

## РАЗВИТИЕ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЕрФИ (ОБЗОР)

*А. Ц. Аматауни, Э. М. Лазиев, Г. А. Нагорский,  
М. Л. Петросян, Э. В. Сехпосян, С. С. Элбакян*

Ереванский физический институт, Ереван

Дан обзор работ по новым методам ускорения заряженных частиц, проведенных в ЕрФИ за последние 15 лет. Приводятся результаты исследований по использованию поверхностных волн, возникающих в вакууме над поверхностью диэлектрика при полном внутреннем отражении, а также обращенного эффекта Вавилова — Черенкова для получения высокого темпа ускорения, недоступного в традиционных ускорителях. Описана созданная экспериментальная установка и приводятся результаты эксперимента по обнаружению лазерного ускорения в ондуляторах (обращенный лазер на свободных электронах). Рассмотрено ускорение частиц до высоких энергий кильватерными волнами в пассивных замедляющих структурах. Приведены результаты теоретических исследований нелинейных эффектов при ускорении частиц кильватерными волнами в плазме; получена зависимость напряженности кильватерных полей и коэффициента трансформации от  $\gamma$ -фактора сгустка, а также указано на возможность самоускорения электронов релятивистского сгустка в плазме. Проведен учет влияния движения ионов и поперечных размеров сгустка на самоускорение сгустка в плазме и образование кильватерных волн. Обсуждается состояние исследований по указанным направлениям в мировой науке, и рассматриваются тенденции их дальнейшего развития.

Activities on the development of new methods for charged particle acceleration at the YerPhI during the last years are reviewed. The first two sections of the review report the results of investigations on the use of surface waves arising in vacuum at total internal reflection and the inverse Čerenkov effect in obtaining high acceleration rates. Section 3 describes the experimental setup and the results of a demonstration experiment of laser acceleration in an undulator (IFEL). Particle acceleration to high energies by wake fields in passive structures is considered in Section 4. The optimum choice of acceleration regimes and structures are discussed. The results of theoretical studies on nonlinear plasma wake field acceleration are given in Section 5; the dependence of the wake field, the transformation ratio on the bunch Lorentz factor and the possibility of self-acceleration of relativistic bunch electrons are considered. The influence of ion motion and the finite lateral dimensions of the bunch is taken into account. In parallel with results obtained at YerPhI we discuss also the state-of-art and the future trends in the relevant directions of research.

### ВВЕДЕНИЕ

Поиск новых, отличных от практически используемых в настоящее время традиционных методов ускорения заряженных частиц начался давно, с начала 50-х годов, когда впервые были сформулированы

принципы коллективных методов ускорения в плазме (см., например, [1]). С открытием лазеров и развитием лазерной техники в начале 60-х годов был предложен ряд новых методов, получивших общее название лазерного ускорения заряженных частиц [2]. Однако только с начала 80-х годов новые методы ускорения получили «права гражданства», оформившись в самостоятельное направление развития ускорительной физики и техники. Это нашло, в частности, свое отражение на XII и XIII Международных конференциях по ускорителям частиц высоких энергий [3, 4], в проведении в последние годы довольно регулярных представительных рабочих совещаний, посвященных новым методам ускорения [5—10]. Возникли определенные классификации новых методов, описание которых можно найти в [2, 11, 12].

Движущими факторами поисков новых методов ускорения заряженных частиц явились два обстоятельства. Во-первых, бурный прогресс в развитии ускорителей и накопителей высоких энергий, характерный для конца 70-х — начала 80-х годов, который вместе с тем обозначил естественный предел возможностей дальнейшего сооружения ускорителей и накопителей на основе традиционных методов и технологий. Во-вторых, революционное развитие физики в этот же период, а в последние годы и астрофизики высоких энергий со всей определенностью требовало дальнейшего продвижения в область все более высоких энергий, интенсивных и прецизионных пучков заряженных частиц.

Первоначальная цель работ по лазерному ускорению состояла в том, чтобы использовать имеющиеся достижения техники (лазеры, микротехнологии, управляемый термоядерный синтез, синтез материалов и др.) для улучшения физических характеристик ускорителей: повышения энергии ускоренных частиц, темпа ускорения, интенсивности (или светимости) пучков. Были предложены и разработаны многочисленные новые методы создания ускоряющих структур, как правило, совершенно непохожих на традиционные, хотя и выполняющих те же самые функции (ускорение, фокусировка, трансформация фазового объема и др.).

Вместе с тем в ходе исследований акцент сместился на проблему разработки мощных энергоисточников и энергообмена (КПД преобразования энергии «сети» в энергию пучка), эффективность которых должна возрастать по мере увеличения энергии ускорителей.

Выяснилось также, что в тех случаях, когда для ускорения применяются лазеры, они должны обладать целым рядом уникальных характеристик, связанных с требованиями устойчивости режима ускорения частиц. Так, например, при ширине спектра лазерного излучения порядка 10 % частоты, что обеспечивает темп ускорения до 80 ГэВ/м для Nd-лазеров при десятикратном использовании структуры для ускорения частиц поверхностными волнами, фазовая и групповая скорости не должны различаться более чем на несколько тысячных. Это обстоятельство накладывает серьезные ограничения

на физико-технологические характеристики лазерной оптики, допуск на изготовление которой не должен превышать доли процента длины волны.

По мере понимания тех новых, зачастую довольно жестких, требований к лазерам, которые предъявляли к ним реализации новых схем лазерного ускорения заряженных частиц, почти естественным оказалось возвращение к традиционным источникам электромагнитного поля — интенсивным пучкам релятивистских электронов. Мощности, которые могут быть получены на этих пучках, сравниваются или даже могут превосходить мощности современных лазеров. Электронные пучки проще фокусировать или делать параллельными, наконец, ими проще управлять и обеспечивать требуемую частоту повторения импульсов. С помощью электронных пучков различными способами (лазеры на свободных электронах, специально создаваемые структуры) можно обеспечить также и высокую частоту электромагнитных волн, необходимую для обеспечения большого темпа ускорения при относительно небольшой пиковой мощности систем питания. Кроме того, коэффициент конверсии энергии пучка в энергию электромагнитной волны может быть сделан достаточно большим, в ряде случаев (резонансные структуры) доходящим до десятков процентов. Эти особенности используются в схеме двухпучкового ускорителя, в котором интенсивный пучок от индукционного линейного ускорителя генерирует (в частности, в лазере на свободных электронах) мощное электромагнитное излучение сантиметровой длины волны. Затем излучение используется для ускорения электронов слаботоочного пучка до высоких энергий с темпом ускорения в сотни мегавольт-вольт на 1 м. Для получения высокого темпа ускорения были предложены схемы возбуждения интенсивными и малоэнергичными электронными пучками кильватерных высокочастотных электромагнитных волн в пассивных структурах (например, дифрагмированные волноводы, резонаторы) и плазме.

В случае пассивных структур схемы ускорения кильватерными волнами и соответствующие технологии наиболее близки к обычным, поэтому эти схемы относят к классу квазиобычных или просто обычных\*. Такие схемы, как резонансный трансформатор на кильватерных волнах, линейный коллайдер на релятивистском клистроне (TLC) и линейный коллайдер CERN на сверхпроводящем питающем линейном ускорителе (CLIC) [13, 14], относятся к числу схем, реализация которых возможна в 90-е годы при создании электрон-позитронных коллайдеров в тэвной области энергий. Вместе с тем многообещающие потенциальные возможности нелинейных взаимо-

---

\* Заметим, что создание линейных ускорителей со встречными электрон — позитронными пучками на сверхвысокие энергии предложено В. Е. Балакиным, Г. И. Будкером и А. Н. Скринским на VI Всесоюзном совещании по ускорителям заряженных частиц в 1978 г. (Балакин В. Е., Будкер Г. И., Скринский А. Н. // Тр. VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978. — Дубна, 1979. С. 27—32).

действий электронных пучков с плазмой, безусловно, будут реализованы в будущем.

Имея в виду общие тенденции, а также учитывая специфические условия дальнейшего перспективного развития Ереванского ускорительного центра в ЕрФИ, уже с начала 70-х годов активно ведутся исследования и разработки новых схем ускорения заряженных частиц.

В табл. 1 [12] перечислены почти все новые схемы ускорения и основные центры, где они разрабатываются. В качестве одного из

Таблица 1. Новые схемы ускорения

Порядковый номер	Схема ускорения	Центр
1	Лазерное ускорение в плазме	UCLA, RAL, NRC, LLNL, Париж
2	Плазменные линзы	SLAC
3	Кильватерные поля в пассивных и активных структурах	DESY, Осака, ANL, SLAC, UCLA
4	Линейные ускорители с коммутацией (Switched Linac)	CERN, BNL; Рочестер
5	Обращенный лазер на свободных электронах (ОЛСЭ)	BNL, NRL
6	Схема с использованием обращенного эффекта Черенкова	UCSB
7	Двухпучковые системы	CERN, LBL/LLNL
8	Фотокатоды	LANL, BNL
9	Исследование возможности получения высоких градиентов в ускорительных структурах	SLAC, LBL/LLNL, КЕК, Новосибирск
10	Физика коллаидеров	SLAC, CERN, КЕК, Новосибирск
11	Источники мощности: а) клистроны, клистрино, giroконы б) лазертроны в) лазертроны, формирующие плоские пучки г) гироклистроны д) лазер на свободных электронах (ЛСЭ), САРМ е) релятивистский клистрон	SLAC, Новосибирск КЕК, SLAC, Орсей Техас Мэриленд LBL/LLNL, MIT, NRL, КЕК SLAC/LLNL/LBL

разработчиков в нескольких пунктах этой таблицы (2, 3, 5, 6, 11д) следовало бы упомянуть Ереванский физический институт. Настоящий обзор восполняет этот пробел и подводит некоторый итог работам ЕрФИ, выполненным за последние 15 лет в указанных направлениях.

## 1. УСКОРЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫМИ ВОЛНАМИ, ВОЗНИКАЮЩИМИ ПРИ ПОЛНОМ ВНУТРЕННЕМ ОТРАЖЕНИИ

Одно из свойств поверхностных волн, распространяющихся в вакууме, — замедление скорости распространения, особенно привлекательно для ускорения заряженных частиц с помощью лазеров. Впервые такая идея была высказана Лохманном (см., например, [15]), предложившим использовать обратный эффект Смита — Парселла [16] для ускорения частиц (Смит и Парселл в 1953 г. обнаружили и исследовали излучение, возникающее при пролете заряженной частицы вблизи поверхности дифракционной решетки). Используя идею уменьшенного в масштабах диафрагмированного волновода для ВЧ-волн, впервые высказанную в работе [18], Такеда и Мацуи [17] предложили применить для ускорения частиц излучение оптического диапазона длин волн. Излучение  $\text{CO}_2$ -лазера нормально падает на дифракционную решетку, а пучок ускоряемых частиц пролетает вблизи решетки на расстояниях порядка длины волны (см. также [19]). Впоследствии Лаусон [20] показал, что в предлагаемой в [17] геометрии ускорение будет падать обратно пропорционально лоренц-фактору частицы. Через несколько лет для устранения этого дефекта Пальмер [21, 22] предложил использовать наклонное падение на решетку одной или двух лазерных волн, симметричных нормали к ее поверхности.

Дальнейшее развитие и обзор современного состояния работ по ускорению частиц поверхностными волнами над дифракционной решеткой можно найти в [23—26]. Эксперимент по ускорению частиц поверхностными волнами готовится в Брукхэйвенской Национальной лаборатории [27] на ускорительном испытательном устройстве (ATF), состоящем из линейного ускорителя на энергию 50 МэВ, создающего ступки электронов, синхронизированные с пикосекундными импульсами  $\text{CO}_2$ -лазера мощностью 100 ГВт.

Более простая, по крайней мере в математическом отношении, схема ускорения поверхностными волнами была рассмотрена в 1971 г. в ЕрФИ С. А. Хейфецем [28]. Здесь предлагалось использовать поверхностные волны, возникающие в вакууме над поверхностью диэлектрика при полном внутреннем отражении. Как выяснилось впоследствии [15], эта идея также впервые была высказана в 1962 г. Лохманном. На эту же возможность указано в работе [20]. Задача поддается строгому аналитическому расчету, что существенно на данной стадии развития теории. Из результатов [28] отметим, что в устойчивом состоянии частица не ускоряется. Для ускорения частицы предлагалось либо увеличивать вдоль тракта ускорения величину  $\beta = v/c = (1/\sqrt{\epsilon}) \sin \varphi$  (здесь  $\epsilon$  — диэлектрическая постоянная диэлектрика,  $\varphi$  — угол падения лазерной волны на поверхность раздела), либо менять вдоль тракта ускорения поляризацию падающей эллиптически поляризованной волны. Естественно, что указанными способами можно достичь относительно небольшого

темпа ускорения. Проведенный в [28] анализ устойчивости движения показывает, что устойчивость на каждом этапе ускорения может быть обеспечена, если энергия частиц возрастает не более чем в 3 раза.

Сравнительно недавно Г. А. Нагорский, А. Ц. Амадуни, В.М. Арутюнян вновь вернулись к анализу возможности использования поверхностной волны, возникающей при полном внутреннем отражении, для ускорения частиц [29].

