Июнь 1989 г. *Том 158, вып. 2*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

621.384.6

МЕХАНИЗМЫ УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ: ВОЗМОЖНОСТИ И ОГРАНИЧЕНИЯ*)

Дж. Д. Лоусон

Сделана попытка классификации реализованных или предложенных схем ускорения частиц. Основой классификации являются фундаментальные принципы, лежащие в природе взаимодействия «частица-поле». Помимо классического описания, обычно используемого создателями ускорителей, проводится описание на основе фотонов.

1. Введение. За минувшие 50 лет предложено много различных способов ускорения частиц. Некоторые из них подвергались экспериментальной проверке, но только незначительная часть нашла применение в действующих установках. В последние годы предпринимаются попытки поиска новых концепций более экономичного достижения высоких энергий и интенсивностей, причем число соответствующих идей растет. Можно выделить несколько периодов повышения интереса к новым способам ускорения; последняя волна интереса возникла лет 15—20 назад в связи с различными предложениями, использующими когерентность и коллективные явления, и она была обусловлена идеями, высказанными в середине 50-х годов Векслером, Будкером и их коллегами в Советском Союзе. Однако, несмотря на то, что на этом направлении были обнаружено и изучено много интересного, ни одна из идей, основанных на коллективных явлениях, не была доведена до технического воплощения. Можно составить список «новых подходов», включающий в себя наведенные поля, ударные волны и т. д. Представляется необходимым попытаться сделать такой обзор механизмов ускорения, который включал бы в себя проведенные исследования, а кроме того, содержал бы анализ основных типов ускорителей путем изучения и определения их предельных возможностей.

Провести четкую и универсальную классификацию нелегко. Однако нередко особенности предлагаемых схем и методов — если рассматривать их реализацию с физической или технической точки зрения — оказываются определяющими и могут указать пути и способы преодоления возникающих трудностей. Кроме того, полезно рассмотреть различные схемы ускорения с разных точек зрения с тем, чтобы понять, как эти схемы соотносятся друг с другом. Таким образом, может оказаться легче уяснить смысл новых пред-

---

*) Lawson J. D. Mechanisms for Particles Acceleration: Possibilities and Constraints: Invited paper presented at the 1987 Particle Acceleration Conference. Washington, March 1987: RAL-87-016.— Перевод А. Г. Уфимцева.

Дж. Д. Лоусон — сотрудник Эпплтоновской лаборатории им. Резерфорда, Чилтен, Великобритания.

© J. D. Lawson 1987
© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакции физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1989

ложений и решить, в какой мере они могут рассматриваться как радикально новые, а в какой степени являются видоизменением существующих идей.

Ускорители составляют подмножество более общего класса систем. Вместе с микроволновыми генераторами когерентного излучения и лазерами они являются устройствами, в которых коллективы (ансамбли) заряженных частиц группируются либо вблизи неких траекторий, либо вблизи атомов или границ твердых тел, испытывая вынужденное излучение или поглощение фотонов в когерентных электромагнитных полях. С этой точки зрения мазер на циклотронном резонансе является идеальным связующим мостом: описание его частного случая — гиротрона — возможно как в терминах ускорительной техники, так и в терминах традиционных лазеров. В этом конкретном случае различие между указанными классами приборов весьма неопределенно, и можно, например, найти аргументы «за» или «против»: не правильнее ли называть обращенный лазер на свободных электронах замедлителем частиц? Это достаточно сложная проблема, однако мы не будем здесь обсуждать принцип действия лазера, а ограничимся только ускорителями частиц. Методология изложения будет синтетической.

2. Плоская волна и свободная частица. Эффект Черенкова. Распространение электромагнитных волн в некоторой области свободного пространства можно описать путем выбора подходящего класса ортогональных функций. Мы рассмотрим здесь пакет плоских волн, отметив, что при наличии вещества необходимо учитывать поглощение волны. Основной признак наиболее

