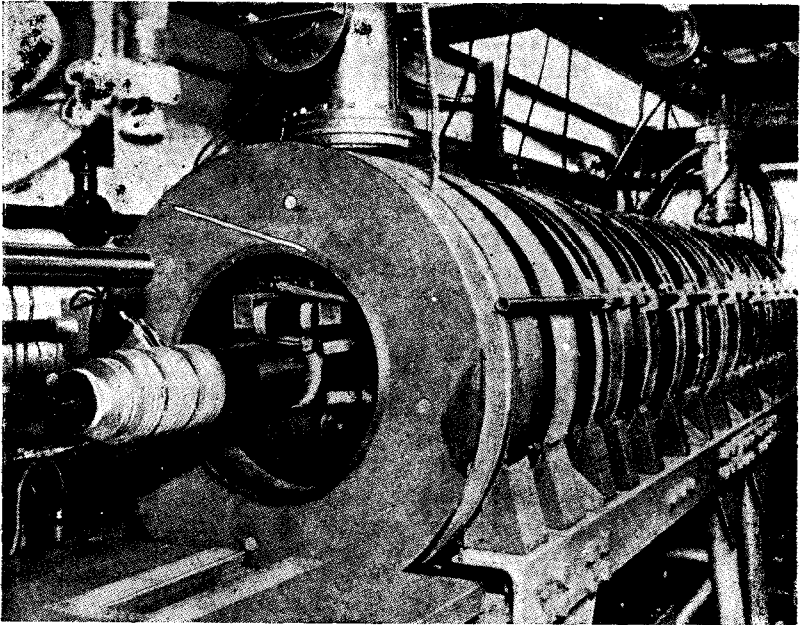


Рис. 9. Линейный электронный ускоритель на 4 Mev ; на переднем плане — электронная пушка.

г) угол расходимости пучка. Существенна также эффективность ускорителя, которая определяется отношением

$$\frac{(\text{максимальная энергия частиц})^2}{(\text{полная мощность} \times \text{общая длина ускорителя})},$$

выраженным в мегамх/метр. Размерность этого параметра такая же, как и для эффективного шунтового сопротивления волновода на единицу длины (см. § 3.1), но он характеризует теперь эффективность не только волновода, как в § 3.1, а всего ускорителя в целом.

Данные о построенных ускорителях сведены в табл. III. На рис. 9 приведена фотография ускорителя на бегущей волне на

Авторы	Тип ускорителя	Энергия частиц при пучке наибольшей интенсивности в Мэв
1	2	3
Бауэн и др. ²⁶	Стоячая π -волна. Один эндовибратор с трубками дрейфа	0,6
Аллен и Саймондс ²⁸	Стоячая π -волна. Одна секция, составленная из трёх эндовибраторов с трубками дрейфа	0,85
Хирфорд ⁴⁵	Стоячая π -волна. Одна секция, которая состоит из одного эндовибратора с трубкой дрейфа. Однократное ускорение Двукратное ускорение*)	0,65±10% 1,0 (?)
Фрай и др. ³⁷	Бегущая волна. Одна секция . . .	0,53
Каллен и Грейг ³⁹	Стоячая π -волна. Одна секция, составленная из трёх эндовибраторов .	0,3
Джинстон и др. ⁴⁰	Бегущая волна. Одна секция . . .	1,7 4,5 6-6,5(2)

*) Идея двукратного ускорения состоит в следующем: повыращивают магнитным полем на 180° и снова впускают в ускоритель: (в обратном направлении), фраза электрического

шими энергиями частиц. Рассмотрим основные физические характеристики построенных к настоящему времени установок. Особое внимание обратим на следующие характеристики: а) максимальную энергию электронов в пучке наибольшей интенсивности, б) энергетический спектр частиц, в) предельное значение тока в электронном пучке и скважность при импульсной работе,