При полном внутреннем отражении в оптически менее плотной среде возникает поверхностная волна, составляющие полей которой имеют заметные значения лишь в непосредственной близости к границе и экспоненциально убывают по мере удаления от нее по закону

$$\exp \left\{ -\frac{2\pi z}{\lambda} \sqrt{\varepsilon \sin^2 \varphi - 1} \right\}, \quad (1)$$

где  $z$  — расстояние по нормали к плоской поверхности раздела;  $\lambda$  — длина волны в менее плотной среде (в дальнейшем вакууме);  $\varphi$  — угол падения на границу раздела, который больше предельного угла  $\varphi_0$ ,  $\sin \varphi_0 = 1/\sqrt{\varepsilon}$ . При этом если волновой вектор  $\mathbf{k}$  падающей волны лежит в плоскости  $xOz$ , то поверхностная волна во второй среде распространяется вдоль оси  $Ox$  с фазовой скоростью  $c(\sqrt{\varepsilon} \sin \varphi)^{-1}$ , т. е. эффективным «показателем преломления» для нее будет величина

$$1 \leq n = \sqrt{\varepsilon} \sin \varphi, \quad \varphi_0 < \varphi < \pi/2. \quad (2)$$

Таким образом, возникающая при полном внутреннем отражении поверхностная волна в вакууме является замедленной. Средний за период поток энергии в поверхностной волне отличен от нуля и направлен вдоль оси  $Ox$ . Поэтому если над поверхностью раздела в области, где напряженность поля поверхностной волны еще велика, пустить заряженную частицу со скоростью  $v = c\beta$  под углом к оси  $Ox$ , определяемым из условия Черенкова

$$\cos \theta = 1/n\beta < 1, \quad (3)$$

то она будет находиться в фазе с поверхностной волной. Из (2) и (3) следует, что лоренц-фактор частицы при этом ограничен снизу:

$$\gamma > (1 - n^{-2})^{-1/2} \equiv \gamma_n. \quad (4)$$

Условия возможности ускорения частицы полем поверхностной волны и устойчивости ее движения можно вывести из решений уравнений Максвелла для поверхностной волны в вакууме с волновым вектором

$$\mathbf{k} = \frac{\omega}{c} (n\mathbf{e}_1 + i\sqrt{n^2 - 1}\mathbf{e}_3), \quad k^2 = \omega^2/c^2, \quad (5)$$

и произвольной поляризацией, задаваемой комплексными параметрами  $\alpha_1, \alpha_2$  в системе координат  $(x', y', z', t')$ , движущейся с волной вдоль направления оси  $Ox$  со скоростью  $c/n$  (система, в которой

волна статическая, ССВ):

$$\mathbf{E}' = \mathbf{e}_1 (1 - \gamma_n) (\mathbf{e}_1 \mathbf{E}) + \gamma_n \left( \mathbf{E} + \frac{1}{n} [\mathbf{e}_1 \mathbf{H}] \right) = E_0 e^{-\xi} \operatorname{Re} \alpha_1 (\mathbf{e}_1 + i \mathbf{e}_3) e^{i\Phi}; \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}' &= \mathbf{e}_1 (1 - \gamma_n) (\mathbf{e}_1 \mathbf{H}) + \gamma_n \left( \mathbf{H} - \frac{1}{n} [\mathbf{e}_1 \mathbf{E}] \right) = \\ &= -\frac{n}{\gamma_n} E_0 e^{-\xi} \operatorname{Re} i \alpha_2 (\mathbf{e}_1 + i \mathbf{e}_2) e^{i\Phi}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\xi = \frac{\omega'}{c} z; \quad \Phi = \frac{\omega'}{c} x; \quad \omega' = \omega \sqrt{n^2 - 1}. \quad (8)$$

Условие вертикального равновесия частицы требует  $\xi = \text{const}$ , условие черенковского резонанса требует постоянства фазы  $\Phi$ ; поэтому в силу (6) — (8) резонансная частица в ССВ может двигаться только в направлении  $\mathbf{e}_2$  со скоростью

$$\beta' = \gamma_n \mathbf{e}_2 \sqrt{\beta^2 - n^2}, \quad (9)$$

что следует также из преобразований Лоренца для скорости  $\mathbf{v}$  частицы. Частицы, движущиеся со скоростью (9) в ССВ из-за отсутствия компоненты электрического поля вдоль  $\mathbf{e}_2$ , как это видно из (6), не будут получать от поверхностной волны продольного ускорения, что следовало также и из результатов [28]. Необходимая для ускорения частицы компонента электрического поля, направленная по  $\mathbf{e}_2$  в ССВ, может быть получена, однако, включением в лабораторной системе координат (ЛСК) постоянного вертикального магнитного поля  $b_3$ , направленного против оси  $Oz$  (в этом и состоит существенное отличие механизма ускорения от механизма ускорения, предложенного в работе [28]). Тогда в ССВ возникает электрическое поле, в соответствии с (6) равное

$$\mathbf{E}'_2 = \frac{\gamma_n}{n} \mathbf{e}_2 b_3 \quad (10)$$

и обеспечивающее продольное ускорение. В то же время поле  $b_3$  в ЛСК необходимо для того, чтобы поддерживать фазовое равновесие черенковского резонанса в ускоряющей фазе волны. Это условие и определяет поле  $b_3$ .

Вертикальное равновесие, очевидно, требует включения поля, перпендикулярного траектории частицы и параллельного поверхности диэлектрика в ЛСК. Однако для устойчивости этого равновесия (без учета полей зарядов пучка) оно должно быть знакопеременным, меняя знак от одного участка тракта ускорения к другому. Как следует из уравнений движения, это обстоятельство, в свою очередь, требует изменения скачком фазы волны, как это показано в [30] (см. также [18]). Учет влияния полей заряда пучка на устойчивость движения (учет эффекта токовой нагрузки), проведенный Г. А. Нагорским, упрощает условия вертикального равновесия.

В последующие годы была более детально исследована динамика частиц в системе поверхностная электромагнитная волна (ПЭВ) плюс магнитное поле: исследована на ЭВМ устойчивость движения частиц вблизи черенковского порога [31]; получены условия на поляризацию внешней волны, при которой параметры фокусировки (период магнитов и сдвиги фазы ПЭВ) не зависят от скорости частицы, что позволяет существенно увеличить аксептанс.

Разработан алгоритм анализа более сложных систем фокусировки (типа ФОДО), обеспечивающих заметное увеличение темпа ускорения за счет более рационального использования мощности лазера

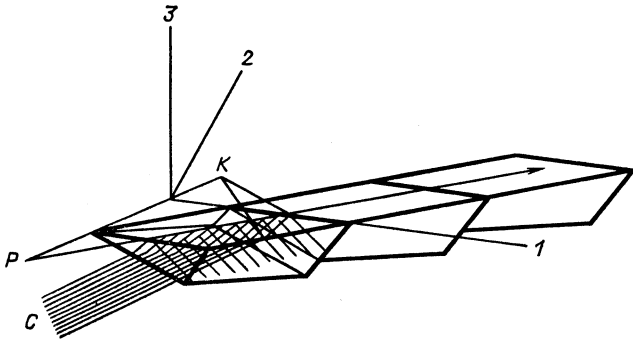


Рис. 1. Общий вид генератора ПЭВ лазерного ускорителя. Показаны три кристалла тракта ускорения и ход лучей света в одном из них. Ультрарелятивистская частица  $P$  и фронт волны в равновесной фазе  $C$  стартуют одновременно. Геометрия кристаллов, вырезанных из клина с ребром  $PK$ , выбрана из условий максимального темпа ускорения и минимального отражения эллиптически поляризованной волны на входе (нижняя поверхность клина) в кристалл. ПЭВ распространяется в направлении  $1$ , ее фронт параллелен оси  $2$ . Ось  $3$  перпендикулярна верхней поверхности кристаллов

[32]; получено строгое решение уравнений Максвелла для ПЭВ со скачками фазы, которые показывают возможность распространения по поверхности диэлектрика сложного волнового фронта без рефракционных и дисперсионных искажений

В настоящее время ведется подготовка к проведению демонстрационного эксперимента по ускорению поверхностной волной; принципиальная схема установки изображена на рис. 1

## 2. ОБРАЩЕННЫЙ ЭФФЕКТ ВАВИЛОВА — ЧЕРЕНКОВА

В 1962 г. Шимода [33] предложил для ускорения частиц использовать обращенный эффект Вавилова — Черенкова, когда замедление электромагнитной волны достигается наличием среды с показателем преломления  $n(\omega)$ , а резонансный характер взаимодействия частицы с падающей волной обеспечивается выбором черенковского



угла между направлением падающей волны и скоростью частицы:

$$\cos \theta = 1/n(\omega) \beta.$$

В 1972—1980 гг. в работах Ереванской группы [34—41] подробно было рассмотрено ускорение заряженных частиц с помощью обращенного эффекта Вавилова — Черенкова в различных, в том числе газообразных, средах. В работах Г. А. Нагорского, Ю. Ф. Орлова, М. Л. Петросяна [35—37], по существу, впервые в теории лазерного ускорения на примере обращенного эффекта было уделено внимание вопросам устойчивости движения ускоряемых частиц. В частности, было обращено внимание на роль магнитного поля волны лазера, напряженность которого в среде больше напряженности электрического поля. При релятивистских скоростях частиц его действие оказывается существенным и нарушает устойчивость черенковского резонанса волна — частица. Для обеспечения устойчивости было предложено включение постоянного магнитного поля, направленного вдоль магнитного вектора волны; была предложена и проанализирована система трех черенковских волн, где также возможен режим устойчивого ускорения частиц с большим фазовым объемом пучка.

Для обоих этих вариантов ускорения в [37] был развит метод учета влияния многократного рассеяния на устойчивость режима ускорения и показано, что длительная устойчивость имеет место только при достаточно большой напряженности электрического поля волны. В частности, в поле пикосекундных лазерных импульсов с потоком  $10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>, когда пробоя среды еще нет, многократное рассеяние не может эффективно препятствовать длительному ускорению частиц.

В работе [42] было осуществлено первое экспериментальное наблюдение обращенного эффекта Вавилова — Черенкова на свободных электронах, проходящих различные среды. В [43] предварительные данные работы [42] были развиты и подтверждены; в дополнение к гелиевой среде, использованной в работе [42], были использованы газообразные водород и метан; кроме того, влияние лазерного импульса на распределение электронов было исследовано при нарушении черенковского условия при изменении коэффициента преломления сред (см. также [44]).

В [45—47] была обнаружена интересная и, по-видимому, перспективная возможность создания больших полей с помощью вторичного обращения эффекта Вавилова — Черенкова, когда ускоренные и смодулированные с помощью обращенного эффекта пучки частиц, попадая в другую, специально подобранную среду, создают излучение с высокой напряженностью поля. В этом методе обращения эффект Вавилова — Черенкова используется дважды. Сначала с участием лазера модулируются пучки частиц, получившие необходимый запас энергии в традиционном ускорителе, затем за счет этой энергии возбуждается черенковская волна в естественной или

искусственной среде, и снова используется обращение эффекта для ускорения частиц.

В обзоре Фонтана [48] приведены результаты рассмотрения эффектов пробоя среды и влияния тормозного излучения электронов в среде в процессе их ускорения с использованием обращенного эффекта Вавилова — Черенкова.

В заключение необходимо отметить некоторый спад интереса, наблюдающийся в последние годы, к развитию метода ускорения частиц с помощью обращенного эффекта Вавилова — Черенкова [1—8]. Возможно, это связано с возникновением новых схем ускорения, интенсивно обсуждающихся в настоящее время в литературе. Однако надо всегда помнить, что эффект Вавилова — Черенкова в «неявном виде», без упоминания об этом, используется практически во всех схемах ускорения (например, в различного типа кристаллических ускорителях).

### 3. ОБРАЩЕННЫЙ ЛАЗЕР НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ (ОЛСЭ)

Как известно, идеи использования лазеров для ускорения заряженных частиц появились почти сразу же после успешного пуска первых лазеров в начале 60-х годов. В 1962 г. А. А. Коломенский и А. Н. Лебедев [49—51] предложили принцип авторезонансного ускорения частиц, движущихся в магнитном поле различных конфигураций и одновременно в поле электромагнитной волны. Аналогичные идеи почти одновременно были развиты В. Я. Давыдовским [52].

В 1972 г. Пальмер [53] через 10 лет после появления работ [49, 52] подробно рассмотрел взаимодействие частицы, движущейся в магнитном ондуляторе или спиральном магнитном поле, с лазерной волной и дал расчет устройства для ускорения частиц, получившего впоследствии название обращенного лазера на свободных электронах. При этом оказалось, что темп ускорения обратно пропорционален энергии частицы и может достигать 100 МэВ/м при энергиях частиц до нескольких мегаэлектрон-вольт.

В 1982 г. А. М. Кондратенко и Е. Л. Салдин [54] осуществили подробный расчет обращенного лазера на свободных электронах с поперечным знакопеременным постоянным магнитным полем.

В обзорах Пелегрини [5, 6] и Рениери [7] рассмотрены конкретные схемы ускорителей на энергии до нескольких сот гигаэлектрон-вольт, основанные на ОЛСЭ. При этом темп ускорения электронов даже при энергиях порядка 10 ГэВ можно сохранить на уровне  $\sim 100$  МэВ/м, причем на ток не накладывается принципиальных ограничений. Ускорение методом ОЛСЭ привлекательно еще и в том отношении, что здесь могут быть почти полностью использованы весь обширный теоретический задел и почти вся экспериментальная техника, разработанные для лазеров на свободных электронах (см., например, обзоры [55—58]). Поэтому можно надеяться, что в ближайшие годы

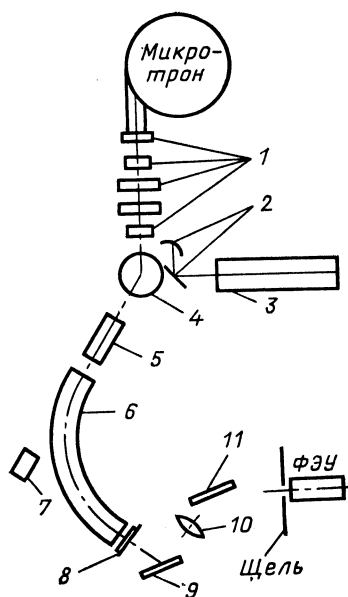


Рис. 2. Схема экспериментальной установки:

1 — корректирующие магниты и линзы; 2 — медные зеркала; 3 —  $\text{CO}_2$ -лазер; 4 — поворотный магнит; 5 — ондулятор; 6 — магнит спектрометра; 7 — детектор; 8 — люминофор; 9 — зеркало; 10 — линза; 11 — сканирующее зеркало

будут созданы первые прототипы ускорителей на принципе ОЛСЭ в гигаэлектрон-вольтной области энергий. Основная трудность здесь состоит в повышении средней мощности лазеров при определенных требованиях на качество их пучка.

Однако для экспериментальной проверки лазерного ускорения в ондуляторах и отработки методики достаточно использовать лазеры относительно небольшой мощности и электроны небольших энергий. Такая задача была поставлена и решена в Ереванском физическом институте

группой М. Л. Петросяна [59, 60], что явилось продолжением работы [61] по созданию лазера на свободных электронах в инфракрасном диапазоне длин волн с использованием микроотрона. Результаты этих работ логически связаны и перекликаются с результатами, полученными в других научных центрах мира за последние годы (см. обзоры [54—58]).

В работе [60] приведены результаты экспериментального исследования спектрального распределения электронов пучка после их взаимодействия с внешней электромагнитной волной в ондуляторе. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 2. Она аналогична схеме установки работы [59], но основные параметры более оптимальны. В частности, увеличена энергия электронов до 12 МэВ, что позволило значительно расширить область изменения параметров, определяющих взаимодействие электронов с волной. Выведенный электронный пучок микроотрона с энергией до 12 МэВ формируется с помощью двух квадрупольных линз и четырех корректирующих магнитов таким образом, что диаметр поперечного сечения пучка на середине ондуляторного магнита составляет 4 мм. Излучение  $\text{CO}_2$ -лазера вводится в ондулятор и фокусируется на середине ондуляторного магнита с помощью двух медных зеркал: плоского и сферического с радиусом кривизны 5 м. Использован безжелезный плоский ондуляторный магнит.