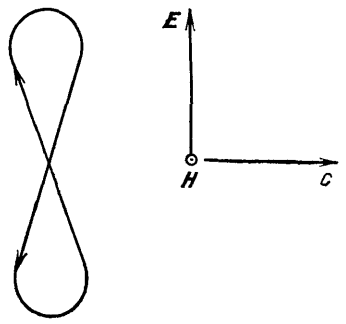

Рис. 1

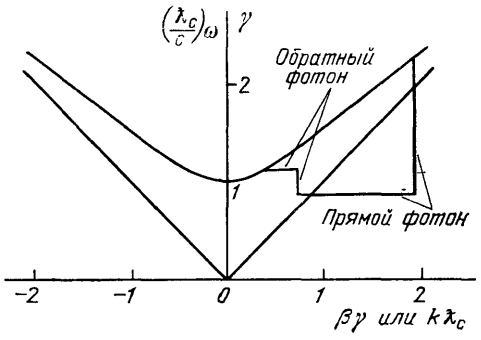

Рис. 2

распространенных типов ускорителей — линейных ускорителей и синхротронов — может быть определен из анализа взаимодействия частицы со свободной плоской волной. Хорошо известно, что частица не может неограниченно приобретать энергию от распространяющейся плоской волны: волна всегда распространяется быстрее, чем частица. Для релятивистских скоростей, когда частица движется почти со скоростью света, вектор электрического поля волны направлен перпендикулярно вектору скорости и потому его воздействие компенсируется «магнитной» частью силы Лоренца $[\mathbf{vB}]$ с точностью до членов порядка $(1 - \beta)$. Нерелятивистские же частицы движутся с постоянной скоростью, модулированной движением «по восьмерке», как показано на рис. 1.

Теперь мы рассмотрим этот же процесс — взаимодействие частицы с электромагнитной волной — с точки зрения условий, необходимых для поглощения фотона. На рис. 2 графически изображена зависимость энергии от импульса для фотона и для частицы с массой, отличной от нуля. Согласно соотношениям $E = \hbar\omega$ и $p = \hbar k$ эти графики являются также дисперсионными кривыми соответствующих волн де Бройля. Скорость частицы v определяется либо величиной $c\, d\gamma/d\, \beta\gamma$, либо групповой скоростью волны $d\omega/dk$. Ясно, что фотон не может быть поглощен или испущен частицей, поскольку,

как видно из рисунка, соответствующий этому процессу акт перехода из A в B требует непропорционально большого отношения приращения импульса к приращению энергии. Однако наличие некоторого количества вещества обеспечивает возможность поглощения импульса: присутствие диэлектрика уменьшает длину волны и приводит к увеличению импульса фотона в среде. Для среды с показателем преломления n дисперсионная кривая такого фотона соответствует линии с наклоном $\beta = 1/n$, показанной на графике штриховой линией. В области достаточно высоких энергий наклон (крутизна)

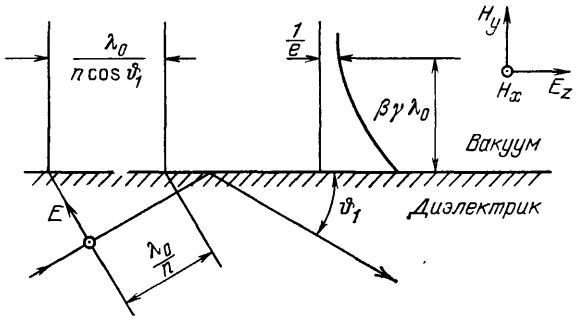

Рис. 3

гиперболы существенно больше крутизны указанной «фотонной» линии, и фотон может быть испущен или поглощен частицей. Критическое значение скорости равно $\beta = 1/n$. Когда приведенная скорость частицы β больше этого значения, то выбором направления движения фотона под углом ϑ к вектору скорости частицы это условие (условие поглощения или испускания фотона) может быть достигнуто благодаря множителю $\cos\vartheta$, где

$$\cos\vartheta = \frac{1}{\beta n}. \tag{1}$$

Это хорошо известное условие Черенкова.

В линейных ускорителях и синхротронах частицы не проходят через диэлектрик, а взаимодействуют с внешним полем, поглощая его; это проиллюстрировано на рис. 3. Частица может рассматриваться как поглощающая «виртуальные» пространственноподобные фотоны с отрицательной массой [1]. На рис. 3 показана волна по обе стороны от границы диэлектрика. В свободном пространстве $\cos\vartheta = 1/\beta_w$, а $\sin\vartheta = i/\beta_w\gamma_w$, где индекс «w» соответствует слову «wave» (волна). Такая волна синхронна с частицей с энергией $\gamma_w m_0 c^2$. Длина затухания $\beta\gamma\lambda$ волны (здесь упомянутый выше индекс «w» опущен) растет с увеличением фактора γ, который стремится к бесконечности по мере приближения к «критическому углу», когда волна переходит в распространяющуюся плоскую волну, движущуюся параллельно поверхности. К сожалению, $E_z/E_y = 1/\gamma$, так что в тот момент, когда частица становится релятивистской, желаемое ускоряющее поле E_z исчезает! Для преодоления этого затруднения заметим, что поскольку для поглощаемой волны поверхностный импеданс $z_0 \sin\vartheta$ является чисто емкостным, то это означает, что можно поддерживать волну на индуктивной поверхности. Простейшая поверхность такого типа, так называемая «поверхность Катлера» (Cutler surface), показана на рис. 4; она состоит из коротких полосковых