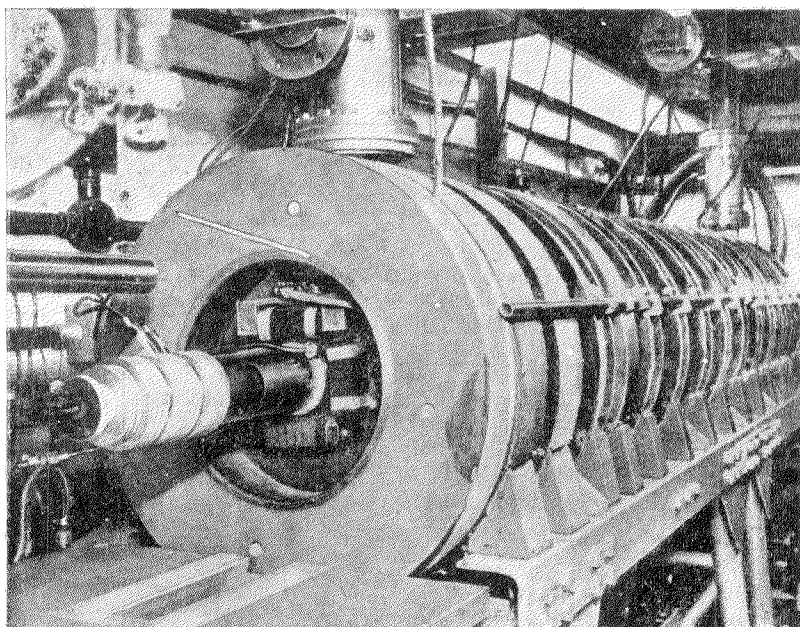


Рис. 9. Линейный электронный ускоритель на 4 Mev ; на переднем плане — электронная пушка.

г) угол расходимости пучка. Существенна также эффективность ускорителя, которая определяется отношением

$$\frac{(\text{максимальная энергия частиц})^2}{(\text{полная мощность} \times \text{общая длина ускорителя})}$$

выраженным в мегомах/метр. Размерность этого параметра такая же, как и для эффективного шунтового сопротивления волновода на единицу длины (см. § 3.1), но он характеризует теперь эффективность не только волновода, как в § 3.1, а всего ускорителя в целом.

Данные о построенных ускорителях сведены в табл. III. На рис. 9 приведена фотография ускорителя на бегущей волне на

Таблица III

Ширина энергетического спектра электронов в киловольтах	Ток в импульсе в <i>мкА</i>	Скважность	Частота в <i>МГц</i>	Напряжение инжекции в <i>кВ</i>	Примерная длина высокочастотной системы в <i>см</i>	Мощность высокократного источника в импульсе в <i>Мвт</i>	Эффективность ускорителя $\frac{U_2}{U_1}$ в <i>Мом/м: PL</i>
4	5	6	7	8	9	10	11
50	50	1000	1200	0	10	—	—
—	8	2800	3000	25	12,4	0,5	12,0
300—750 300—1250	70 —	4100 4100	400 400	0 0	30 30	0,5 0,5	2,8 —
65	36	10000	3000	45	40,0	2,0	0,35
—	—	4900	2800	2	—	0,8	—
(3)	—	—	2860	78	91	0,75	4,2
(3)	—	—	2860	78	275	0,75	10,0
(3)	—	—	—	—	365	0,75	14,0

ходе пучка ускоренных электронов из эндовибратора его поворот. К моменту, когда электроны второй раз проходят через поля должна изменяться на π .

Авторы	Тип ускорителя	Энергия частиц при пучке наибольшей интенсивности в Мэв
1	2	3
Лоутон и Хан ⁵²	Стоячая $\pi/2$ -волна. Одна секция составленная: а) из двух эндовибраторов. Относительное расстояние между резонансными частотами 2,3% в) из семи эндовибраторов. Расстояние между резонансными частотами 0,7%	0,39 0,57
Шульц и др. ⁶³	Стоячая π -волна. Две секции, каждая состоит из одного эндовибратора	1,5 (?)
Фрай и др. ⁵⁸	Бегущая волна. Одна секция . . .	4,0
Ньюберн и Уилшо ⁵⁹	Стоячая π -волна. Одна секция из 24 эндовибраторов. Относительное расстояние между гармониками 0,2% .	—
Слетер ⁶⁵	Стоячая π -волна. Пять секций по 24 эндовибратора в каждой. Расстояние между соседними резонансными частотами 0,1%	28 (расчётное значение)
Снодди и Бимс ⁶⁷	Стоячая π -волна. Одна секция с одним эндовибратором	1,2
Миллс ⁵⁸	Стоячая π -волна. Одна секция с одним эндовибратором	1,1

Таблица III (окончание)