#### Основные параметры установки

Энергия электронов, МэВ . . . . .	12
Мощность $\text{CO}_2$ -лазера, МВт . . . . .	20

Длина спирального ондулятора, см . . . . .	20
Длина периода ондулятора, мм . . . . .	9,5
Напряженность поля ондулятора, Э . . . . .	0—10 000
Поперечное сечение пучка, см <sup>2</sup> . . . . .	0,25

Измерялась зависимость положения максимума энергетического распределения электронов от напряженности магнитного поля ондулятора

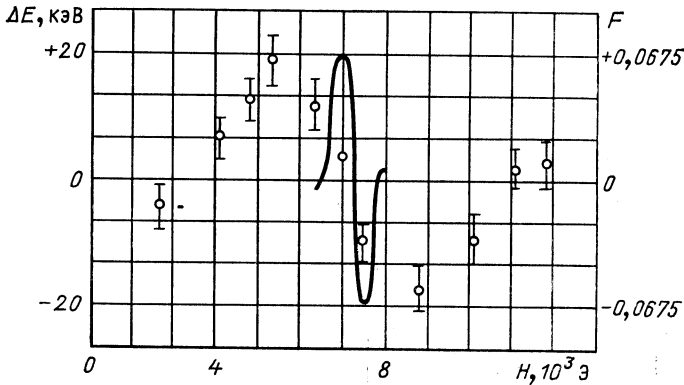


Рис. 3. Зависимость смещения энергетического распределения электронов  $\Delta E$  и  $F$  от напряженности поля ондулятора

лятора (рис. 3). Как известно [54], среднее изменение энергии электрона при одном проходе через ондулятор имеет вид

$$\left\langle \frac{\Delta\gamma}{\gamma} \right\rangle = 4\pi^3 \left( \frac{\Omega}{\omega} \right)^4 N^3 F(x), \quad (11)$$

где  $\Omega^2 = 4\pi E_{\pi} k / (m\gamma_p^2 \Lambda)$  — частота фазовых колебаний;  $\omega = 2\pi c / \Lambda$  — частота ондуляторных колебаний;  $k = 10^{-4} H \Lambda$  — коэффициент ондуляторности;  $F(x) = \frac{1}{x} (\cos x - 1 + \frac{x}{2} \sin x)$  — стандартная функция взаимодействия;  $\Lambda$  — длина периода ондулятора, см;  $H$  — напряженность магнитного поля ондулятора, Э;  $N$  — число периодов ондулятора;  $\Lambda N = L$  — длина ондулятора;  $E_{\pi}$  — напряженность поля лазерной волны;  $x = 2\pi N (1 - \gamma_p / \gamma)$ ,  $\gamma = E / (m_e c^2)$ ;  $\gamma_p$  определяется из условия синхронизма

$$\lambda = \frac{\Lambda}{2\gamma_p} (1 + k^2),$$

где  $\lambda$  — длина волны лазера.

Условие малого сигнала и линейного режима работы

$$\Omega / \omega \ll 1 \quad (12)$$

выполнено при выбранных параметрах установки. Стандартная функция взаимодействия  $F(H)$  в зависимости от  $H$  ( $x$  выражено че-

рез  $H$ ) приведена на рис. 3. Как видно из полученных экспериментальных результатов, область значений  $H$ , при которой имеет место взаимодействие волны и электронного пучка, намного шире, чем предсказывается стандартной кривой  $F(H)$ . Так как условие малого сигнала и линейного режима (12) удовлетворено, то такое расхождение, по всей вероятности, может быть объяснено немонохроматичностью лазерного излучения и неоднородностью магнитного поля ондулятора по поперечному сечению. Выражение (11) выведено для монохроматических и идеально однородных значений этих характеристик. Неоднородность магнитного поля ондулятора по поперечному сечению составляет десятки процентов, а пучок  $\text{CO}_2$ -лазера

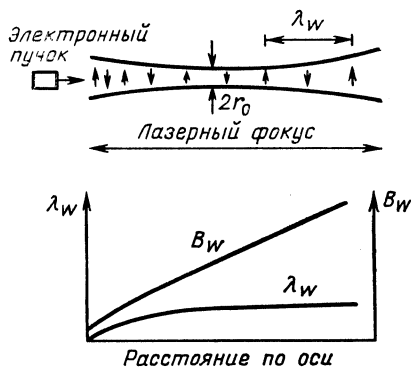


Рис. 4. Схема одностадийного ускорителя с переменным полем  $B_w$  и периодом  $\lambda_w$

многомодовый. Если в (11) подставить максимальное значение  $F(H)$  и значения основных параметров данного эксперимента (см. с. 1256), то получается для максимального значения  $\Delta\gamma/\gamma \approx 10^{-3}$ , что хорошо согласуется с результатами измерений. Значение максимального изменения энергии электронов можно оценить по формуле

$$\Delta\epsilon_{\max} = E_{\text{л}} \frac{k}{\gamma} L, \quad (13)$$

выведенной для случая лазерного ускорения [59]. При длине ондулятора  $L = 20$  см  $\Delta\epsilon_{\max} = 60$  кэВ, что по порядку совпадает с результатами измерения, если учесть, что измерялось не максимальное изменение энергий электронов, а смещение максимума спектрального распределения.

В настоящее время усилиями ученых и инженеров ЕрФИ, ИАЭ им. И. В. Курчатова и НИИЭФА им. Д. В. Ефремова создается новая экспериментальная установка для получения ускорения электронов методом ОЛСЭ. Основной целью этой работы является экспериментальное подтверждение возможности получения более высокого темпа ускорения, который в основном определяется мощностью используемого в данном эксперименте  $\text{CO}_2$ -лазера, созданного в ИАЭ и НИИЭФА.

### Параметры создаваемой установки

Энергия электронов, МэВ . . . . .	12
Мощность CO <sub>2</sub> -лазера, ГВт . . . . .	5
Интенсивность лазерной волны в области взаимодействия, Вт/см <sup>2</sup> . . . . .	10 <sup>12</sup>
Длина ондулятора, см . . . . .	20
Длина начального периода ондулятора, см . . . . .	0,95
Напряженность поля ондулятора, Э . . . . .	6000
Ожидаемый прирост энергии электронов, МэВ . . . . .	6
Ожидаемый темп ускорения, МэВ/м . . . . .	30

Следующим этапом работы должно быть создание прототипа ускорителя на принципе обращенного лазера на свободных электронах на энергию около 5 ГэВ. Примеры расчетов таких систем даны в обзорах Пеллегрини [5] и Йоши [62]. Приведем пример одностадийного ускорителя с ондулятором, обладающим одновременно переменным полем и периодом (рис. 4, взят из [62]).

### Параметры лазера

Мощность, Вт . . . . .	2·10 <sup>13</sup>
Длительность импульса, нс . . . . .	1
Диаметр пятна, мм . . . . .	3,5
Длина волны, мм . . . . .	1
Поле лазера, В/м . . . . .	2·10 <sup>10</sup>
Длина ускорения, м . . . . .	39

### Параметры ондулятора

Амплитуда поля, кГс . . . . .	2—50
Длина периода, см . . . . .	2—10

### Параметры электронного пучка

Начальная энергия, МэВ . . . . .	50
Конечная энергия, ГэВ . . . . .	5,3
Ток, кА . . . . .	2
Радиус пучка, мм . . . . .	2
Средний темп, МэВ/м . . . . .	120
Разброс по энергии, % . . . . .	0,05

В заключение отметим, что лазеры на свободных электронах используются в различных схемах лазерного ускорения непосредственно как источники электромагнитного поля [63, 64].

При непосредственном использовании лазеров как источников СВЧ-мощности снимается ограничение на предельную энергию ускоряемых частиц; однако ускоряемые токи не могут быть такими же большими, как в случае ускорения методом обращенного лазера на свободных электронах. Однако в ОЛСЭ, как известно, существует ограничение на энергию ускоряемых частиц приблизительно до 100 ГэВ из-за падающего с энергией темпа ускорения и, что более существенно, возрастающих с энергией потерь на магнитно-тормозное излучение электронов в ондуляторе (ондуляторное излучение).

#### 4. УСКОРЕНИЕ КИЛЬВАТЕРНЫМИ ВОЛНАМИ В ПАССИВНЫХ ЗАМЕДЛЯЮЩИХ СТРУКТУРАХ

При ускорении кильватерными волнами в замедляющих структурах пучок частиц относительно небольшой энергии, но с большим током впрыскивается в пассивную (например, в диафрагмированный волновод) или активную (например, плазма) замедляющую структуру и создает электромагнитное поле, которое затем используется для ускорения другого пучка частиц, меньшей плотности, до более высоких энергий.

В определенном смысле все существующие ускорители являются ускорителями на кильватерных волнах. Например, в обычных линейных ВЧ-ускорителях пучок электронов небольшой энергии и большого тока возбуждает ВЧ-электромагнитное поле в резонаторе клистрона, которое и является в данном случае «кильватерным полем». Это поле через волновод передается в ускоряющую структуру, где и происходит ускорение пучка частиц до требуемой энергии. То новое, что позволяет относить ускорение в кильватерных волнах в пассивных структурах к новым методам ускорения, состоит в значительных количественных изменениях характеристик соответствующих ускорительных установок, изменениях настолько сильных, что они иногда требуют и качественных изменений, в особенности в системах ВЧ-питания. Прежде всего, как минимум на порядок по сравнению с традиционными методами, может быть увеличен темп ускорения до значений 150—200 МэВ/м. Это, в свою очередь, требует, во избежание пробоев или разрушений в пассивных структурах, увеличения частоты поля. Увеличение частоты до десятков гигагерц обусловлено также требованием сохранения на возможно более низком уровне импульсной мощности, подаваемой в ускоряющую структуру, а также уменьшения токовых нагрузок. Тем не менее импульсная мощность, например, в указанном интервале частот достигает порядка гигаватт на метр ускоряющей структуры при длительности импульса десятки наносекунд. Все это требует разработки новых источников ВЧ (или, скорее, УВЧ)-питания, совмещения (или существенного приближения) генерирующих электромагнитную волну структур с ускоряющими [13, 65—67].

Рассмотрим работы, посвященные пассивным структурам, хотя некоторые общие результаты оказываются справедливыми и для ускорения кильватерными волнами в плазме (см. разд. 5).

Первые предложения по ускорению кильватерными волнами в пассивных структурах принадлежат Воссу и Вейланду [68, 69]. Экспериментальное исследование эффекта было проведено на созданной в DESY установке, которую авторы назвали трансформатор на кильватерной волне [70] (рис. 5). В этой установке электронный кольцевой пучок пересекает ускоряющую структуру (диафрагмированный волновод) через отверстие в диафрагмах, расположенных вблизи внешней стенки волновода. Генерируемые кильватерные волны отражаются

Рис. 5. Ускорение в кильватерных полях

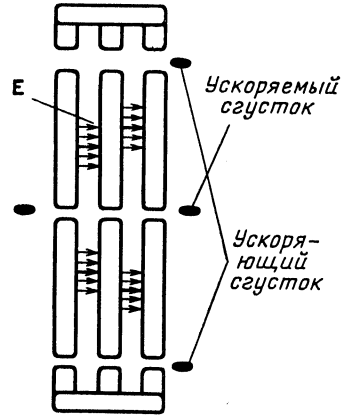
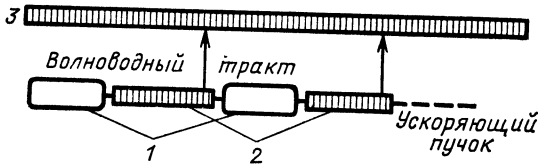


Рис. 6. Релятивистский клистрон. Сильноточный пучок средних энергий создается модулем ИЛУ (1). Сгруппированный пучок от ИЛУ возбуждает СВЧ-поля в резонаторной системе (2) с малым импедансом. Потери энергии ускоряющего пучка на излучение компенсируются доускорением в модулях ИЛУ; 3 — линейный ускоритель с высоким темпом ускорения на частоте 35 ГГц



от внешней стенки и движутся вдоль радиуса к центру волновода, при этом объем, занимаемый полем, уменьшается.

На оси волновода образуется суммарное поле, возрастающее обратно пропорционально корню квадратному из радиуса объема, содержащего поле кильватерной волны. При такой конфигурации замедляющей структуры известно для последовательно следующих и продольно симметричных сгустков ограничение на значение ускоряющего поля  $E_+$ , которое вытекает из закона сохранения энергии:  $E_+/E_- \equiv R \leq 2$  (где  $E_-$  — тормозящее исходный пучок поле,  $R$  — коэффициент трансформации), уже неприемлемо, и для рациональных размеров структуры можно получить коэффициент трансформации  $R = 10 \div 20$ .

Основная трудность в осуществлении предложенной в [68—70] схемы (как, впрочем, в значительной мере и любой другой схемы) состоит в создании ускоряющего пучка достаточно высокой плотности, как это отмечают авторы эксперимента [13]. Им удалось получить только 10 % плотности ускоряющего пучка, и поэтому наблюдаемый темп ускорения составлял всего 8 МэВ/м вместо ожидаемого 100 МэВ/м.

Однако идея работ [68—70] имела большую эвристическую ценность, повлияв на порождение ряда новых идей, связанных с ускорением кильватерными волнами в различного типа замедляющих волноводных структурах. К таким предложениям относится линейный ускоритель с включаемой мощностью [71], в котором предла-



гается вместо кольцевого пучка [68, 69], идущего по периферии структуры, использовать электроны, испускаемые фотодиодами под воздействием требуемым образом сфазированного лазерного излучения. Оценки показали, однако, что для создания тока фотоэлектронов требуемой плотности мощность лазера должна быть очень большой. В работе [13] была высказана и далее развита в [66, 67, 72] идея релятивистского клистрона, в которой электронные пучки высокой интенсивности ( $\sim 1-2$  кА), большой пиковой мощности ( $\sim$  ГВт) и небольшой энергии ( $\sim 1$  МэВ), создаваемые современными индукционными ускорителями, используются для генерации ВЧ-поля с длиной волны  $1-3$  см (см., например, [67], рис. 6).

Релятивистский клистрон является естественным соединением двух хорошо разработанных технологий — клистронных ламп и индукционного линейного ускорителя. Коллаборация — Центр линейного ускорителя в Станфорде (SLAC), Лоуренсовская лаборатория в Беркли (LBL) и Лоуреновская Национальная лаборатория в Ливерморе (LNL) — активно разрабатывает это предложение, имея конечной целью создание электрон-позитронного коллайдера в тераэлектрон-вольтной области энергий и компактных ускорителей на небольшие энергии (см., например, [66, 67], где отмечены и трудности, встречающиеся на этом пути). В [67] представлены первые экспериментальные данные по созданию релятивистских клистронов различных типов. Достигнутые результаты характеризуются следующими цифрами:

Выходная частота, ГГц . . . . .	8,57—11,4
Пиковая мощность, МВт . . . . .	75—200
Эффективность, % . . . . .	50
Напряженность поля в ускоряющей секции на 11,4 ГГц, МВ/м . . . . .	140

К варианту релятивистского клистрона следует отнести и предложенный Шнелем в CERN двухстадийный ускоритель [13, 73, 74],

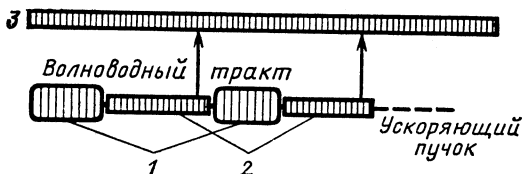


Рис. 7. Двухступенчатый линейный ускоритель. Стружки с энергией 3 ГэВ генерируют СВЧ-поля в резонаторах на частоте 30 ГГц (2). Потери энергии восполняются доускорением в модулях сверхпроводящего линейного ускорителя (1); 3 — линейный ускоритель с высоким темпом ускорения на частоте 30 ГГц

в котором, в отличие от релятивистского клистрона, вместо ИЛУ, используются сверхпроводящие резонаторы на 350 МГц, которые создаются в CERN для последующего развития LEP (рис. 7).