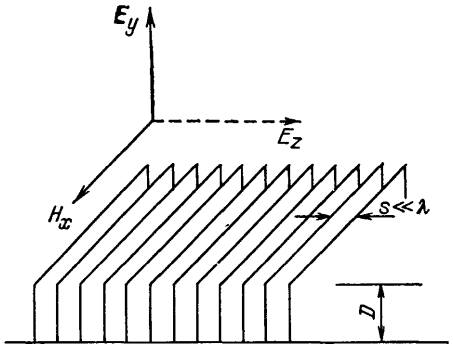

Рис. 4

передающих линий с импедансом $iz_0 \operatorname{tg}(\omega D/c)$. Положив эту величину равной $-z_0 \sin\vartheta$, получаем условие для поля $\cos\vartheta = \sec(\omega D/c)$, решением которого является набор дискретных значений ω. Такая поверхность является более пригодной для ускорителя, чем диэлектрик, но при этом остается неразрешенной проблема стремления к нулю отношения $E_z/E_y \to 0$ при релятивистских скоростях. Ее можно обойти путем размещения друг против друга двух таких поверхностей, в результате чего E_y и H_x в средней плоскости взаимно уничтожаются, а компоненты поля E_z складываются. (Этот

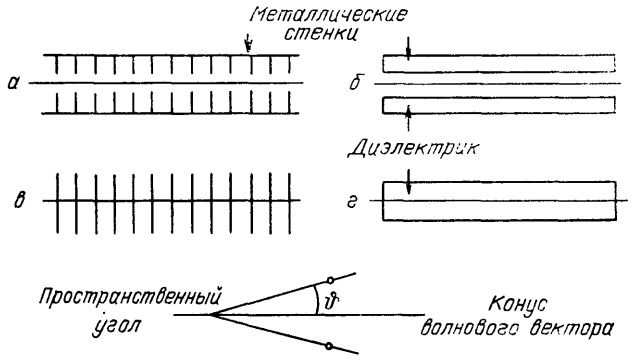

Рис. 5

факт был отмечен Ломанном [2] в его статье, написанной около 25 лет тому назад, но в то время не опубликованной.) Другое решение, сохраняющее одностороннюю поверхность указанного типа, сводится к тому, что две волны — каждая с $\beta_w < 1$ и конечным значением $|\sin\vartheta|$ — движутся под углом $\pi/2 \pm \alpha$ по отношению к линиям секции. При этом, как показано Пальмером [2], выполняется соотношение

$$\cos\vartheta \cdot \cos\alpha = 1. \tag{2}$$

Эту идею применил Пикап [3] при исследовании секционного ускорителя. В обоих случаях частица движется в пределах λ от поверхности.

Для передачи пакета плоских волн с волновым вектором, направленным под углом ϑ к оси z, целесообразно использовать также вместо двух расположенных друг против друга плоскостей традиционный цилиндрический волновод, нагруженный дисками (рис. 5, *а*). Эта же цель может быть достигнута заменой дисков на стержни, как показано на рис. 5, *б* [4]; такую систему можно также рассматривать как набор диполей или направленную антенну Яги (Yagi antenn), используемую для телевизионного приема. В эту систему введен плотный конусообразный диэлектрический стержень, который используется как антенна. Число таких простых примеров можно увеличить, учтя широкий класс периодических систем, например структуру Альвареса или синхротрон с неотъемлемыми в его составе резонаторами. Периодическая последовательность резонаторов для заданного значения частоты ω имеет набор дискретных значений волнового вектора k (так называемые пространственные гармоники).

Сходство между антеннами, дифракционными решетками и ускорителями иллюстрирует также рис. 6. Бесконечная последовательность отверстий (в соответствии с принципом Бабинэ эквивалентная диполям с противоположной поляризацией) обеспечивает, как известно, излучение с линейчатым спектром в направлении, определяемом соотношением

$$\cos\theta = \frac{n\lambda}{D}. \tag{3}$$

При $n\lambda < D$ пучок (или «щель» дифракционной решетки) является излучателем, а при $n\lambda > D$ имеем движущиеся вдоль поверхности затухающие

пространственные гармоники. Резонансное возбуждение одной пространственной гармоники, вообще говоря, возбуждает и другие. Затухающие и бегущие моды связаны между собой, как, например, в эффекте Смита — Перселла [5]. Большие значения n соответствуют низкой скорости и малым значениям $\beta\gamma$, так что экспоненциальное затухание волн на больших расстояниях

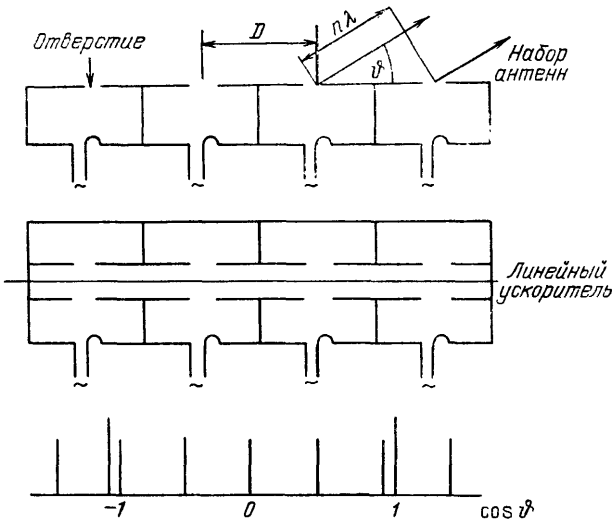

Рис. 6

происходит очень быстро, что вполне объясняется «фактором связи» вдали от поверхности. Тело вращения на основе рассмотренной системы представляет собой традиционный резонатор линейного ускорителя.