Ширина энергетического спектра электронов в киловольтах	Ток в импульсе в <i>ма</i>	Скважность	Частота в <i>Мгц</i>	Напряжение инжекции в <i>кв</i>	Примерная длина высокочастотной системы в <i>см</i>	Мощность высокочастотного источника в импульсе в <i>Мвт</i>	Эффективность ускорителя в <i>Мож/ж; PL</i>
4	5	6	7	8	9	10	11
—	—	—	2800	58	8	0,75 (?)	2,5
—	—	—	—	57	32	0,75 (?)	1,35
—	—	—	587	—	30	—	—
220	150	2500	3000	1600	200	2,0	4,0
—	—	1000	3000	—	120	0,6	—
—	—	—	3000	2000	640	16	7,7
—	—	—	400	—	—	—	—
ОКОЛО 220	70	1000	1200	10	10	0,5	24

4 Мэв. Из табл. III видно, что электроны ускоряются уже до энергий в 0,3—6,5 Мэв; следует ожидать, что ускоритель, построенный Слетером, даст электроны с максимальной энергией, близкой к 28 Мэв.

Большинство исследователей измеряли максимальную энергию электронов с помощью довольно грубых магнитных анализаторов, которые часто обладают низкой разрешающей способностью. Однако уже из опубликованных до сих пор данных ясно видна существенная разница между энергетическими спектрами электронов различных ускорителей. Наиболее узкий спектр получили Бауэн и др.²⁶, в опытах которых интенсивность падала вдвое при отклонении энергии на 8% от 0,6 Мэв; Фрай и др.^{37, 38} получили при энергии 0,5 Мэв спектр с относительной шириной в 11%, а при 4,0 Мэв — с относительной шириной в 5,4% (граница спектра определяется точкой, в которой интенсивность вдвое меньше максимальной); Миллс⁵³ получил при энергии 1,1 Мэв спектр с относительной шириной в 10% *).

В установках Джинстона и др.⁴⁰ и Хирфорда⁴⁵ энергетический спектр электронов значительно шире. Пользуясь магнитным полем и соответствующими фильтрами, можно, конечно, выделить и использовать любой участок спектра, однако из-за потери энергии на ускорение электронов в неиспользуемой части спектра, а также из-за значительных потерь на излучение широкий спектр, конечно, нежелателен.

В широких пределах меняется также максимальная интенсивность ускоряемого пучка. Согласно ряду авторов, в очень коротких ускорителях, как того и следовало ожидать, можно получить значительные токи. В длинных ускорителях это уже не всегда так, так как в этом случае существенную роль играют фазовая устойчивость частиц и радиальная дефокусировка. По измерениям тока в ускорителях опубликовано очень мало данных, по которым можно было бы определить влияние этих двух факторов не только качественно, но и количественно. Фрай и др.³⁷ показали, что в ускорителе с бегущей волной электроны могут двигаться сфазированными сгустками, не теряя фазировки по всей его длине. Этими авторами был измерен ток в первой ступени ускорителя (40-см секция) сначала без высокочастотного поля, затем после ускорения в поле высокой частоты. В первом случае ток был равен 2,1 мка, во втором — 1,8 мка. Фрай и др.³⁶ нашли также, что для электронов с начальными энергиями в 45 кэв и при напряжённости ускоряющего продольного электрического поля в 25 кэв/см радиальные дефокусирующие силы полностью компенсируются продольным магнитным полем с напряжённостью

*) По табл. III не 10%, а 20%: $\Delta E = 200 \text{ кэв}$ при $E = 1,1 \text{ Мэв}$. (Прим. перев.)

в 540 гаусс, в полном согласии с формулой, приведённой в § 2.2. В двухметровом ускорителе, где сгруппированные электроны на протяжении первых 40 см изменили свою синхронную фазу по отношению к гребню волны с 45 до 35° и сохранили её неизменной при дальнейшем ускорении, максимальный ток в присутствии магнитного поля в десять и более раз превышал максимальный ток без магнитного поля. При включённом магнитном поле электронному пучку удавалось передать 30% всей высокочастотной мощности (измерено водяным калориметром). Это соответствовало максимальному току в импульсе 150 ма при энергии электронов 4 Мэв и диаметре электронного пучка около 7 мм. При работе с интенсивными электронными пучками нужно на участке волновода, где скорости электронов значительно меньше скорости света, создать продольное магнитное поле, которое компенсировало бы радиальную составляющую электрического поля.