Развивая первоначальную идею трансформатора на кильватерных волнах [68—70], с учетом значений параметров двухстадийного ускорителя [74], был предложен резонансный трансформатор на кильватерных волнах [13] (рис. 8), в котором используется резонансный режим, создаваемый многосгустковыми (например, 50) кольцевыми пучками, отстоящими друг от друга по времени на 1 нс и резонансно-возбуждающими кильватерные волны в ускоряющей структуре. Такая схема позволяет существенно (на несколько порядков) увеличить коэффициент трансформации по сравнению с

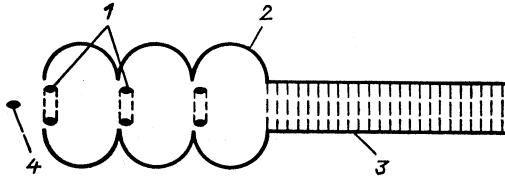


Рис. 8. Резонансное возбуждение кильватерного поля. Пролет 50—100 кольцевых сгустков, каждый из которых имеет заряд 500—100 кКл резонансно возбуждает моду с продольной составляющей  $E$  поля:

1 — ускоряющие электронные кольца; 2 — ускоритель электронных колец; 3 — система резонансного возбуждения кильватерного поля и ускорения; 4 — сгусток большой энергии

одноимпульсным режимом. Трудности, очевидно, состоят в создании требуемой последовательности интенсивных и коротких кольцевых сгустков, которые, кроме всего прочего, должны иметь разные энергии, так как впередиидущие сгустки тормозятся меньше, чем последующие.

Все предложенные и описанные выше схемы имеют то явное преимущество, что они относительно мало отличаются по технологии от обычных схем действующих линейных ускорителей (если не считать перехода к ультравысоким частотам). Поэтому их иногда (см., например, [9]) называют квазиобычными линейными ускорителями на ультравысоких частотах. Это направление работ бурно развивается, как уже отмечалось, в связи с проблемой создания линейных коллайдеров в тераэлектрон-вольтовой области энергий (CERN, SLAC — LBL — LLNL, DESY) и в ближайшие годы здесь надо ожидать заметного прогресса (см., например, [14]).

В связи с изложенным начиная с 1985 г. в ЕрФИ (Э. М. Лазиев и В. М. Цаканов) был выполнен ряд теоретических работ по расчету кильватерных полей в различных структурах и поиску путей увеличения коэффициента трансформации в замедляющих структурах [75—80].

В схеме ускорения с использованием цилиндрического резонатора эллиптического сечения ускоряющий и ускоряемый сгустки движутся с некоторым запаздыванием по осям, проходящим через фокусы эллипса. При этом электромагнитные поля, возбужденные

в одном из фокусов эллипса ускоряющим сгустком, отражаются от боковой поверхности и собираются в другом фокусе эллипса, вдоль которого может быть инжектирован ускоряемый сгусток. Расчеты, проведенные с использованием метода разложения по собственным модам резонатора, показывают, что такое разделение траекторий дает наиболее оптимальный энергообмен между сгустками [75]. На рис. 9 приведены графики функции потерь энергии  $V(s)$  вдоль линий обоих фокусов эллипса при учете 1000 первых возбуждаемых

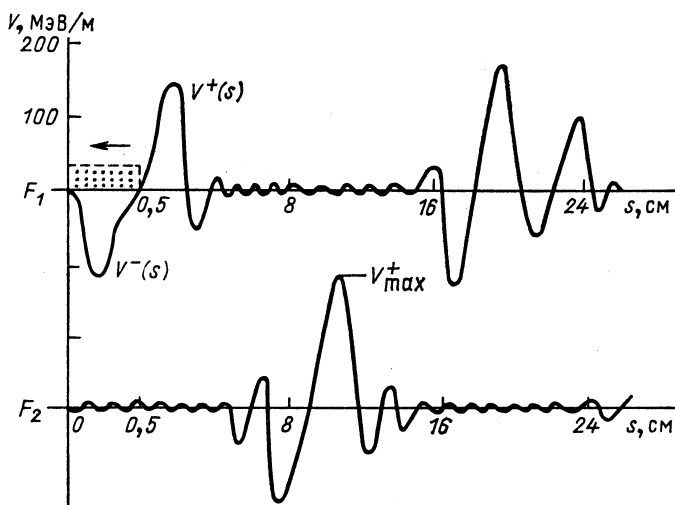


Рис. 9. Графики функции потерь  $V(s)$  вдоль линий фокусов эллипса  $F_1$  и  $F_2$  при учете 1000 первых возбуждаемых мод;  $s$  — расстояние от ведущего сгустка

мод. Размеры резонатора, см: длина 2,5, большая полуось 4, малая полуось 2,4. Кильватерные поля возбуждаются вдоль линии первого фокуса цилиндрическим ультрарелятивистским сгустком длиной 0,5 см, радиусом 2 мм и числом частиц  $10^{13}$ .

Видно, что всплески электромагнитного поля с чередующейся полярностью появляются вдоль линий обоих фокусов эллипса. При этом для данной геометрии максимумы смещены на 8 см вдоль направления движения. Для заданных размеров резонатора это приблизительно соответствует интервалу времени, необходимому для отражения возбуждаемых в первом фокусе полей от боковой поверхности и достижения оси, проходящей через другой фокус. Разница  $\sim 1$  см возникает за счет продольного размера резонатора.

Поля достигают линии второго фокуса на расстоянии 6,4 см. В точке максимума функции  $V(s)$  вдоль линии второго фокуса может быть инжектирован ускоряемый сгусток электронов. При этом максимальный темп ускорения достигает  $\sim 190$  МэВ/м. Ширина пика составляет 0,5—0,8 см. В точках с отрицательным значением

функции потерь могут быть ускорены частицы противоположного знака (позитроны). Однако в рассмотренной схеме коэффициент трансформации оказывается низким. Расчеты показывают [75], что для схем ускорения с использованием симметричных в продольном направлении ведущих сгустков коэффициент трансформации не превышает 1,5.

На рис. 10 приведены дисперсионные кривые для заданной моды для различных типов волноводов [79]. Прямые, исходящие из начала координат, соответствуют условию равенства фазовой скорости волн скорости света.

Видно, что в периодической структуре (диафрагмированный волновод) каждая мода может распространяться с произвольной фазо-

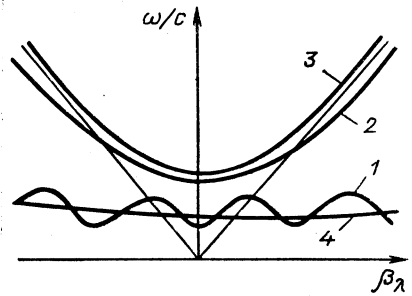


Рис. 10. Дисперсионные кривые для заданной моды и различных типов волноводов:

1 — диафрагмированный волновод; 2 — волновод с диэлектрическим заполнением; 3 — пустой волновод; 4 — набор резонаторов

вой скоростью. Заряд взаимодействует с теми модами, фазовая скорость которых совпадает со скоростью частиц. Точный расчет кильватерных полей в таких структурах методом разложения по собственным модам связан с определенными трудностями [76]. Однако для структур с малой связью между соседними ячейками периодичности можно приближенно оценить значение кильватерных полей. Погрешность при этом, в частности для цилиндрического волновода, имеет порядок  $a^3/b^2D$ , где  $D$  — длина ячейки,  $a$  — внутренний радиус диафрагм,  $b$  — радиус волновода. Приближение заключается в том, что в пределах одной ячейки собственные моды заменяются соответствующими модами замкнутого резонатора, аналитическое представление которых хорошо известно.

На рис. 11 приведены распределения кильватерной функции потерь при пролете гауссовского сгустка вдоль оси линейного ускорителя — инжектора ЕрФИ. Число частиц в сгустке составляет  $10^7$ , ширина сгустка 2 мм. Из рисунков видно, что при среднеквадратичном размере сгустка  $\sigma = 10$  мм наблюдается ускорение задней части сгустка, явление само по себе заслуживающее пристального внимания. Отметим в этой связи работы [81, 82], выполненные в начале 70-х годов в ЕрФИ, в которых эффект ускорения хвостовой части электронного сгустка, пролетающего резонатор (эффект «голова — хвост»), рассмотрен более подробно (в [82] есть ссылки на более ран-

ние работы). Хотя максимумы темпа ускорения за сгустком не превышают 1 кэВ/м, в случае интенсивного ведущего сгустка с числом частиц  $10^{13}$  это значение может достигать 100 МэВ/м. Отметим, что при таких плотностях ускоряющего сгустка существенным может стать влияние поперечных сил на динамику как ускоряющего, так и ускоряемого сгустков.

Проблема обеспечения высокого коэффициента трансформации в схеме ускорения кильватерным полем связана с возможностью

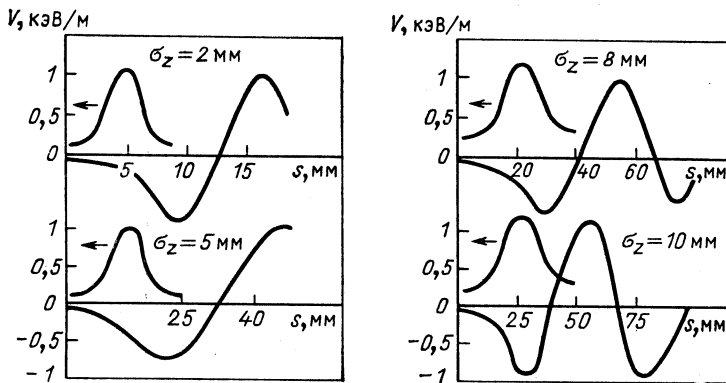


Рис. 11. Распределение кильватерной функции потерь при пролете гауссова сгустка вдоль оси линейного ускорителя — инжектора ЕрФИ при различных значениях среднеквадратичных размеров сгустка  $\sigma_z$

получения интенсивных сгустков с нестандартными продольными распределениями плотности частиц [83]. Как уже отмечалось [83, 84], для симметричных ускоряющих сгустков коэффициент трансформации не может превышать 2. Можно доказать [77], что электромагнитные волны с максимальным коэффициентом трансформации генерируются ускоряющим сгустком при условии, что все частицы теряют одну и ту же энергию. К такому классу относятся сгустки с линейным, кусочно-линейным, кусочно-экспоненциальным продольным распределениями [75, 78—80].

Более приемлемой с точки зрения реализации является схема с использованием последовательности ускоряющих сгустков. В частности, в одномодовом приближении частицы  $N$  точечных ускоряющих сгустков теряют одну и ту же энергию, если расстояние между сгустками равно половине длины возбуждаемой волны, а число частиц в  $n$ -м сгустке равно  $N_n = N_1 (2n - 1)$ . При этом коэффициент трансформации будет равным  $2N$ . На рис. 12 приведены зависимости числа частиц, участвующих в генерации кильватерных полей, от коэффициента трансформации для некоторых схем ускорения.

Видно, что наиболее оптимальным является рассмотренная последовательность точечных сгустков. Преимущество этого варианта также в том, что общее число частиц, участвующих в энергообмене,

можно значительно увеличить, оставляя в разумных пределах число частиц в каждом сгустке.

В заключение отметим справедливость приведенных рассуждений для схем ускорения кильватерным полем в плазме, где возбуждается одна мода на плазменной частоте.

Для экспериментальной проверки свойств различных схем генерации кильватерных волн в ЕрФИ планируется использовать новый

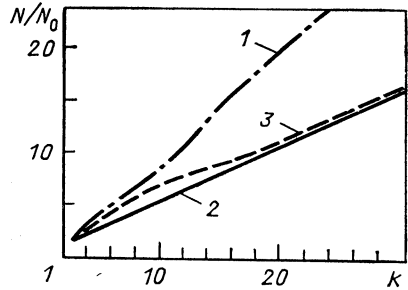


Рис. 12. Зависимость числа частиц, генерирующих кильватерные поля, от коэффициента трансформации  $K$  для некоторых схем ускорения при заданном темпе ускорения:

1 — ведущий сгусток с линейным возрастанием плотности частиц; 2 — последовательность сгустков с возрастающим номером сгустка числом частиц; 3 — кусочно-линейный ведущий сгусток

линейный ускоритель. В настоящее время начат монтаж трехсекционного стенда и завершается сооружение экспериментального зала.

**Параметры трехсекционного стенда:**

Энергия, МэВ . . . . .	30 (50 МэВ при половинном токе)
Ток в импульсе, А . . . . .	1,0—1,5
Длительность импульса, с . . . . .	$8 \cdot 10^{-6}$
Длительность сгустка, с . . . . .	$3,6 \cdot 10^{-11}$
Частота повторения, Гц . . . . .	50—100
Средний ток, мкА . . . . .	1000—1500
Плотность числа частиц в сгустке, см <sup>-3</sup> . . . . .	$(2,2—3,3) \cdot 10^9$
Длина сгустка, см . . . . .	0,5—1
Диаметр сгустка, см . . . . .	0,5—0,7
Средняя мощность, кВт . . . . .	120—150

Ускоритель будет иметь систему монохроматизации пучка, систему изменения расстояний между сгустками, а также систему регулируемой задержки одного импульса относительно другого. Запуск трехсекционного стенда намечается на конец 1990 г.

**5. НЕЛИНЕЙНЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ УСКОРЕНИИ КИЛЬВАТЕРНЫМИ ВОЛНАМИ В ПЛАЗМЕ**

Идеи о возможности использования продольных кильватерных волн, возбуждаемых движущимися в плазме электронами или сгустками электронов для ускорения заряженных частиц, первоначально были высказаны Б. М. Болотовским [85] и Я. Б. Файнбергом [86, 87]

в начале 50-х годов. В середине 80-х годов интерес к ускорению кильватерными волнами в плазме (УКВП) вновь возродился в серии работ, выполненных почти одновременно в SLAC и UCLA, как некая альтернатива методу ускорения с помощью лазерных волн биения в плазме (см. обзоры [1, 88—92]). В частности, в работе Чена и Рута [93] проведен сравнительный анализ обеих схем ускорения и показано, что схема УКВП имеет более высокую эффективность и требует меньшей энергии пучков по сравнению со схемой биений двух лазерных волн при одинаковом ускоряющем градиенте. Довольно подробно исследовался вопрос увеличения коэффициента трансформации  $R$  — отношения ускоряющего поля кильватерной волны к тормозящему пучок полю внутри него, или, что то же, отношение приобретенной энергии ускоряемых частиц к энергии частиц пучка. Как уже отмечалось, в случае пассивных структур, при определенных допущениях, это отношение не должно превосходить 2, в случае плазмы это утверждение при тех же условиях сохраняется (теорема Даусона). Для значительного увеличения коэффициента трансформации рассматривались пучки с постоянно (к хвосту) нарастающей плотностью, либо неколлинеарные ускоренный и ускоряющий пучки [84, 94—96].