По аналогии с линейными ускорителями можно рассматривать и синхротрон, приняв во внимание конечную кривизну траектории с конечным

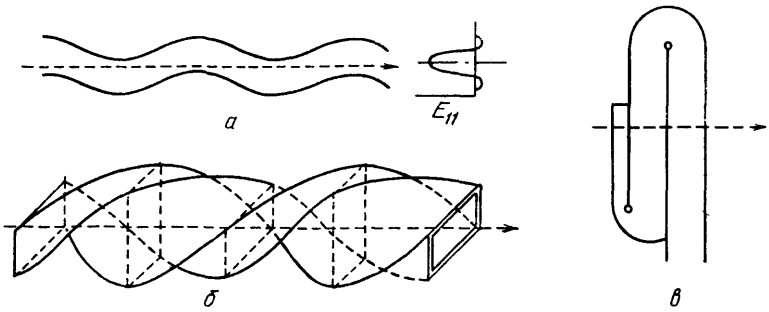

Рис. 7

набором азимутальных гармоник. Однако такая аппроксимация неприемлема в предельном случае циклотрона, работающего на низких гармониках, и ниже излагается новая точка зрения.

Обсуждаемый столь долго класс систем и явлений можно описать в терминах черенковского излучения; этот подход применим к традиционным линейным ускорителям, а также — с достаточно высокой точностью — к большим синхротронам. В обоих этих случаях мы имеем полную или почти полную аксиальную симметрию вокруг пучка. Имеется также интересный с точки зрения геометрии класс структур без такой симметрии. Примеры показаны на рис. 7. Волна, с фазовой скоростью больше скорости света c, проходит устройство, искривленное таким образом, что движущиеся прямо-

линейно частицы догоняют волну, тем самым изменяя свою фазу относительно волны. В первых двух примерах [6, 7] скачок фазы связан с высокими порядками используемых поперечных мод, а в третьем случае пучок проходит через отверстие в стенке волновода [8].

3. Две плоские волны и свободная частица. Индуцированное комптоновское рассеяние. Черенковское излучение, рассмотренное в предыдущем разделе, возникает при наличии одной плоской волны (или набора волн одинаковой частоты) и среды, в которой распространяется волна. С другой стороны, можно рассмотреть взаимодействие двух волн с различной частотой; для простоты мы рассмотрим их движущимися в двух противоположных направлениях: одна «прямая» — в направлении движения частицы — и одна «обратная». Возвращаясь снова к дисперсионной диаграмме (см. рис. 2), видим, что скачок из A и B может быть сделан в два этапа, как показано на рис. 8.

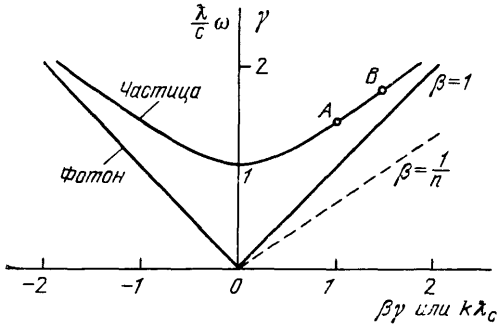

Рис. 8

Прямой фотон поглощается частицей, а обратный — испускается, поэтому их энергии вычитаются; однако импульсы — будучи векторными величинами — при этом численно складываются. Резонансные (оптимальные) условия этого процесса можно найти из геометрического анализа рис. 8. Если релятивистский фактор γ велик настолько, что допустимо приближение $\beta \approx 1 - (1/2\gamma^2)$, то элементарное геометрическое построение показывает, что