В 11 столбце табл. III приведена эффективность тех ускорителей, о которых уже опубликованы достаточно полные данные. Характеризуемая таким образом эффективность ускорителя показывает, в какой степени подводимая мощность используется на создание продольного высокочастотного поля. Как было показано в §§ 3.2 и 3.3, для каждого типа ускорителя существует определённая наибольшая длина отдельной секции. Если секция короче, то эффективность ускорителя невелика, по мере увеличения длины секции до этого предела эффективность ускорителя растёт. Это положение хорошо иллюстрируется опытами Джинстона и др.⁴⁰, в которых длина ускорителя повышалась тремя последовательными этапами и эффективность возрастала, соответственно, с 4,2 до 14 Мом/м.

Для ускорителей со стоячей волной самое высокое эффективное шунтовое сопротивление получили Миллс⁵³ — в ускорителе с одним эндовибратором и Аллен и Саймондс²³ для секции из трёх эндовибраторов. Последние авторы достигли высокого шунтового сопротивления, применяя эндовибраторы длиной около полволны с трубками дрейфа*). С помощью этих трубок удалось сократить время пролёта частиц через ускоряющий промежуток и повысить эффективность ускорителя по сравнению с обычным полуволновым эндовибратором, но без трубок дрейфа.

Очень немногим авторам удалось построить ускорители со столь высоким эффективным шунтовым сопротивлением, какой приводится в табл. I и II. Объясняется это тем, что они сочли более целесообразным предпринять исследование основных принципов ускорения частиц на менее эффективных секциях и тем самым обойти проблемы стабилизации частоты генератора и разделения

*) Схема ускоряющей системы этих авторов показана на рис. 2. (Прим. перев.)

собственных частот эндовибратора, которые начинают играть существенную роль по мере приближения к оптимальной длине. Поэтому в будущем следует ожидать повышения эффективности ускорителей.

§ 9. Перспективы развития электронных ускорителей

Помимо повышения эффективности, которого можно ожидать от применения волноводных систем, более близких к оптимальным (как подчёркивалось в §§ 3.2 и 3.3), следует рассчитывать, что будут предложены также и новые методы снижения потерь, имеющихся в настоящее время в любом ускорителе, в котором используются микрорадиоволны. Два таких метода для случая ускорителей с бегущей волной уже предложены Харви ^{48, 49}.

Его идея состоит в том, чтобы высокочастотную энергию, выходящую из ускорителя, направить обратно на вход через фазирующее устройство и мостиковую схему. Последняя должна преградить путь этой энергии обратно в источники высокочастотной мощности. Такую мостиковую схему можно собрать почти для всякого наперёд заданного соотношения между мощностью, вводимой в ускоритель, и мощностью на выходе. Мостиковую схему можно, таким образом, подобрать для любого ускорителя с известным затуханием.

Таким путём можно будет строить ускорители с высоким эффективным шунтовым сопротивлением, свободные от обычных трудностей стабилизации частоты, рассмотренных в § 3.2.

Другой метод повышения эффективности состоит в применении в качестве нагрузки волновода вместо металлических дисков анизотропного диэлектрика. Эффективная диэлектрическая постоянная диэлектрика должна быть в радиальном направлении больше, чем в осевом; такую нагрузку волновода можно выполнить, например, в виде цепочки керамических дисков. Подобный метод нагрузки имеет, возможно, ряд преимуществ по сравнению с обычным методом металлических дисков. Эффективный, «физический», диаметр трубы ускорителя был бы меньше, а изготовление трубы с керамическими дисками обошлось бы дешевле, чем изготовление металлических дисков с их сложными контактами в месте соприкосновения металлических поверхностей. Передвигая такие керамические диски, можно в некоторых пределах регулировать фазовую скорость волны. Помимо указанных технических преимуществ, этот метод делает возможным создание ускорителей с более высокой эффективностью ускорения, поскольку уменьшение потерь в меди гораздо значительнее соответствующего увеличения диэлектрических потерь.

Часть II

УСКОРИТЕЛИ ТЯЖЁЛЫХ ЧАСТИЦ

§ 10. Протонный ускоритель со стоячей волной

В сравнении с последними успехами в области ускорения линейными методами электронов проблемы ускорения протонов исследованы сравнительно мало. Единственной установкой, которая позволяет получать протоны больших энергий, является до сих пор ускоритель в Беркли (Альварец и др.⁷⁹), использующий достижения современной волноводной техники. Опубликованная информация по ускорителям тяжёлых частиц явно недостаточна.