В [97] для увеличения коэффициента трансформации предложено использовать неоднородность поля по сечению замедляющей структуры. Предлагается также создать условия эффективного ускорения, размещая возбуждающий поле поток и ускоряемые частицы в разные резонансы относительно волны.

В [98] рассмотрено влияние границы полубесконечной плазмы на образование кильватерной волны заряженной частицей; показано, что переходные эффекты, связанные с наличием границы раздела вакуума и плазмы, существенны на расстояниях порядка нескольких плазменных длин волн от границы. Этот вывод следует также и из результатов работы [99], где рассмотрены задачи об излучении частицы на границе с плазмой.

В работе [100] рассмотрено влияние токовой нагрузки ускоряемого пучка на процесс ускорения и оценены предельные значения плотности ускоряемых пучков в зависимости от плотности электронов плазмы и ускоряющего пучка. Наряду с ускоряющим кильватерным полем, при учете конечности поперечных размеров пучка, возникают также фокусирующие магнитные (охватывающие пучок) и электрические (радиальное) поля. Анализ процесса фокусировки исходного пучка в плазме посвящено большое и все возрастающее количество работ [100—106]. Интерес к этой проблеме особенно обострился в связи с необходимостью получения, в целях увеличения светимости, микронных и субмикронных пучков при конечной фокусировке (перед столкновением) в коллайдерах сверхвысоких энергий. Проведенные численные оценки показывают, например, [104], что светимость проектируемого в CERN электрон-позитронного коллайдера в тераэлектрон-вольтовой области энергии (CLIC) может

быть увеличена на порядок при использовании предлагаемого способа фокусировки по сравнению с другими традиционными способами.

Экспериментальному исследованию ускорения в кильватерной (области) плазменной волне посвящены работы группы Аргонн — Висконсин [107, 108]. В эксперименте использовались интенсивные ( $10^{10}$  e/имп.) пучки электронов от линейного ускорителя на 21,4 МэВ Химического отдела Аргоннской Национальной лаборатории. После прохождения короткой графитовой мишени пучок в специальном

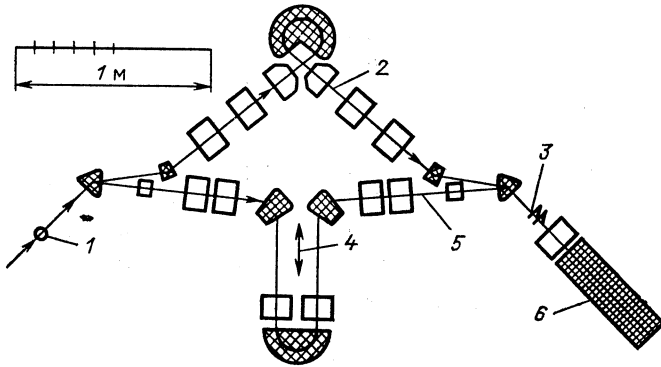


Рис. 13. Схема установки Аргоннской Национальной лаборатории для проверки ускорения кильватерными волнами:

1 — мишень; 2 — траектория пучка высокой энергии; 3 — секция проверки; 4 — тромбон; 5 — траектория пучка низкой энергии; 6 — спектрометр

спектрометре расщеплялся на два пучка, один из которых — ускоряющий, имел энергию 21,4 МэВ, другой — меньшей интенсивности, энергию 15 МэВ — пучок-свидетель. Спектрометр имеет тромбон, который позволяет осуществлять задержку во времени, в пределах ( $-50, +200$ ) пс, пучка-свидетеля относительно ускоряющего пучка. Оба пучка проходили однородный столб плазмы длиной 33 см с плотностью электронов  $2,3 \cdot 10^{13}$  см $^{-3}$ . Энергии обоих пучков после прохождения столба плазмы измерялись спектрометром, расположенным в конце тракта пучков (рис. 13). В зависимости от величины задержки пучок-свидетель попадал либо в ускоряющее, либо в замедляющее поле продольной кильватерной волны, возбуждаемой ведущим пучком. Было экспериментально наблюден периодическое ускорение и замедление пучка-свидетеля в зависимости от времени задержки (рис. 14). Наблюденный максимальный градиент ускорения составлял 1,6 МэВ/м; при дальнейших исследованиях он будет увеличен за счет вновь вводимой системы сжатия импульсов пучка.

Во всех (за исключением [101]) упомянутых выше теоретических работах используется линейное приближение, когда возмущение плотности электронов плазмы  $\Delta n \ll n_0$  (или  $n_{b0}/n_0 \ll 1$ ), где  $n_0$  — равновесная плотность электронов плазмы,  $n_{b0}$  — плотность электро-



нов пучка, которая, кроме того, принимается постоянной и заданной. Предполагается также, что движение электронов плазмы нерелятивистское. Учет нелинейных эффектов, связанных с увеличением степени неравновесности системы и релятивизмом, которые оказались при определенных условиях качественно и количественно

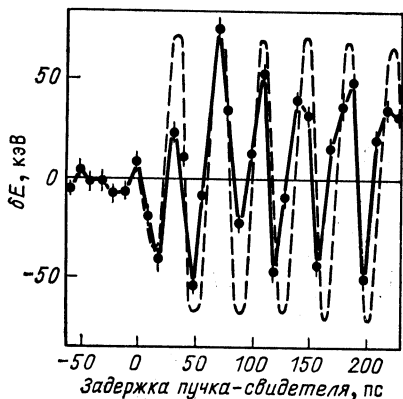


Рис. 14. Ускорение пучка-свидетеля кильватерной волной в плазме на Аргоннской установке:

штриховая линия показывает предсказываемое теорией изменение энергии при следующих экспериментальных условиях: длительность ведущего пучка 2,1 нс, длина плазменного столба 33 см, плотность электронов плазмы  $2,3 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ . Соответствующий темп ускорения примерно равен 1 МэВ/м. Сплошная кривая — результат эксперимента

существенными, проводился, начиная с 1977 г., в работах Ереванской группы [109—116]. В последнее время в ряде работ [104, 117, 118] также рассматривается генерация нелинейных кильватерных волн релятивистскими электронными пучками в плазме.

Здесь необходимо отметить основополагающие работы 1955—1956 гг. А. И. Ахиезера и Р. В. Половина [119, 120], в которых впервые были сформулированы и решены уравнения для свободных продольных волн в безграничной релятивистской плазме. В частности, в [119] (см. также [121]) было получено предельное значение напряженности электрического поля свободной продольной волны в релятивистской холодной плазме:

$$\frac{eE_{\max}}{m\omega_p c} = \sqrt{2}\gamma_{\max}^{1/2},$$

где

$$\gamma_{\max} = \left(1 - \frac{u_{\max}^2}{c^2}\right)^{-1/2},$$

$u_{\max}$  — максимальная скорость электронов плазмы.

Значение  $E_{\max}$  существенно отличается от предельного значения для холодной нерелятивистской плазмы, полученной позже Даусоном [122, 123],  $eE_{\max}/(m\omega_p c) \simeq 1$ , которое обычно цитируется как предельное значение напряженности поля, после которого наступает распад волны. В работах [110—113], в обобщение работы [119], были рассмотрены продольные волны в плазме, генерируемые сгустками релятивистских электронов, движущихся с постоянной скоростью  $v_0 \ll c$  и лоренц-фактором  $\gamma_0 \simeq (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$ , и показано, что при

$n_{b0} \approx n_0/2$ , где  $n_{b0}$ ,  $n_0$  — плотности соответственно электронов сгустка и плазмы и  $\frac{n_{b0}^2}{n_0^2} \left(1 - \frac{2n_{b0}}{n_0}\right) \gg \gamma_0^2 \gg 1$ , предельное значение напряженности поля определяется формулой  $eE_{\max}/m\omega_p c = \sqrt{2}\gamma_0^{1/2}$ . Мы видим, что только при определенных условиях, накладываемых на лоренц-фактор получается зависимость поля, пропорциональная фактору  $\gamma_0^{1/2}$  (а не  $\gamma_{\max}^{1/2}$  — электронов плазмы, как в [119]). В тех же случаях, когда  $\gamma_0^2 \gg \frac{n_{b0}^2}{n_0^2} \left(1 - \frac{2n_{b0}}{n_0}\right) \gg 1$ , напряженности полей также оказываются большими, но уже за счет фактора  $(1 - 2n_{b0}/n_0)^{-1}$ . Это обстоятельство не всегда четко формулируется в литературе [117, 118, 122]. Заметим, что уравнения работ [119, 120] использовались также в [124] для исследования образования продольных волн в плазме волнами биения от двух лазеров. Более подробно различные случаи зависимости электрического поля продольной волны от  $\gamma_0$ -фактора электронов сгустка и условие применимости соответствующих формул приводятся ниже, где мы излагаем основные результаты теоретического рассмотрения возбуждения интенсивных продольных волн в плазме релятивистским электронным сгустком [109—115].

В работе [116] Ереванской группы учтено самосогласованным образом обратное влияние поля пучка на его распределение по продольным импульсам. В последнее время той же группой выполнены расчеты, учитывающие движение ионов и поперечные размеры сгустка. В последнем случае найдены приближенные выражения для фокусирующих (дефокусирующих) сил, обобщающие результаты предыдущих работ [100—106].

Весь процесс взаимодействия релятивистского сгустка с плазмой можно разбить на стадии. Сгусток инжектируется в плазму в течение времени  $\tau = d/v_0$ , где  $d$  — длина сгустка,  $v_0$  — начальная скорость электронов сгустка. Инжекция сгустка в плазму сопровождается возникновением переходных полей, которые убывают со временем и при  $t_{кр} \geq \tau + nT$  (см. также [98]), где  $T$  — период стационарной кильватерной волны,  $n \geq 1$  — целое число, в системе плазма — сгусток устанавливается стационарный режим плазменных колебаний, когда все величины, характеризующие пучок и плазму, а именно плотности электронов пучка  $n_b$  и плазмы  $n_e$ , продольные импульсы  $\rho_b = P_{bz}/mc$ ,  $\rho_e = P_{ez}/mc$  электронов пучка и плазмы, поля  $E^b$  и  $E$  внутри и за сгустком перестают явно зависеть от времени и являются функциями переменной  $\tilde{z} = z - v_\phi t$ ,  $v_\phi \approx v_0$ , где  $v_\phi$  — фазовая скорость возбужденной волны. За время  $t_{кр}$  за сгустком возбуждается кильватерное поле  $E$ , поле внутри сгустка полностью ( $E^b = 0$ ) или частично ( $E^b \neq 0$ ) компенсируется, и устанавливается определенное распределение по импульсам  $\rho_e$  и  $\rho_b$  электронов плазмы и сгустка в области, занятой сгустком, и за сгустком. Далее, хвостовые электроны сгустка, приобретая импульсы  $\rho_b \gg \rho_0$ , где  $\rho_0$  — импульс электронов фронта сгустка, равный начальному им-

пульсу электронов, обгоняют электроны фронта сгустка, и сгусток разваливается за время  $t_n = 2d\gamma_0^2/c \gg t_{кр}$ .

**Нелинейные кильватерные поля и темп ускорения частиц в случае заданного сгустка.** Получено точное решение следующей задачи: в холодную бесстолкновительную плазму плотности  $n_0$  с неподвижными ионами проходит с постоянной скоростью  $v_0$  релятивистский пучок электронов заданной плотности  $n_{b0}$ , продольные размеры которого  $d$ , а поперечные размеры бесконечны. Рассматривается установившийся стационарный режим, когда все переменные перестают явно зависеть от времени и являются функциями одной переменной  $\tilde{z} = z - v_\phi t$ , где  $v_\phi \approx v_0 \approx c$  — фазовая скорость возбуждаемой сгустком продольной кильватерной волны в плазме. Уравнения релятивистской магнитной гидродинамики для электронов плазмы и уравнения Максвелла для полей волны внутри сгустка и за сгустком электронов в этом случае сводятся к системе уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2}{d\tilde{z}^2} (\beta \rho_e - \sqrt{1 + \rho_e^2}) + \frac{\omega_p^2 \rho_e}{c^2 (\beta \sqrt{1 + \rho_e^2} - \rho_e)} + \frac{\omega_b^2}{c^2} [\theta(\tilde{z}) - \theta(\tilde{z} - d)] &= 0; \\ \left( \beta - \frac{\rho_e}{\sqrt{1 + \rho_e^2}} \right) \frac{d\rho}{d\tilde{z}} &= \frac{eE}{mc^2}; \\ \frac{\partial}{\partial \tilde{z}} (n_e v_e - n_e v_\phi) &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где

$$\beta = v_\phi/c, \quad \omega_{p,b}^2 = 4\pi e^2 n_{0,b0}/m,$$

при граничных условиях  $n_e(d) = n_0$ ,  $\rho_e(d) = 0$ ,  $E^b(d) = 0$ .

Через время  $t_{кр}$  после влета сгустка в плазму за сгустком возбуждается стационарная кильватерная волна с длиной

$$\tilde{z}_\lambda = 4 \sqrt{2} \frac{v_0}{\omega_p} \gamma_0^{1/2} \quad (15)$$

и максимальной напряженностью поля

$$E_{\max} \approx \sqrt{2} \frac{mc\omega_p}{e} \gamma_0^{1/2} \quad (16)$$

при условиях

$$\frac{n_{b0}^2}{n_0^2} \left/ \left( 1 - \frac{2n_{b0}}{n_0} \right) \right. \gg \gamma_0^2 \gg 1, \quad n_{b0} \approx \frac{n_0}{2}, \quad (17)$$

и

$$E_{\max} = \sqrt{2} \frac{mc\omega_p}{e} \frac{(n_{b0}/n_0)^{1/2}}{\left( 1 - \frac{2n_{b0}}{n_0} \right)^{1/4}}, \quad \tilde{z}_\lambda = 4 \sqrt{2} \frac{v_0}{\omega_p} \frac{(n_{b0}/n_0)^{1/2}}{\left( 1 - \frac{2n_{b0}}{n_0} \right)^{1/4}}, \quad (18)$$

при обратном условии

$$\gamma_0^2 \gg \frac{n_{b0}^2/n_0^2}{1-2n_{b0}/n_0} \gg 1, \quad n_{b0} \approx \frac{n_0}{2}. \quad (19)$$

Условие полной компенсации заряда сгустка (поле внутри сгустка  $E^b = 0$ ) приводит к ограничению на длину сгустка  $d \leq \frac{n_{b0} \tilde{z}_\lambda}{n_0 - n_{b0}}$ , если же поле внутри сгустка не полностью компенсировано ( $E^b \neq 0$ ), то выражения (15), (16), (18) для максимальных значений напряженности поля и длины кильватерной волны получаются при длине сгустка

$$d = \frac{2v_0}{\omega_p} \gamma_0 \quad \text{или} \quad d = \frac{2v_0}{\omega_p} \frac{n_{b0}/n_0}{(1-2n_{b0}/n_0)^{1/2}} \quad (20)$$

соответственно при условиях (17) или (19). При длинах больших или меньших приведенных максимальные значения напряженности поля и длины волны соответственно больше или меньше определяемых по формулам (15), (16), (18). Например, в случае, когда длина сгустка определяется выражением  $d_0 = \frac{8v_0}{\omega_p} \gamma_0^2$ , напряженность поля и длина кильватерной волны даются выражениями

$$E_{\max} \simeq 2 \frac{mc\omega_p}{e} \gamma_0, \quad \tilde{z}_\lambda = \frac{8v_0}{\omega_p} \gamma_0 \quad (21)$$

при условии (17). Общая зависимость напряженности кильватерного поля от длины сгустка требует численного анализа. Общие выражения для неявной зависимости  $d = d(E)$  приведены в [111—113].