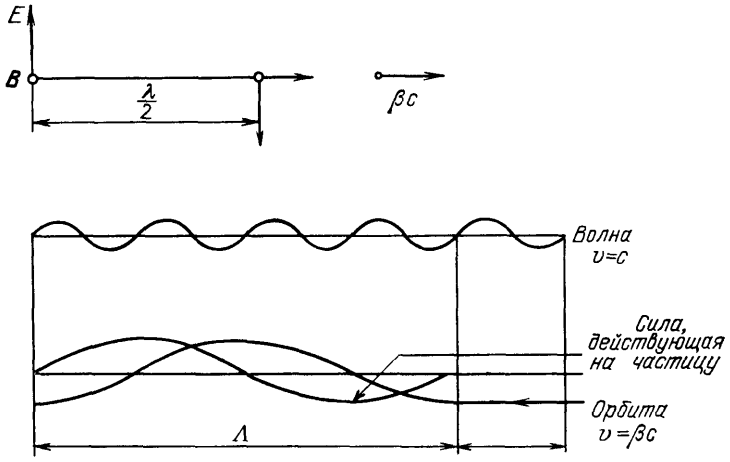

Рис. 9

разность энергий прямого и обратного фотонов равна $4\gamma^2$. Обратный фотон в такой модели можно заменить «статическим вигглером» с периодом Λ, поглощающим виртуальный фотон, который обладает квазиимпульсом h/Λ, но не имеет энергии; поэтому отношение длин волн равно $2\gamma^2$.

На рис. 9 иллюстрируется хорошо известный факт, что резонанс между волной и частицей возникает тогда, когда частица при прохождении одного периода вигглера настигает излучение на расстоянии одной длины волны. Такая интерпретация дает, конечно, тот же самый результат

$$\frac{\Lambda}{\lambda} = \frac{1}{1-\beta} \approx 2\gamma^2. \tag{4}$$

В сущности, это «двухволновое» взаимодействие, лежащее в основе действия лазера на свободных электронах. Эффективность этого взаимодействия ниже, чем эффективность взаимодействия частицы с волной в рассмотренном выше обращенном эффекте Черенкова, поскольку здесь поперечное электрическое поле волны действует на поперечную же компоненту скорости частицы. Однако в этом случае нет необходимости в окружающей среде, что обеспечивает бóльшие возможности и снимает некоторые ограничения, Эта же идея использована в убитроне [9] для усиления микроволнового излучения в волноводе. Значение фактора $2\gamma^2$ для решения проблемы получения ультракоротковолнового излучения в вигглере практически приемлемых размеров впервые было отмечено Моцом [10]. В первом приближении взаимодействие двух волн, рассматриваемое с эквивалентной заменой одной волны статическим вигглером, подобно «качающему» («вигглирующему») и скручивающему волноводу, схематично изображенному на рис. 7. При этом либо траектория частицы качается, тогда как волна движется прямо; либо качается волна, а частица движется прямо. Эта мысль впервые была высказана Корном, который включил обе эти замечательные идеи в свой патент, зарегистрированный 40 лет назад [7].

4. Другой подход: периодический потенциал и зонная структура. Другая точка зрения на двухволновое взаимодействие заключается в том, что вигглер рассматривается как внешнее периодическое возмущение векторного потенциала. Такой подход подразумевает зонную структуру энергий частиц и учитывает переход между зонами. Эта модель подобна модели зон проводимости в металле, обусловленной периодическим скалярным потенциалом. Квазикристалл металла аналогичен вигглеру в лазере на свободных электронах; он обладает импульсом, но не энергией. Электронная лампа сверхвысокой частоты, основанная на этом принципе, была изобретена Филдом, Тином и Уоткинсом в 1951 г. [11].

5. Частица в поле высокой напряженности. Взаимодействие свободной частицы с плоской электромагнитной волной обсуждалось в разделе 2, где было показано отсутствие ускорения. Тем не менее, если напряженность поля велика или частота его изменения мала, то первоначально покоящаяся частица может достичь высокой энергии прежде, чем знак поля изменится и частица начнет замедляться. Этот эффект может оказаться важным в астрофизических масштабах, особенно для вращающихся полей пульсаров. Если циклотронная частота обращения частицы в магнитном поле волны превышает частоту изменения поля, то частица ускорится до релятивистских энергий прежде, чем поля **E** и **B** существенно изменятся. Можно показать, что в плоской волне частица ускоряется в направлении движения волны и получает энергию порядка $\gamma = (\omega_c/\omega)^2$, где ω_c — циклотронная частота частицы в магнитном поле волны с частотой ω. Однако в случае вращающегося диполя, у которого поле уменьшается с расстоянием, а скорость волны растет, максимальная энергия равна $(\omega_c/\omega)^{2/3}$ [12]. Например, в пульсаре Крабовидной туманности электроны и протоны в соответствии с описанным механизмом получают энергию 100 и 1000 ТэВ соответственно.