В основном принципы ускорения тяжёлых частиц те же, что и для электронов, но при этом появляются некоторые новые обстоятельства, которые делают проблему ускорения тяжёлых частиц более сложной. Во-первых, можно показать, что тип нагрузки волновода, который, как это было показано выше, вполне подходит для ускорения электронов с релятивистскими скоростями, для медленных частиц оказывается неэффективным и трудно осуществимым. В этом легко убедиться, рассматривая прямолинейную цепочку эндовибраторов с бесконечно малыми отверстиями связи между ними, описанную в § 3.1. Для того чтобы учесть большее время пролёта частицей каждого эндовибратора, последний сомножитель в выражении для эффективного шунтового сопротивления

следует заменить величиной $\left[\frac{\sin \frac{\pi}{n\beta}}{\frac{\pi}{n\beta}} \right]^2$. Оптимальное число энд-

вибраторов на длину волны в вакууме равно примерно $\frac{3}{n\beta}$. Подставляя эту величину из соотношения (11), находим, что эффективное шунтовое сопротивление прямо пропорционально скорости частиц. Для протонов с энергиями меньше 20 Мэв подобного рода система будет в 5—100 раз менее эффективна, чем в релятивистской области.

В протонном ускорителе в Беркли омические потери в меди снижены путём использования одного длинного эндовибратора, в котором возбуждается его основное колебание с осевым электрическим полем и круговым магнитным*). Время пролёта частиц в эндовибраторе значительно больше продолжительности периода высокой частоты. Для того чтобы экранировать частицу от высокочастотного поля в те моменты, когда частица попадает в тормозящую фазу поля, пришлось применить специальные трубки

*) Колебание E_{010} . (Прим. перев.)

дрейфа. Резонансная система ускорителя показана на рис. 10. Её можно рассматривать как прямолинейную цепочку эндовибраторов, колебания в которых происходят в одной и той же фазе, со снятыми внутренними перегородками (на рисунке эти воображаемые перегородки показаны пунктиром). Потери мощности, происходящие на единицу длины системы, почти не зависят тогда от числа ускоряющих промежутков. С другой стороны, разность потенциалов, пройденная частицей, пропорциональна числу ускоряющих промежутков и, стало быть, эффективное шунтовое сопротивление обратно пропорционально квадрату скорости частицы.

Харви обратил внимание на эту принципиальную разницу в свойствах между резонансными системами для ускорения медленных частиц и системами, предназначенными для ускорения реля-

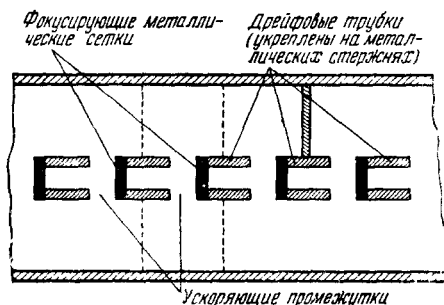


Рис. 10. Схема протонного ускорителя в Бэркли.

тивистских частиц. Он указал, что построенный Слоуном и Лоуренсом ускоритель для ионов ртути значительно превосходит по своей эффективности современные электронные ускорители. Это можно приписать тому обстоятельству, что Слоун и Лоуренс применяли только один эндовибратор, в то же время поле в нём действовало на частицу на протяжении её пути не один, а много раз.

Второе обстоятельство, существенное при ускорении тяжёлых частиц, — выбор частоты ускоряющего поля. В § 3.1 было показано, что если отверстия, предназначенные для пролёта частиц из одного эндовибратора в другой, малы по сравнению с длиной волны, то эффективное шунтовое сопротивление обратно пропорционально квадратуному корню из длины волны. Это утверждение необходимо видоизменить, чтобы учесть конечную величину отверстий, которая сильнее всего скажется на эффективности ускорения, особенно в случае малых скоростей. Рассмотрим бесконечно узкий ускоряющий промежуток в небольшой цилиндрической трубе. У поверхности цилиндра поле сконцентрировано в зазоре, но с приближением к оси трубы оно спадает (провисание поля в зазоре от области у поверхности цилиндра к его оси уменьшается с уменьшением зазора) и на расстоянии $1,4r$ (где r — радиус трубы) от центра ускоряющего промежутка равно $\frac{1}{10}$ своей максимальной величины (Ван¹⁷). Если частице, обладаю-

щей скоростью v , нужно пройти это расстояние за промежуток времени, меньший половины периода высокой частоты, то радиус цилиндра должен быть меньше величины $\frac{\beta\lambda}{5,6}$, где λ — длина волны в вакууме, а β — отношение скорости частицы к скорости света. Оценив этим способом длину волны λ , Кауиг⁸⁴ установил, что для протонов с начальной энергией в 1 Мэв при трубках дрейфа с диаметром в 2 см длина волны должна быть не менее 1 м. Для более тяжёлых ионов конечное время пробега заставляет выбирать ещё более длинную рабочую волну.