Приведем несколько числовых оценок максимальных значений напряженности продольного кильватерного поля и темпа ускорения частиц в нем при разных значениях параметров  $n_0$ ,  $n_{b0}$  и  $\gamma_0$  плазмы и сгустка.

1. Пусть равновесная плотность электронов плазмы  $n_0 = 10^{13}$  см<sup>-3</sup>,  $\omega_p = \sqrt{3 \cdot 10^9 n_0} = 1,7 \cdot 10^{11}$  с<sup>-1</sup>; плотность сгустка  $n_{b0} \simeq n_0/2$  [см. условие (17)] и релятивистский фактор сгустка  $\gamma_0 = 10^2$  (50 МэВ). (Приведенные параметры близки к значениям параметров ИЛУ АТА в Ливерморе, США.) Тогда  $E_{\max} = 4,1 \cdot 10^9$  В/м, а максимальный темп ускорения  $eE_{\max} = 4,1$  ГэВ/м. При этом длина сгустка в случае полной компенсации поля внутри сгустка  $d \leq 10$  см, в случае же частичной компенсации ( $E^b \neq 0$ ) приведенные значения напряженности поля и темпа ускорения имеют место при длине сгустка  $d \leq 35$  см. Расстояние, проходимое сгустком в плазме до установления стационарного режима  $L = v_0 t = d + n \tilde{z}_\lambda = 54$  см при  $n = 2$  (рис. 15, 16).

2.  $n_0 = 2 \cdot 10^{11}$  см<sup>-3</sup>,  $\omega_p = 2,4 \cdot 10^{10}$  с<sup>-1</sup>,  $n_{b0} = n_0/2 = 10^{11}$  см<sup>-3</sup>,  $\gamma_0 = 60$  (30 МэВ). В этом случае  $E_{\max} = 4,6 \cdot 10^8$  В/м,  $eE_{\max} = 460$  МэВ/м,  $d \leq 53$  см при компенсации поля в сгустке и  $d \simeq 1,5$  м при некомпенсированном сгустке, а  $L = 256$  см.

В случае малых плотностей электронов сгустка выражение для напряженности кильватерного поля не зависит от  $\gamma_0$ -фактора и его

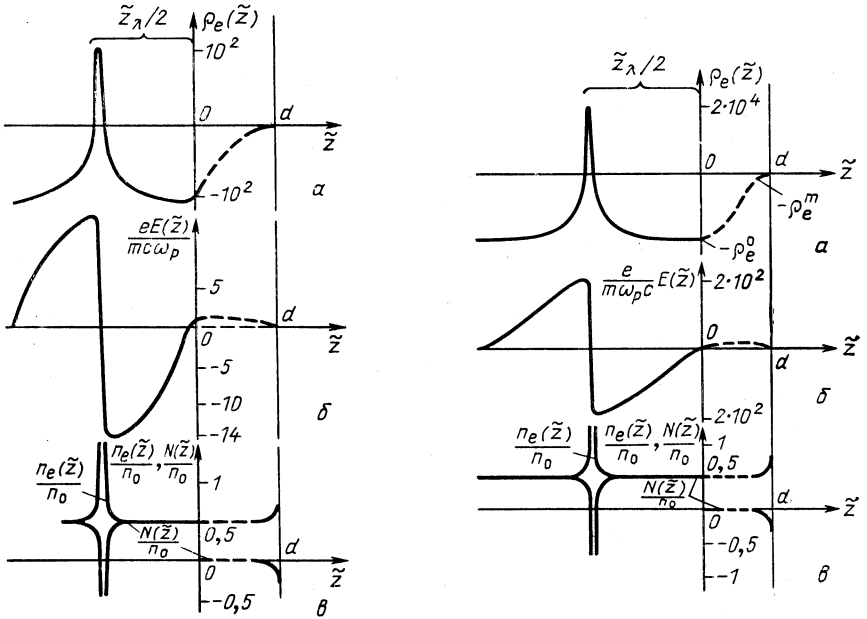


Рис. 15. Схематические графики величин  $\rho_e(\tilde{z})$  (а),  $\frac{eE(\tilde{z})}{m\omega_p c}$  (б),  $n_e(\tilde{z})/n_0$  и  $N(\tilde{z})/n_0$

(а) [где  $N(\tilde{z}) = n_0 - n_e(\tilde{z}) - n_{b0}$  внутри сгустка и  $N(\tilde{z}) = n_0 - n_e(\tilde{z})$  вне сгустка] для заданного некомпенсированного сгустка при  $d = 8V_0\gamma_0^2/\omega_p$ ,  $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{b0} \simeq n_0/2$ ,  $\gamma_0 = 10^2$

Рис. 16. Схематические графики величин  $\rho_e(\tilde{z})$  (а),  $\frac{eE(\tilde{z})}{m\omega_p c}$  (б),  $n_e(\tilde{z})/n_0$  и  $N(\tilde{z})/n_0$  (в) для заданного некомпенсированного сгустка при  $d = 2v_0\gamma_0/\omega_p$ ,  $n_0 = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_{b0} \simeq n_0/2$ ,  $\gamma_0 = 10^2$

максимальное значение равно

$$E_{\max} = \frac{m\omega_p c}{e} \cdot \frac{n_{b0}}{n_0} \beta = 0,96 \cdot 10^2 n_{b0}^{1/2} \left( \frac{n_{b0}}{n_0} \right)^{1/2} \quad (22)$$

при длинах сгустка  $d = \nu v_0/2\omega_p$ . Оптимальный подбор значений  $n_{b0}$  и  $n_0$  с учетом параметров  $n_{b0}$  и  $\gamma_0$  существующих ускорителей дает для этого случая значения ускоряющих кильватерных полей  $E_{\max} = 10^8 \text{ В/м}$  и соответственно темпа ускорения  $eE_{\max} = 100 \text{ МэВ/м}$ .

**Нелинейное самоускорение электронов релятивистского сгустка в плазме.** Приведенные выше результаты получены в приближении «заданного» сгустка, когда его параметры входят в виде заданной

функции в уравнения Максвелла и не учитывается обратное влияние на сгусток возбуждаемых им полей. Учет этого обстоятельства может существенно изменить параметры сгустка и условия возбуждения кильватерного поля и явиться одной из причин развития неустойчивости самого сгустка. Динамика одномерного бесконечно длинного сгустка с однородной в начальный момент плотностью заряда в рамках теории возмущений рассмотрена в работах [125—127]. В [127], в частности, обращено внимание на то, что поля возбуждаются лишь в той области плазмы, которую точечный источник уже миновал. Отсюда из физических соображений можно допустить, что передний фронт сгустка электронов всегда движется со скоростью инжекции  $v_0$ . В [128] показано, что возбуждаемая пучком волна в плазме в основном носит одномодовый характер и электрическое поле в плазме устанавливается практически мгновенно (первая стадия развития двухпучковой неустойчивости). На следующей (второй) стадии поле волны стабилизируется путем захвата части электронов сгустка и амплитуда волны принимает свое максимальное (насыщенное) значение. Далее происходит некоторое уменьшение энергии волны за счет увеличения энергии электронов сгустка. На третьей, наиболее продолжительной стадии процесс уменьшения энергии волны сменяется почти равновесным «квазистационарным» состоянием электронов сгустка и плазмы с практически постоянным отношением энергии волны к энергии электронов сгустка. При этом в хвостовой части сгустка имеются электроны, не захваченные волной с повышенной (вдвое больше начальной) энергией.

В [116] получено точное решение стационарной нелинейной самосогласованной задачи взаимодействия одномерного моноэнергетического релятивистского сгустка электронов с холодной плазмой, когда и сгусток и плазма описываются системой нелинейных уравнений гидродинамики и уравнений Максвелла. При этом авторы [116] принимают модель третьей стадии двухпучковой неустойчивости, когда все величины являются функциями переменной  $\tilde{z} = z - v_0 t$ , как в стационарном случае, хотя фронт пучка по-прежнему движется с начальной скоростью  $v_0$ . Заметим, что на отличие фазовой скорости от начальной указано в работах [125—129], где пучок электронов рассматривается как заданный. В [116] показано, что учет взаимодействия электронов сгустка с возбуждаемым им продольным полем при определенных условиях приводит к возникновению неустойчивого стационарного состояния, в котором часть электронов в хвостовой части сгустка имеет импульсы, значительно превосходящие начальные.

Заметим, что факт наличия в пучке электронов, прошедших сквозь плазму, значительной доли частиц с энергиями, существенно большими энергии электронов, входящих в плазму, был отмечен еще Ленгмюром.

В монографии М. В. Незлина [130] и в обзоре Я. Б. Файнберга [88] приведены результаты некоторых экспериментальных работ по

исследованию энергетического спектра релятивистских электронов, прошедших через столб плазмы.

В работе Харьковской группы [131] показано, что при прохождении пучка электронов с энергией 20 МэВ через плазму с плотностью электронов  $n_e \simeq (2-3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  наблюдается прохождение около 15—20 % электронов пучка, среди которых обнаружены ускоренные до 24 МэВ (рис. 17).

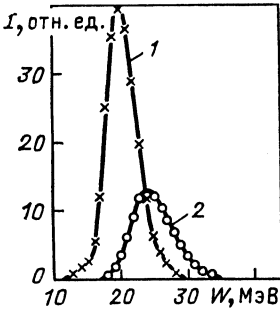


Рис. 17. Энергетические спектры пучка до (1) и после (2) прохождения через плазму [131]

Поведение сгустка электронов с плотностью  $n_b(\tilde{z})$ , фронт которого движется с постоянной скоростью  $v_0$  ( $\beta_0 = v_0/c$ ) через плазму с плотностью электронов  $n_e(z)$  и покоящимися ионами, описывается системой уравнений движения для z-компонент безразмерных импульсов  $\rho_e = P_{ez}/mc$ ,  $\rho_b = P_{bz}/mc$  соответственно электронов плазмы и пучка

$$\frac{d}{d\tilde{z}} (\beta \rho_e - \sqrt{1 + \rho_e^2}) = \frac{eE^b}{mc^2}, \quad (23)$$

$$\frac{d}{d\tilde{z}} (\beta \rho_b - \sqrt{1 + \rho_b^2}) = \frac{eE^b}{mc^2}, \quad (24)$$

уравнениями непрерывности

$$\frac{d}{d\tilde{z}} [n_e (v_e - v_\Phi)] = 0; \quad \frac{d}{d\tilde{z}} [n_b (v_b - v_\Phi)] = 0 \quad (25)$$

и уравнением Пуассона для продольной компоненты поля внутри сгустка

$$\frac{dE^b}{d\tilde{z}} = 4\pi e (n_0 - n_e - n_b), \quad (26)$$

где  $n_0$  — равновесная плотность электронов плазмы, равная плотности неподвижных ионов;  $\beta = v_\Phi/c$ . Мы рассматриваем случай  $n_b < n_0$  и предполагаем непрерывность поля  $E^b$ , импульса электронов плазмы  $\rho_e$  и их плотности  $n_e$  на фронте пучка  $\tilde{z} = d$ , где  $d$  — передняя граница сгустка (или его длина). Поскольку перед сгустком возмущения плазмы отсутствуют, то граничные условия имеют вид  $E^b(d) = 0$ ,  $\rho_e(d) = 0$ ,  $n_e(d) = n_0$ . Мы полагаем также, что на фронте пучка  $\rho_b(d) = \rho_0$ , где  $\rho_0 = \beta_0/(1 - \beta_0^2)^{1/2}$  и  $n_b(d) = n_{b0}$ , где  $n_{b0}$  — постоянная первоначальная плотность электронов сгустка.

Задача имеет точное аналитическое решение, некоторые результаты которого приводятся ниже.

После установления стационарного режима плазменных колебаний (через время  $\tau + nT$  или после прохода сгустком расстояния  $L = d + n\tilde{z}_\lambda$ ) импульсы электронов плазмы и пучка в области, занятой сгустком, при длине  $d_0$  сгустка (см. [113—116]) распределя-

ются следующим образом при  $v_\phi \ll v_0 \approx c$ :

$$-\rho_e^0 \leq \rho_e \leq 0, \quad \rho_b^0 \geq \rho_b \geq \rho_0; \quad (27)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho_e^0 &= \frac{2\beta \frac{n_{b0}}{n_0} \alpha \left(1 - \frac{n_{b0}}{n_0} \alpha\right)}{1 - 2 \frac{n_{b0}}{n_0} \alpha + \frac{n_{b0}^2}{n_0^2} \alpha^2 (1 - \beta^2)}, \\ \rho_b^0 &= \rho_0 + \frac{2\beta^2 \frac{n_{b0}}{n_0} \alpha}{(1 - \beta) \left[1 - 2 \frac{n_{b0}}{n_0} \alpha + \frac{n_{b0}^2}{n_0^2} \alpha^2 (1 - \beta^2)\right]}, \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

где  $\alpha = (\beta_0 - \beta)/(1 - \beta)$ .