6. Свободная частица, плоская волна и спонтанное излучение. Радиационное давление. Важным ускорительным механизмом в астрофизике является радиационное давление. Хотя этот физический эффект трудно использовать для практически реализуемых ускорителей, его следует рассмотреть в качестве примера когерентного механизма, который не требует синхронизма между волной и ускоряемой частицей. Это эффект другого типа: в этом случае ускорение пропорционально корню квадратному из произведения напряженности поля и заряда. В разделе 2, где было рассмотрено взаимодействие между волной и свободным зарядом, было отмечено, что, хотя энергия

частицы флуктуирует под воздействием электрического поля, среднее ускорение за продолжительное (бесконечное) время равно нулю. Однако если заряд излучает, то время взаимодействия его с полем волны конечно. В классическом приближении реакция силы излучения пропорциональна $\dddot{x}$. Можно показать, что без учета этого члена полная сила, действующая на заряд со стороны поля, пропорциональна выражению $\langle \cos \omega t \cdot \sin \omega t \rangle$, которое равно $\langle \sin 2\omega t \rangle 2 = 0$. Простой анализ малых поправок [13] показывает, что учет в множителе $\sin \omega t$ фазового сдвига φ, обусловленного реакцией излучения, изменяет результат в скобках $\langle \ldots \rangle$ и делает его отличным от нуля и равным $\langle \sin^2 \varphi \rangle$. Используя общепринятое выражение для силы реакции излучения, можно найти силу, действующую со стороны поля волны на сгусток из n частиц с зарядом q:

$$F = \frac{1}{3} n^2 q^2 r_e E_0^2, \tag{5}$$

где E_0 — напряженность поля и r_e — классический радиус электрона [13].

Этот эффект можно проиллюстрировать следующим макроскопическим примером, где диссипация энергии имеет резистивный характер. Представим, что длинный магнитный брусок вдвигается с постоянной скоростью сквозь проводящее кольцо. Если это кольцо сверхпроводящее, то первый полюс толкает его вперед, а второй — останавливает. Если же кольцо обладает конечной проводимостью, то ток в кольце будет уменьшаться, поэтому второй импульс не полностью компенсирует первый и кольцо получит энергию от магнитного поля. Очевидно, что при бесконечном сопротивлении имеем нулевой эффект. Описанный механизм формально схож с действием асинхронного двигателя, в котором вращающееся поле не синхронно с ротором.

7. Электромагнитный импульс в вакууме. В обсуждавшихся ранее примерах частицы ускоряются в вакууме, а ускоряющие поля являются гармоническими. Несмотря на то, что в некоторых случаях поля возбуждаются набором независимых резонаторов, эти колебания путем фурье-преобразования можно представить в виде бегущих волн, даже если групповая скорость системы равна нулю. Заметим, до сих пор предполагалось, что пакет волн имеет широкое распределение в k-пространстве и δ-образное в ω-пространстве. Однако, в некоторых новых предложениях, использующих, например, наведенные поля пли переходные промежутки, ускоряющие поля не являются гармоническими — это приводит к расширению δ-образного распределения в ω-пространстве. Идеальный импульс ускоряющего поля описан Тигнером [14] (рис. 10). Это импульсное поле обладает необходимыми свойствами: фазовая и групповая скорости примерно равны друг другу, а спектральная ширина полосы импульса велика. Такой импульс при $E_z < E_\perp$ не может распространяться далеко от своего источника, поскольку его дисперсия быстро возрастает. Отметим, что в связи с этим было бы интересно найти некие критерии соответствующих параметров с тем, чтобы можно было выбрать некоторую оптимальную форму импульса.

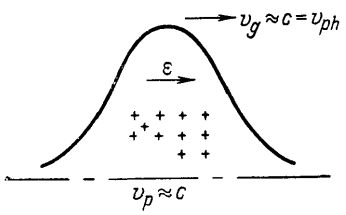

Рис. 10

Дисперсия не появляется, если возбуждаемый электромагнитный импульс и его источник близки друг к другу или если структура содержит набор независимо возбуждаемых зазоров; однако придумать эффективную систему трудно. Предложенный Воссом и Вейландом ускоритель на наведенном поле [15], а также ускоритель с переходным промежутком [16], предложенный Виллисом, относятся к этому классу устройств. Интересно также вспомнить «Донкитрон» — оригинальное предложение Альвена и Бернхольма [17], высказанное в 1952 г. и являющееся наиболее ранним примером подобной идеи,

хотя, строго говоря, используемое в нем ускоряющее поле, возможно, и не является наведенным полем. В этом проекте интенсивный электронный пучок, имеющий кроссовер, движется в направлении, перпендикулярном его длине. Сгусток протонов захватывается позади кроссовера, вблизи которого имеется сильное электрическое поле, изменяющееся по закону $1/r$. На первый взгляд, применение мощного импульсного поля в подобных разработках имеет преимущество перед общепринятыми способами. Однако, если правильно учесть допуски и эффективность ускорения, то это преимущество становится несколько иллюзорным.