В действительности частица проходит в ускорителе через целый ряд ускоряющих промежутков, и их действие следует просуммировать.

Тем самым мы учитываем конечное время пробега частицы. Как уже было указано в начале обзора, разлагая поле в эндодвибраторе в ряд Фурье, мы получаем в числе других компонент также и волну с фазовой скоростью, равной скорости частицы. Эта волна описывается соотношением (7). При малых фазовых скоростях продольное поле у оси минимально и с увеличением радиуса возрастает. Поэтому ускоряющие промежутки более эффективны вблизи поверхности трубы, где продольная составляющая поля имеет большую величину.

Инжскгором протонов в ускорителе Калифорнийского университета служит генератор Ван де Граафа на 4 Мэв. Диаметр трубок дрейфа задаётся поперечным сечением протонного пучка и должен составлять не менее 5 см. Поэтому частота выбирается равной 200 Мгц. Общая длина эндодвибратора — 12192 мм⁸³, его диаметр — 96,5 см, эффективное шунтовое сопротивление — 330 Ом и добротность $Q = 70\,000$. Внешний диаметр трубок дрейфа выбран так, чтобы поддерживать резонансную частоту эндодвибратора по всей его длине постоянной. Максимальная мощность импульса 1,5 Мвт (23 импульсных генератора на триодах).

Нагруженный эндодвибратор имеет определённый спектр резонансных частот и в данном случае работает на самой низкой из них. Разделение резонансных частот не встречает серьёзных трудностей⁸⁹. Более сложная задача состоит в поддержании распределения поля однородным по всей длине эндодвибратора. Для этой цели необходимо выбрать определённые размеры трубок дрейфа. Не встречает затруднений и фазировка отдельных генераторов⁸¹, которые автоматически стабилизируются на резонансной частоте эндодвибратора. Из расчётов Сербера⁹⁰ следует, что при трубках дрейфа, снабжённых на входе вольфрамовыми сетками, обеспечивается как устойчивость фазы, так и устойчивость поперечной фокусировки.

Основная группа генераторов работает импульсами по 300 мксек, с частотой посылок 15 в секунду. Первоначальный импульс

продолжительностью в 450 *мксек* дается тремя генераторами, расположенными у выхода из ускорителя. Остальные генераторы связаны с эндовибратором 50-омной линией в одну длину волны.

Энергия протонов на выходе из ускорителя — 32 *Мэв*, при разбросе ± 100 *кэв*. Средний ток на выходе $2 \cdot 10^{-10}$ *а*, скажность 300, так что средний ток в импульсе равен $6 \cdot 10^{-8}$ *а*. Ток в импульсе, инжектируемый генератором Ван де Граафа, равен 100 *мкка*.

ЛИТЕРАТУРА

Общая

1. J. P. Blewitt, *Phys. Rev.* **69**, 87 (1946).
2. W. H. Brobeck, E. O. Lawrence, K. R. McKenzie, E. M. McMillan, R. Serber, D. C. Sewell, K. M. Simpson and R. L. Thornton, *Phys. Rev.* **71**, 449 (1947).
3. J. D. Cockcroft and E. T. S. Walton, *Proc. Roy. Soc. A* **129**, 477 (1930), **136**, 619 (1932).
4. D. W. Kerst, *Phys. Rev.* **60**, 47 (1941).
5. C. C. Lauritsen, and R. D. Bennett, *Phys. Rev.* **32**, 850 (1928).
6. E. O. Lawrence and N. E. Edlefsen, *Science* **72**, 376 (1930).
7. E. O. Lawrence, and M. S. Livingston, *Phys. Rev.* **37**, 1707 (1931).
8. E. M. McMillan, *Phys. Rev.* **68**, 143 (1945).
9. P. J. Morrison, *J. Appl. Phys.* **18**, 133 (1947).
10. M. L. Oliphant, J. S. Gooden and G. S. Hide, *Proc. Phys. Soc.* **49**, 666 (1947).
11. L. Page and N. J. Adams, *Electrodynamics*. D. Van Nostrand Co, 1940.
12. R. F. Post, *Phys. Rev.* **69**, 126 (1946).
13. L. I. Schiff, *Rev. Sci. Instrum.* **17**, 6 (1946).
14. R. J. Van de Graaff, *Phys. Rev.* **38**, 1919 (1931).
15. R. J. Van de Graaff, J. G. Trump and W. W. Buechner, *Reports on Progress on Physics* **11**, 1 (1946—1947).
16. V. K. Veksler, *Journ. of Phys.* **9**, 153 (1945).
17. C. C. Wang, *J. App. Phys.* **16**, 351 (1945).
18. W. F. Westendorp, and E. E. Charlton, *J. App. Phys.* **16**, 581 (1945).
19. J. R. Woodyard, *Electr. Engineering* **67**, 759 (1948).