В хвостовой части сгустка  $\rho_e$  и  $\rho_b$  приобретают соответственно значения, приведенные в левой части неравенств (27), откуда следует, что электроны плазмы ускоряются назад, а электроны хвостовой части сгустка (до 10 % полного числа частиц сгустка, см. [116]) приобретают дополнительный импульс вперед, пропорциональный [при условии (17)]  $\gamma_0^4$  при длинах сгустка  $d_0 = \frac{8 v_0}{\omega_p} \gamma_0^2$  и  $\gamma_0^2$  при  $d_0 = \pi v_0 / \omega_p$  и  $n_{b0}/n_0 \ll 1$ :

$$\rho_b^0 \approx \rho_0 + 8\gamma_0^4, \quad \frac{n_{b0}}{n_0} \approx \frac{1}{2}, \quad d_0 \approx \frac{8v_0}{\omega_p} \gamma_0^2, \quad (29)$$

$$\rho_b^0 \approx \rho_0 + \frac{4n_{b0}}{n_0} \gamma_0^2, \quad \frac{n_{b0}}{n_0} \ll 1, \quad d_0 \approx \frac{\pi v_0}{\omega_p}. \quad (30)$$

Однако длины  $d_0$  при  $n_{b0}/n_0 \approx 1/2$  для реализуемых в настоящее время значений  $\gamma_0$  и  $n_{b0}$  сгустков очень велики ( $\sim 10^2$  м), и мы приведем также выражения для некоторых промежуточных значений  $\rho_e$  и  $\rho_b$  при длинах сгустка  $d_1 = \frac{2 v_0}{\omega_p} \gamma_0$  (при  $n_{b0} \approx n_0/2$ ). Интервал изменения импульсов электронов сгустка и плазмы в области, занятой сгустком, определяется в этом случае неравенствами:

$$\left. \begin{aligned} -\rho_e^m \leq \rho_e \leq 0, \quad \rho_b^m \geq \rho_b \geq \rho_0, \\ \rho_e^m &= \frac{\beta \frac{n_{b0}}{n_0} \alpha}{\left[1 - \frac{2n_{b0}}{n_0} \alpha + \frac{n_{b0}^2}{n_0^2} \alpha^2 (1 - \beta^2)\right]^{1/2}}, \\ \rho_b^m &= \rho_0 + \frac{1 - \frac{n_{b0}}{n_0} \alpha (1 - \beta^2)}{(1 - \beta) \left[1 - \frac{2n_{b0}}{n_0} \alpha + \frac{n_{b0}^2}{n_0^2} \alpha^2 (1 - \beta^2)\right]^{1/2}}. \end{aligned} \right\} \quad (31)$$

Из приведенных формул видно, что на расстоянии  $d_1$  от фронта сгустка электроны хвостовой части сгустка при условии (17) приобретают



дополнительный по сравнению с начальным импульс

$$\rho_b^m \simeq \rho_0 + 4\gamma_0^3, \quad \frac{n_{b0}}{n_0} \simeq \frac{1}{2}, \quad d_1 \simeq \frac{2v_0}{\omega_p} \gamma_0; \quad (32)$$

$$\rho_b^m \simeq \rho_0 + \frac{2n_{b0}}{n_0} \gamma_0^2, \quad \frac{n_{b0}}{n_0} \ll 1, \quad d_1 \simeq \frac{\pi v_0}{2\omega_p}. \quad (33)$$

Расстояния, на которых приведенные выражения (29)–(33) для максимальных импульсов меняются незначительно, составляют примерно 10 % всей длины сгустка  $\Delta d_{1,0} = 10^{-1} d_{1,0}$ , и частицы, находящиеся в случае (32), (33) на отрезке  $\Delta d_1$  хвостовой части сгустка, приобретают, например, при  $n_0/2 = n_{b0} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $\gamma_0 = 10^2$  (50 МэВ) максимальную энергию

$$\varepsilon_{\max} = mc^2 [(\rho_b^m)^2 + 1]^{1/2} \approx 2 \text{ ТэВ}.$$

Число частиц с такой энергией  $N^b = n_{b0} \Delta d_1 A$ , где  $A$  — сечение сгустка,  $N^b \simeq 3,5 \cdot 10^{13}$ , если  $A$  принять равным  $1 \text{ см}^2$ . При этом  $d_1 = 35 \text{ см}$ ,  $\Delta d_1 = 3,5 \text{ см}$ . При малых плотностях электронов сгустка  $n_{b0}/n_0 = 10^{-3}$ ,  $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и  $\gamma_0 = 10^4$  имеем  $d_1 = \pi v_0 / 2\omega_p = 2,7 \text{ мм}$ ,  $\Delta d_1 = 0,27 \text{ мм}$ ,  $N^b = 2,7 \cdot 10^{11}$ ,  $\varepsilon_{\max} = 10^2 \text{ ГэВ}$ . Эти энергии приобретаются электронами хвостовой части сгустка после прохождения сгустком в плазме расстояний  $L$  и до развала сгустка (обгон хвостом фронта). При  $n_0 = 2n_{b0} \simeq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma_0 = 10^2$ ,  $L = 54 \text{ см}$ , а при  $\frac{n_{b0}}{n_0} = 10^{-3}$ ,  $n_0 \simeq 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $L = d_1 + \frac{2\pi v_0}{\omega_p} = 2 \text{ см}$ . При условии (19) выражения (29) и (32) заменяются соответственно при длинах  $d_0 = \frac{2v_0}{\omega_p} / \left(1 - 2 \frac{n_{b0}}{n_0}\right)$  и  $d_1 = \frac{v_0}{\omega_p} / \left(1 - 2 \frac{n_{b0}}{n_0}\right)^{1/2}$  выражениями

$$\rho_b^0 = \rho_0 + 2\gamma_0^2 / \left(1 - \frac{2n_{b0}}{n_0}\right), \quad \rho_b^m = \rho_0 + 2\gamma_0^3 / \left(1 - \frac{2n_{b0}}{n_0}\right)^{1/2}, \quad (34)$$

выражения же (30) и (33) для  $\rho_b^0$  и  $\rho_b^m$  при  $n_{b0}/n_0 \ll 1$  пропорциональны  $\gamma_0^2$  при любых  $\gamma_0$ . Следует, однако, заметить что при  $n_{b0}/n_0 \approx 1/2$  учет подвижности ионов и конечности поперечных размеров сгустка вводит определенные ограничения на величину  $\gamma_0$ , при которых справедливы полученные выше выражения (см. ниже).

Приведенные в этом разделе формулы, так же как и некоторые другие результаты работ [113–116], могут иметь и астрофизические применения, связанные с поисками механизмов ускорения космических лучей в относительно плотной плазме различных астрофизических объектов. Возможно, что учет некоторых из рассмотренных нелинейных эффектов ускорения заряженных частиц поможет объяснить происхождение космических частиц высоких и сверхвысоких энергий [114, 118, 132].

**Учет влияния движения ионов и поперечных размеров сгустка.** Практически во всех цитированных выше работах по генерации продольных волн в плазме ионы предполагаются неподвижными. Обоб-

шая результаты работы [116] на случай «трех жидкостей» — электроны пучка, электроны плазмы и ионы плазмы (бесконечные размеры в направлениях, поперечных скорости пучка), можно рассмотреть самосогласованную задачу взаимодействия релятивистского сгустка электронов с холодной плазмой с подвижными ионами. Задача имеет точное решение, которое в пределе массы ионов  $M_i \rightarrow \infty$  сводится к результатам работы [116]. Учет движения ионов в случае  $n_{b0}/n_0 \ll 1$  оказывается несущественным; в случае же  $n_{b0}/n_0 \simeq 1/2$  для сохранения в силе результатов работы [116] необходимо использовать пучки не очень больших энергий:  $\gamma$ -фактор пучка должен быть ограничен сверху значением, пропорциональным отношению  $M_i/zm_e$  ( $\gamma_0^4 \ll M_i/16zm_e$ ), где  $z$  — заряд ионов. При выполнении же обратного условия  $\gamma_0^4 \gg M_i/16zm_e$  импульсы  $p_b$  электронов сгустка оказываются зависящими от квадрата  $\gamma_0$ -фактора сгустка. Заметим также, что в рассматриваемой схеме с подвижными ионами возникает их направленное движение — ускорение, однако оно невелико.

Учет теплового движения электронов плазмы проведен в работе Кацулеаса и Мори [122, 133] и уточнен в работе Розенцвейга [118].

Приведенные выше результаты получены в приближении бесконечно широкого в поперечных направлениях пучка. Учитывая нелинейность задачи, следовало полагать, что учет конечности поперечных размеров может привести к нетривиальным результатам. Поэтому необходимо было найти условия на поперечные размеры пучка, при которых полученные результаты могут сохраниться. В линейном приближении задача была решена в ряде работ [100—106] в предположении заданного пучка электронов. В целях установления влияния поперечных размеров на самоускорение электронов релятивистского сгустка надо было отказаться и от этого предположения.

Задача формулировалась следующим образом: крайне релятивистский цилиндрический пучок электронов длиной  $d$ , поперечных размеров  $a$ , со скоростью фронта пучка  $v_0 \sim c$  проходит вдоль оси  $z$  через бесконечную в обоих направлениях ( $z, r$ ) плазму. Вся система находится в достаточно сильном внешнем продольном магнитном поле  $B_0$  ( $\omega_{B0} \gg \omega_p$ ). Как и ранее, рассматривается стационарное (точнее — квазистационарное) состояние системы релятивистская плазма — пучок, когда все характеристики системы можно выразить через переменные  $\tilde{z} = z - v_0 t$  и  $r$ . Ионы плазмы неподвижны, плазма в невозмущенном состоянии нейтральна, упорядоченные скорости электронов плазмы имеют только одну составляющую  $v_{ez}$ . Искомые электрические поля в системе имеют две отличные от нуля компоненты  $E_z$  и  $E_r$ , магнитное поле — одну,  $B_\theta$ . Уравнения, описывающие рассматриваемую систему плазма — пучок, состоят из уравнений Максвелла с источниками, уравнений движения для электронов плазмы и электронов пучка и уравнений непрерывности для электронов плазмы и электронов пучка по отдельности (модель

двух жидкостей). Начальная плотность электронов пучка выбирается в виде

$$n_{bd}(r) = \begin{cases} n_{b0}(1 - r^2/a^2), & r \leq a, \\ 0 & r > a, \end{cases} \quad 0 \leq \tilde{z} \leq d. \quad (35)$$

Граничные условия задаются на переднем фронте пучка  $E(d) = 0$ ,  $V(d) = 0$ ,  $v_e(d) = 0$ . Вводя обычным образом потенциалы  $\varphi(\tilde{z}, r)$  и  $A(\tilde{z}, r)$  с условием Лоренца, получаем для скалярного потенциала уравнение

$$\gamma_\Phi^2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{z}^2} = -4\pi e \gamma_\Phi^2 (n_0 - n_e - n_b), \quad (36)$$

где

$$\gamma_\Phi = (1 - v_\Phi^2/c^2)^{-1/2}; \quad v_\Phi = (n_b v_{bz} - n_{bd} v_{bd}) / (n_b - n_{bd}).$$

В рассматриваемом крайне релятивистском случае  $\rho_e = P_e/mc \gg 1$ ,  $v_{bd} \simeq v_{bz} \simeq c$ ,  $v_\Phi \simeq c$ ,  $n_e \simeq n_0(1 - \beta_e)^{-1}$ ,  $n_b \simeq n_{bd}$ . Далее из уравнений движения для электронов плазмы находим  $\varphi' = \sqrt{\rho_e^2 + 1} - \rho_e$ , где  $\varphi' = \varphi/\gamma_\Phi^2 mc^2$ ;  $\varphi'(d) = 1$  и  $n_e = \frac{n_0}{2}(1 + 1/\varphi'^2)$ . Подставляя выражения для  $n_e$  и  $n_b$  в (36) и вводя безразмерные величины  $\varphi'$ ,  $r' = r/\lambda_p$ ,  $\tilde{z}' = \tilde{z}/\lambda_p$ , получаем следующее уравнение для  $\varphi'(\tilde{z}', r')$ :

$$\gamma_\Phi^2 \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{z}^2} - \frac{2\pi^2}{\varphi^2} = -2\pi^2 \left( 1 - \frac{2n_b}{n_0} \right) \quad (37)$$

(штрихи опущены).

Уравнение (37) решается приближенно. Нулевое приближение ищется как решение уравнения

$$\frac{d^2 \varphi_0(\tilde{z})}{d\tilde{z}^2} - \frac{2\pi^2}{\varphi_0^2(\tilde{z})} = -2\pi^2 \left( 1 - \frac{2n_{b0}}{n_0} \right), \quad (38)$$

которое имеет точное решение, совпадающее с ранее полученными решениями для бесконечного в поперечных направлениях пучка в приближении  $v_b \rightarrow c$ .

Приближенное решение уравнения (37) ищется в виде разложения:

$$\left. \begin{aligned} \varphi(\tilde{z}, r) &= \varphi_1(\tilde{z}) + \varphi_2(\tilde{z}) \frac{r^2}{a^2} + \dots, \\ \varphi_1(\tilde{z}) &= \varphi_0(\tilde{z}) + \varphi_{01}(\tilde{z}) + \dots \end{aligned} \right\} \quad (39)$$

Ограничиваясь условиями

$$|\varphi_{01}| \ll |\varphi_0|, \quad |\varphi_2| \ll |\varphi_0|, \quad 0 \leq \tilde{z} \leq d \quad (40)$$

и оставляя члены первого порядка малости, из уравнений (37), (38) имеем следующую систему:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2\varphi_2}{d\tilde{z}^2} + \frac{4\pi^2}{\varphi_0^3} \varphi_2(\tilde{z}) &= -4\pi^2 \frac{n_{b0}}{n_0}, \\ \frac{d^2\varphi_{01}}{d\tilde{z}^2} + \frac{4\pi^2}{\varphi_0^3} \varphi_{01}(\tilde{z}) &= -\frac{4\gamma_\Phi^2}{a^2} \varphi_2(\tilde{z}). \end{aligned} \right\} \quad (41)$$

Из уравнения (38) следует:

$$1 \leq \varphi_0(\tilde{z}) \leq 1/b, \quad 0 \leq b \equiv 1 - 2 \frac{n_{b0}}{n_0} \leq 1. \quad (42)$$

В случае  $n_{b0}/n_0 \ll 1$ , который наиболее часто встречается на практике,  $\varphi_0 \simeq 1$  для  $0 \leq \tilde{z} \leq 1$ , и система (41) решается с нулевыми граничными условиями на переднем фронте пучка  $\tilde{z} = d$ . Приближенное выражение для  $\varphi$ , близких к единице  $\varphi = 1 + 2\pi \frac{n_{b0}}{n_0} \left(\frac{d-\tilde{z}}{\lambda_p}\right)^2$ , показывает, что условие  $\varphi \simeq 1$  есть  $\frac{n_{b0}}{n_0} \left(\frac{d}{\lambda_p}\right)^2 \ll 1$ , т. е. при коротких пучках  $d/\lambda_p \ll 1$  отношение  $n_{b0}/n_0$  может быть произвольно в интервале  $0 \leq n_{b0}/n_0 \leq 1/2$ . Система относительно просто решается и для очень больших  $\varphi_0$ , когда членом с  $\varphi_0^{-3}$  в (41) можно пренебречь; физически это соответствует условию  $b \rightarrow 0$ , т. е.  $n_{b0}/n_0 \rightarrow 1/2$ .