8. Бетатрон и линейный индукционный ускоритель. Принцип действия бетатрона описать в терминах обмена фотонами непросто; не подходит для этой цели и анализ распространения плоской волны. Поэтому, как при рассмотрении работы циклотрона с постоянной частотой, целесообразно анализировать его работу на основе углового момента. Связь между источником поля и ускоряемыми частицами очень тесна и подразумевает, что вклад обменных фотонов незначителен по сравнению с набираемой энергией. Частотный диапазон этого прибора содержит очень низкие частоты, так что его можно отнести к классу устройств, основанных на черепковском излучении. Аналогичные замечания справедливы и по отношению к линейному индукционному ускорителю, хотя — как и при рассмотрении традиционного линейного ускорителя (типа Альвареса) — более существенным для исследования динамики частиц в нем является не угловой момент, а обыкновенный импульс.

9. Ускорение в плазме. Имеется большое количество идей, согласно которым ускоряемые частицы заключены в плазму. С целью анализа этой концепции мы рассмотрим некоторые свойства и особенности стационарной нейтральной плазмы. Распространение поперечных электромагнитных волн в плазме происходит в соответствии с дисперсионным уравнением $\omega^2 - \omega_p^2 = c^2k^2$, где $\omega_p = (nq^2/\varepsilon_0 m)^{1/2}$ — плазменная частота. Плазмоны имеют массу покоя $\hbar\omega_p$, которая при $n = 10^{16}$ см^3 приблизительно равна $3\cdot10^{-3}$ эВ. С другой стороны, для чисто электростатических по своей природе продольных (или лэнгмюровских) волн плазменная частота (для холодной плазмы) не зависит от длины волны и групповая скорость $d\omega/dk$ равна нулю. Волны, имеющие частоту ниже плазменной, не проникают в плазму, и для них диэлектрическая проницаемость $1 - \omega_p^2/\omega^2$ является отрицательной. Тем не менее, такая плазма допускает возможность распространения гармоники с $\beta_w < 1$. В плоской геометрии соответствующая мода является поверхностной волной, которая затухает в плазме на глубине скин-слоя порядка c/ω, а в свободном пространстве — на длине затухания $\beta\gamma\lambda\!\!\!^{-}$. По-видимому, первое предложение использовать плазму в ускорительных целях было сделано Файнбергом в начале 50-х годов [18]; он предложил использовать свойства плазмы и показал, что поля, возникающие в ней, могут обеспечить одновременно фазовую и радиальную устойчивость пучка. Ускорители такого типа, фактически не реализованные, принадлежат к классу устройств, базирующихся на эффекте Черенкова.

Предложенный Таджимой и Даусоном [19] ускоритель, основанный на биениях волн, является наиболее новой идеей. Поскольку в плазме лэнгмюровская волна может иметь некоторые определенные значения k, то поперечную электромагнитную волну можно связать непосредственно с лэнгмюровским плазмоном. Этот процесс особенно эффективен, если имеются две поперечные волны с разностью частот, равной ω_p. Если $\omega \gg \omega_p$, то фазовая скорость лэнгмюровской волны равна $d\omega/dk$, т. е. групповой скорости поперечных плазмонов. Таким путем можно получить экстремально высокие напряженности поля. Лэнгмюровские волны можно возбудить и другими способами; в частности, инжекцией заряженных сгустков в плазму. При этом наводятся гармонические колебания с длиной волны $2\pi v/\omega_p$.

Для ускорения частиц предложено и опробовано множество других идей, базирующихся на свойствах плазмы. В некоторых из них используются волны в пучке; в этом случае плазма движется и, кроме того, не является в целом нейтральной [20]. В системе, не являющейся нейтральной, поле пространственного заряда пучка ограничивает ток и плотность заряда и, в конечном итоге, ускоряющий градиент; при этом генерация контролируемого пучка становится затруднительной. Различные предложения, базирующиеся на свойствах плазмы, обычно относят к «коллективным» методам; ускоряющие поля в этих случаях создаются свободными зарядами, а не зарядами, заключенными в металле. В этом классе систем и способов имеется много подгрупп, причем некоторые из них являются весьма сложными. Например, ускоритель Олсона на основе «ионизационного фронта» [21] и недавно предложенный Бригсом коллективный ускоритель [22] основывается на контролируемом изменении свойств плазмы. Ускоритель электронных колец имеет дело с весьма специфической, немаксвелловской плазмой, которая в целом движется с той же самой скоростью, что и ускоряемые частицы [23]. Проблемы, свойственные физике плазмы, явились, по крайней мере, одной из причин того, что плазменные ускорители не получили пока широкого развития. Аналогичная ситуация складывалась лет 20—25 назад с микроволновыми электронными лампами, когда высокая активность в их разработке обуславливалась целью использовать взаимодействие «пучок-плазма».

10. Схемы классификации. Ранее ускорители классифицировались различными способами. Некоторые из этих классификаций просты и удобны, например, деление ускорителей на электростатические, индукционные и радиочастотные с более поздним разделением на циклические и линейные.