Литература по электронным линейным ускорителям

20. E. S. Akeley, *J. App. Phys.* **17**, 1056 (1946).
21. E. S. Akeley, *Phys. Rev.* **69**, 50 (1946).
22. E. S. Akeley, *Phys. Rev.* **69**, 255 (1946).
23. W. D. Allen and J. L. Symonds, *Proc. Phys. Soc.* **59**, 622 (1947).
24. J. W. Beams and L. B. Snoddy, *Phys. Rev.* **44**, 784 (1933).
25. J. W. Beams and H. Trotter, Jr. *Phys. Rev.* **45**, 849 (1934).
26. E. G. Bowen, O. O. Pulley and J. S. Gooden, *Nature* **157**, 840 (1946).
27. L. Brillouin, *Phys. Rev.* **71**, 483 (1947).
28. L. Brillouin, *Phys. Rev.* **74**, 90 (1948).
29. G. G. Bruck and E. R. Wicker, *J. App. Phys.* **18**, 766 (1947).

30. E. L. Chu and W. W. Hansen, J. App. Phys. 18, 996 (1947).
31. W. T. Cowhig (1947) — неопубликованная работа.
32. W. T. Cowhig and E. J. Jones, Telecommunications Research Establishment (T. R. E.) Report A. F. 1008 (1947).
33. A. B. Cullen and J. A. Greig, J. App. Phys. 19, 47 (1948).
34. C. C. Cutler, Bell. Telephone Laboratories Report MM-44-160-218 (1944).
35. S. Dewons — частное сообщение.
36. S. Frankel, J. App. Phys. 18, 650 (1947).
37. D. W. Fry, R. B. R.—S.—Harvie, L. B. Mullet and W. Walkinshaw, Nature 160, 351 (1947).
38. D. W. Fry, R. B. R.—S.—Harvie, L. B. Mullet, and W. Walkinshaw, Nature, 162, 859 (1948).
39. D. Gabor, Nature 159, 303 (1947).
40. E. L. Ginzton, W. W. Hansen and W. R. Kennedy, Rev. Sci. Instrum. 19, 89 (1948).
41. J. Halpern, E. Everhart, R. A. Rapuano and J. C. Slater, Phys. Rev. 69, 688 (1946).
42. W. W. Hansen, Доклад на конференции в Массачузетском Технологическом институте. Июнь 1948 г.
43. W. W. Hansen and R. D. Richtmyer, J. App. Phys. 10, 189 (1939).
44. Haxby and oth. Phys. Rev. 70, 797 (1946).
45. F. L. Hereford, J. App. Phys. 18, 956 (1947).
46. R. B. R.—S.—Harvie, T. R. E. Memorandum S3/M4601 (1945).
47. R. B. R.—S.—Harvie, Proc. Phys. Soc. 61, 255 (1948).
48. R. B. R.—S.—Harvie, Nature 162, 890 (1948).
49. R. B. R.—S.—Harvie, Nature, Proc. Phys. Soc. B. 62, 270 (1949).
50. E. L. Hudspeth, Phys. Rev. 69, 671 (1946).
51. E. J. Lawton, J. App. Phys. 19, 534 (1948).
52. E. J. Lawton and W. C. Hahn, J. App. Phys. 19, 642 (1948).
53. B. Y. Mills, Report № 77 of Radio Physics Laboratory, University of Sydney, Australia (1948).
54. L. B. Mullet, T. R. E. Report, T. 2028 (1946).
55. L. B. Mullet, T. R. E. Report, T. 2021 (1946).
56. L. B. Mullet and Loach; Proc. Phys. Soc. 61, 271 (1948).
57. G. R. Newbery, G. E. C. Research Laboratories Memorandum от 23 января 1948 г.
58. G. R. Newbery, Brit. J. of Radiology (1948) — Микроволновый линейный электронный ускоритель.
59. G. R. Newbery and W. E. Willshaw, Nature, 161, 519 (1948)
60. A. A. Oliner, J. App. Phys. 19, 109 (1948).
61. H. L. Schultz, Доклад на конференции в Массачузетском Технологическом институте. Июнь 1948 г.
62. H. L. Schultz, R. Beringer, C. L. Clarke, J. A. Lockwood, R. L. McCarthy, C. G. Montgomery, P. J. Rice and W. W. Watson, Phys. Rev. 72, 346 (1947).
63. J. C. Slater, Phys. Rev. 70, 799 (1946).
64. J. C. Slater, Rev. Mod. Phys. 20, 473 (1948).
65. J. C. Slater — частная информация (1948).
66. J. C. Slater and N. H. Frank, Introduction to Theoretical Physics. New-York, Mc. Graw-Hill. 1933.
67. L. B. Snoddy and J. W. Beams, Phys. Rev. 74, 126 A (1948).
68. L. B. Snoddy, H. Trotter, W. Ham and J. W. Beams, J. Franklin Inst. 233, 55 (1937).
69. A. T. Starr, T. R. E. Memorandum от 22 ноября 1945 г.
70. J. A. Stratton, Electromagnetic Theory, New-York, Mc. Graw-Hill. (1941).

71. W. Walkinshaw, T. R. E. Report A E. 1005 (1947).
72. W. Walkinshaw, Proc. Phys. Soc. **61**, 246 (1948).
73. W. E. Willshaw, G. E. C. Research Laboratories, England. Memorandum от 31 декабря 1946 г.
74. W. E. Willshaw, G. E. C. Research Laboratories. Report **16**, 1 (1947).
75. W. E. Willshaw, G. E. C. Research Laboratories. Report **3**, 3 (1947).
76. W. E. Willshaw, G. E. C. Research Laboratories. Report **1** (1948).
77. W. E. Willshaw and H. R. L. Lamont, Частное сообщение из Research Labs. of G. E. C. Ltd. England, № 8766 B.
78. J. R. Woodyard, Phys. Rev. **69**, 50 (1946).

Литература по линейным ускорителям
тяжёлых частиц

79. L. W. Alvarez, Phys. Rev. **70**, 799 (1946).
 80. L. W. Alvarez, and oth., Science, **106**, 506 (1947).
 81. W. R. Baker, J. V. Frank and J. D. Gow, Phys. Rev. **73**, 535 A (1948).
 82. J. W. Beams and L. B. Snoddy, Phys. Rev. **45**, 287 (1934).
 83. H. Bradner and oth., Phys. Rev. **73**, 534 A (1948).
 84. W. T. Cowhig, T. R. E. Memorandum S1/M178 (1946).
 85. D. Gabor, Nature **160**, 89 (1947).
 86. E. O. Lawrence and D. H. Sloan, Proc. Nat. Acad. Sci. **17**, 64 (1931).
 87. F. Oppenheimer, L. H. Johnston and C. Richman, Phys. Rev. **70**, 447 A (1946).
 88. W. K. H. Panofsky, Phys. Rev. **70**, 447 A (1946).
 89. W. K. H. Panofsky, C. Richman and F. Oppenheimer, Phys. Rev. **73**, 535 A (1948).
 90. R. Serber, Phys. Rev. **73**, 535 A (1948).
 91. D. H. Sloan and W. N. Coates, Phys. Rev. **46**, 539 (1934).
 92. D. H. Sloan and E. O. Lawrence, Phys. Rev. **38**, 2021 (1931).
 93. C. Turner, B. Cork, I. Ballam and H. Gordon, Phys. Rev. **73**, 534 A (1948).
 94. R. Wideroe, Archiv Electrotech. **21**, 387 (1928).
 95. J. R. Woodyard, E. A. Martinelli, W. Toulis and W. K. H. Panofsky, Phys. Rev. **70**, 447 (1946).
-