Физическое явление	Частотный спектр	Среда		
		Свободное пространство	Стационарная плазма	Движущаяся плазма
Черенковское излучение и плазменные колебания («ближние поля» и «среда»)	δ-функция	Традиционный линейный ускоритель. Синхротрон. Циклотрон	Плазменный волновод. Биение волн	Волны в пучке (авторезонанс). Наведенные поля в плазме. Ионизационный фронт. Электронные кольца
	Широкий	Наведенные поля. Переходные промежутки. Индукционный линейный ускоритель. Бетатрон		
Индуцированный комптон-эффект («дальние поля»)	δ-функция	Две волны. Конический вигглер + 1 волна	То же самое + плазма	Индукционный мотор, идеальное рамановское рассеяние
Спонтанный комптон-эффект	δ-функция	Радиационное давление		

В содержательном докладе Векслера [24] на конференции по ускорителям заряженных частиц в 1956 г. был введен термин «когерентный», а слово «коллективный», несомненно, было введено в обиход лет на 10 позже. Использование радиационного давления, обсуждавшегося в разделе 6, было предложено в статье Векслера. Попытка определить и обосновать понятия «когерентности» и «коллективности» в систематической форме сделана в работе [14].

Несмотря на анализ физических механизмов, предпринятый в этой статье, трудно составить исчерпывающую и ясную классификационную схе-

му. Границы нечетки, и разделение, которое выглядит удовлетворительным по отношению к некоторым способам, отделяет другие, которые при другом подходе кажутся похожими. К тому же примененный здесь подход не вполне корректен. За исключением крайне релятивистского режима либо k, либо ω изменяется в процессе ускорения. Тем не менее попытка провести классификацию сделана, и результаты представлены в таблице. В таблицу не включен класс «стохастических» ускорителей. Этот класс остался вне представленной классификации. Он имеет важное значение в астрофизике в связи с различными механизмами ускорения Ферми [25]; некоторое время этот механизм рассматривался с точки зрения его реализации в лабораторных условиях применительно, в частности, к циклотрону. Хороший обзор этой идеи и ссылки на ранние публикации (за исключением работ в СССР) дан Ливингудом [26].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Palmer R. B.//Part Accel. 1980. V. 11. P. 81.
2. Lohmann Q. Electron Acceleration by Light Waves: IBM Technical note TN-5.— San Jose, Oct. 1962.
3. Pickup M. This conference.
4. Kroll N.//Laser Acceleration of Particles, Maliby.— A.I.P. Conf. Proc. 1985. No. 130. P. 253.
5. Smith S. J., Purcell E. M.//Phys. Rev. 1953. V. 92. P. 1069.
6. Greenwald S., Nation J. A.//Proc. of the Symposium on Advanced Accelerator Concepts.— Madison, 1986.
7. Corn E. J. Travelling Wave Electron Reaction Device. 1952. US Patent 2, 591, 350, filed 1947.
8. Cullen A. B., Grieg J. H.//J. Appl. Phys. 1948. V. 19. P. 47.
9. Phillips R. M.//IRE Trans. Electron Dev. 1960. V. ED-7. P. 231.
10. Motz H.//J. Appl. Phys. 1951. V. 22. P. 527.
[11] Field L. M., Tien P. K., Watkins D. A.//Proc. IRE. 1951. V. 39. P. 194.
12. Gunn J., Ostriker J. P.//Astrophys. J. 1971. V. 165. P. 523.
13. Tigner M.//The Challenge of Ultra-High Energies, ECFA RAL meeting.- Oxford, 1982.— P. 229.
14. Lawson J. D.//Part Accel. 1972. V. 3. P. 21.
15. Voss G. A., Weiland T.//Ibidem. P. 287.
16. Willis W.//[4].—P. 421.
17. Alfven H., Wernholm O.//Ark. Fys. 1952. V. 5. P. 175.
18. Fainberg Ya. B.//CERN Symposium on High Energy Accelerators.— Geneva, 1956.— P. 84.
19. Taima T., Dawson J. M.//Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 267.
20. Ruth R. L., Chao A. W., Morton P. L., Wilson P. B.//Part. Accel. 1985. V. 17. P. 181.
[21] Olson C. L.//Proc. of the 1986 Linear Accelerator Conference. SLAG report 303.— P. 364.
22. Briggs R. J.//Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 2588.
23. Veksler V. J., Sarantsev V. P. et al.//Proc. of the 6th Intern. Conference on High-Energy Accelerators.— Cambridge, Mass., CEAL report 2000, 1967.— P. 289.
24. Veksler V. J.//[18].—P. 80.
25. Fermi E.//Phys. Rev. 1949. V. 75. P. 1069.
26. Livingood J. J.//Cyclic Particle Accelerators.— Prinseton, US: van Nostrand. 1961.— Ch. 16.