Условие (40) применимости результатов расчетов для бесконечно в поперечных направлениях пучка есть

$$\left. \begin{aligned} \frac{n_{b0}}{n_0} \frac{d^2}{\lambda_p^2} \ll 1, \quad \frac{n_{b0}}{n_0} \frac{r^2}{a^2} \ll 1, \\ \lambda_p^2 \frac{\gamma_\Phi^2}{a^2} \frac{n_{b0}}{n_0} \ll 1, \quad 0 \leq r \leq a. \end{aligned} \right\} \quad (43)$$

Заметим также, что в рассматриваемом приближении эффект «самоускорения» непосредственно следует из уравнений движения для электронов пучка

$$(v_b - v_\Phi) \frac{dp_{bz}}{d\tilde{z}} = -eE_z, \quad E_z = -\frac{1}{\gamma_\Phi^2} \frac{\partial\varphi}{\partial\tilde{z}},$$

интегрируя которые, с учетом граничных условий при  $\tilde{z} = d$ ,  $0 \leq r \leq a$ :  $\rho_b(d) = \rho_{b0} = \rho_{b0}/mc$ ,  $\varphi'(d) = 1 = \frac{e\varphi(d)}{mc^2\gamma_\Phi^2}$ , имеем

$$\rho_b = \rho_{b0} + 2\gamma_\Phi^2 (\varphi' - 1). \quad (44)$$

Соотношение (44) верно в общем случае, независимо от конкретного вида  $\varphi(\tilde{z}, r)$ . Поэтому всегда при  $\varphi > 1$ , т. е. в хвосте длинного

( $d \gg \lambda_p$ ) пучка, возникают ускоренные электроны; их появление есть реакция пучка на создаваемое ими поле и обратный ток электронов плазмы. Напомним, что, как уже отмечалось, эффекты ускорения электронов хвостовой части пучка были предсказаны также при рассмотрении кильватерных волн в пассивных структурах (см. разд. 4).

Зная  $\varphi$ , можно найти  $E_r = -\partial\varphi/\partial r$ ,  $E_z = -\frac{1}{\gamma\tilde{\Phi}} \frac{\partial\varphi}{\partial z}$ , а затем и  $B_\theta$  из уравнений Максвелла (последнее более удобно, чем решать заново нелинейное уравнение для  $A_z$ ). Зная  $E_r$  и  $B_\theta$ , вычислим силу  $f_r = -|e|E_r + |e|\frac{v_b}{c}B_\theta$ ; знак и значение  $f_r$  определяют «самофокусировку» ( $f_r < 0$ ) и «самодефокусировку» ( $f_r > 0$ ) пучка. Заметим, что поле  $B_\theta$  определяется как током пучка, компенсированным (частично) током электронов плазмы, так и током смещения, пропорциональным  $\partial E_z/\partial z$ .

Общее выражение для силы  $f_r$  довольно сложно; в случае коротких пучков  $d \ll \lambda_p$  оно заметно упрощается и описывает довольно сильную фокусировку. В случае длинных пучков  $d \gg \lambda_p$  фокусирующая сила изменяется с периодом  $\lambda_p$ , т. е. пучок проходит как бы через эквивалентный цилиндрически симметричный ондулятор, что приводит к магнитотормозному излучению электронов пучка и, кроме того, может служить одной из причин неустойчивости типа перетяжек.

Рассмотренные в разд. 5 результаты имеют безусловный интерес, особенно в части, касающейся самоускорения и самофокусировки электронов сгустка. Существенной здесь является возможность при определенном подборе параметров (в том числе при большой плотности электронов пучка и электронов плазмы) получить большие значения ускоряющих и фокусирующих полей. Эти обстоятельства могут быть решающими при выборе оптимальных условий использования кильватерных волн в плазме и в пассивных структурах (см. разд. 4) [13, 14].

С учетом жестких требований на разброс в поперечных импульсах в линейных коллайдерах в тераэлектрон-вольтовой области энергий [134] можно полагать, что схемы ускорения с помощью кильватерных волн в плазме, так же как эффект нелинейного самоускорения, перспективны при создании ускорителей с фиксированной мишенью, где ограничения на разброс в поперечных импульсах не столь жесткие.

С учетом изложенного становится особенно ясной необходимость систематических экспериментальных исследований по генерации кильватерных волн в плазме, изучению эффектов самоускорения и самофокусировки электронных сгустков, пролетающих через плазму.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Файнберг Я. Б.**//Физика плазмы. 1987. Т. 13. С. 607—625.
2. **Аннотированный** библиографический указатель работ (до 1982 г.) по лазерному ускорению заряженных частиц/Составитель М. Х. Израелян. Ереван: Изд. ЕФИ, 1983.
3. **Proc. XII Intern. Conf. on High Energy Acc.** Fermilab, 1983.
4. **Proc. XIII Intern. Conf. on High Energy Acc.** Novosibirsk, 1986.
5. **Laser Acc. Part.** Los Alamos, 1982. AIP Conf. Proc. N.Y., 1982. № 91.
6. **Challenge of Ultra-High Energies.** A Review of Limitations and Possibilities in Part. Acc. Oxford, 1982.
7. **The Generation of High Fields for Part. Acc. to Very High Energy.** Frascati, 1984. Geneva, 1985.
8. **Laser Acc. Part.** Los Angeles, 1985. AIP Conf. Proc. N.Y., 1985. N 130.
9. **New Developments in Part. Acc. Techn.** Orsay, 1987. CERN-87-11, ECFA 87/110, Geneva, 1987.
10. **Advanced Acc. Concepts.** Madison, Wisc., 1986/Ed. F.E. Millis. AIP Conf. Proc. 1987. N 156.
11. **Lawson J.D., Tigner M.**//Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. 1984. Vol. 34. P. 99—123.
12. **Sessler A.M.**//Proc. 1987 ICFA Seminar on Future Persp. in High Energy Phys./Ed. P.F. Dahl. Brookhaven Nat. Lab. BNL-52114 UK-28, 1987. P. 353—359.
13. **Weiland T.** Preprint DESY 87-146, Hamburg, 1987.
14. **Decker F.J. (DESY), Mattison T. (SLAC), Hubner K. (CERN), Richter B. (SLAC)**//Rep. Intern. Conf. High Energy Phys. Munchen, August, 1988.
15. **Lawson J.D.**//Part. Acc. to Very High Energies. Frascati, 1984. ECFA 85/91, CERN-85-07, 1985. P. 3—12.
16. **Smith S.J., Parcell E.M.**//Phys. Rev. 1953. Vol. 92. P. 1069.
17. **Takeda Y., Matsui I.**//NIM. 1968. Vol. 62. P. 306—310.
18. **Kroll N.M.** Preprint SLAC-PUB-2909, Stanford, 1982.
19. **Muzino K., Ono S., Shimoe O.**//Nature. 1975. Vol. 253. P. 184—186.
20. **Lawson J.D.**//IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1979. Vol. NS-26. P. 4217—4232.
21. **Palmer R.B.**//Part. Acc. 1980. Vol. 11. P. 81—90.
22. **Palmer R.B.**//Proc. Part. Acc. Conf. Washington, 1981. Vol. NS-28. Part. 2. P. 3370—3374.
23. **Palmer R.B., Baggett N., Claus J.e.a.**//AIP Conf. Proc. N.Y., 1985. P. 234—251.
24. **Palmer R.B., Giordano S.**//Ibid. P. 271—280.
25. **Pickup M.**//Ibid. P. 281—285.
26. **Palmer R.B.**//New Develop. in Part. Acc. Techniques, 1987. CERN 81-11. P. 633—641.
27. **CERN Courier.** 1988. Vol. 28, N 5. P. 16—17.
28. **Kheifetz S.A.**//Proc. VIII Intern. Conf. on High Energy Acc. CERN. Geneva, 1971. P. 597—600.
29. **Nagorsky H.A., Amatuni A.Ts., Harutiunian V.M.**//Proc. of the XII Intern. Conf. on High Energy Acc. Fermilab, 1983. P. 488—490. Preprint ЕФИ-588 (76)-82, Yerevan, 1982.
30. **Weiland T.** Preprint DESY M-82-08. Hamburg, 1982.
31. **Малян М. Р., Казарян Н. А.**//Тр. XIII Междунар. конф. по ускорит. частиц высоких энергий. Новосибирск: Наука, 1987. Т. 1. С. 181—183.
32. **Казарян Н. А., Нагорский Г. А., Оганджян А. А.**//Там же. С. 184—186.
33. **Shimoda K.**//Appl. Optics. 1962. Vol. 1 P. 33—36.
34. **Арутюнян В. М., Аветисян Г. К.**//ЖЭТФ. 1972. Т. 62. С. 1639—1647.
35. **Нагорский Г. А., Орлов Ю. Ф.**//ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 761—767.
36. **Нагорский Г. А., Петросян М. Л.** Препринт ЕФИ-154(76). Ереван, 1976.

37. Нагорский Г. А. Препринт ЕФИ-165(72)-26. Ереван, 1976.
38. Нагорский Г. А., Орлов Ю. Ф. // ЖТФ. 1978. Т. 48. С. 129—132.
39. Нагорский Г. А. Препринт ЕФИ-320(45)-78. Ереван, 1978.
40. Нагорский Г. А. // Тр. VI Всесоюз. совещ. по ускорит. заряжен. частиц. Дубна, 1979. Т. 2. С. 178—181.
41. Нагорский Г. А. // Научный семинар, посвященный 10-летию Ереванского ускорителя. Ереван, 1976. С. 50—65.
42. Pietstrup M.A., Rothbart G.B., Fleming R.N.e.a. // J. Appl. Phys. 1975. Vol. 46. P. 132—137.
43. Edinghoffer J.A., Kimura W.P., Pantel P.N.e.a. // Phys. Rev. A. 1981. Vol. 123. P. 1848—1854.
44. Kimura W.P., Wang P.J., Pietstrup M.A.e.a. // IEEE J. Quantum Electronics. 1982. Vol. 18. P. 239—245.
45. Нагорский Г. А. // Тр. VIII Всесоюз. совещ. по ускорит. заряжен. частиц. Протвино, 1983. Т. 2. С. 372—374.
46. Nagorsky G.A. // NIM. 1986. Vol. A2-48. P. 31—38.
47. Нагорский Г. А. // Тр. XIII Междунар. конф. по ускорит. частиц высоких энергий. Новосибирск: Наука, 1987. Т. 1. С. 187—189.
48. Fontana J.R. // AIP Conf. Proc. N.Y., 1985. Vol. 130. P. 357—366.
49. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. // ДАН СССР. 1962. Т. 145. С. 1259—1261.
50. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. С. 261—269.
51. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. // ЖЭТФ. 1966. Т. 50. С. 1101—1106.
52. Давыдовский В. Я. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 886—888.
53. Palmer R.V. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 3014—3023.
54. Кондратенко А. М., Салдин Е. Л. Препринт ИЯФ СО АН СССР 82-85. Новосибирск, 1982.
55. Варфоломеев А. А. Лазеры на свободных электронах и перспективы их развития (обзор). М.: ИАЭ им. И. В. Курчатова, 1980.
56. Варфоломеев А. А. Экспериментальные исследования ЛСЭ (обзор). М.: ГКАЭ СССР, 1987.
57. Генераторы когерентного излучения на свободных электронах // Сб. статей. Под ред. А. А. Рухадзе. М.: Мир, 1983.
58. Colson W.B., Sessler A.M. // Ann. Rev. Nucl. Part. Sc. 1985. Vol. 35. P. 25—54.
59. Амадуни А. Ц., Петросян М. Л., Петросян Б. В. и др. // Тр. XIII Междунар. конф. по ускорит. частиц высоких энергий. Новосибирск: Наука, 1987. Т. 1. С. 138—140.
60. Амадуни А. Ц., Петросян М. Л., Петросян Б. В. и др. // Междунар. совещ. по проблемам синхротронного излучения. Цукуба, Япония, 1988. Тезисы докладов А-040.
61. Amatuni A.Ts., Petrosian M.L., Petrosian B.V.e.a. Preprint ЕФИ-727(424)-84. Yerevan, 1984.
62. Joshi C. // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1985. Vol. NS-32. P. 1576—1581.
63. Sessler A. M., Hopkins D.B. Preprint LBL-21618. Stanford, 1986.
64. Amaldi U., Pellegrini C. New Techniques for Future Acc. /Eds. M. Puglisi, S. Stipcich, G. Torelli. Plenum Pub. Corp. 1987. P. 139—162.
65. Wilson P.B. Preprint SLAC-PUB-3891. Stanford, 1986.
66. Yu S.S. // Proc. Workshop New Develop. in Part. Acc. Techn. ECFA-CAS/CERN-IN2P3 Workshop. Orsay, 1987. P. 239—242.
67. Allen M.A., Collin R.S., Deruyter H. Preprint SLAC-PUB-4662. Stanford, 1988.
68. Voss G.A., Weiland Th. Preprint DESY M-82-10. Hamburg, 1982.
69. Voss G.A., Weiland Th. // Proc. Conf. The Challenge of Ultra High Energy Oxford, 1982. P. 287—308.
70. Bialowons W., Bremer H.D., Decher F.S.e.a. // Proc. of the XIII Intern. Conf. on High Energy Acc. Novosibirsk: Nauka, 1987. P. 124—130.
71. Willis W. // Proc. GAS-ECFA-INFN Workshop ECFA 85/91. CERN 85-07, Frascati, 1984. P. 166—174.

72. Sessler A.M., Yu S.S.//Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 58. P. 2439—2442.
73. Report from Advisory Panel on the Prospects for  $e^+e^-$  Linear Colliders in the TeV Range. Preprint CERN, CLIC Note 38. Geneva, 1987.
74. Schnell W. Preprint CERN-LEP-RF/86/0.6, CLIC Note 13. Geneva, 1986.
75. Tsakanov V.M. Preprint ЕФИ-1039(2)-88. Yerevan, 1988.
76. Цаканов В. М. Препринт ЕФИ-894(45)-86. Ереван, 1986.
77. Laziev E. M., Tsakanov V. M., Vahanian S. S. Preprint ЕФИ-1040(3)-88. Yerevan, 1988.
78. Цаканов В. М. Препринт ЕФИ-893(44)-86. Ереван, 1986.
79. Laziev E.M., Tsakanov V.M.//SLAC Proc. 1986 Linac Conf. SLAC-Rep-303, 1986. P. 578—580.
80. Лазиев Э. М., Цаканов В. М.//Тр. XIII Междунар. конф. по ускорит. частиц высоких энергий. Новосибирск: Наука, 1987. Т. 1. С. 141—143.
81. Серов В. Л., Барышев А. И.//Изв. АН АрмССР. Физика. 1972. Т. 7. С. 406—412.
82. Серов В. Л., Нагорский Г. А.//Изв. АН АрмССР. Физика. 1973. Т. 8. С. 326—330.
83. Bane K., Weiland T., Wilson P.//Phys. of High Energy Acc. AIP Conf. Proc. N.Y., 1985. Preprint SLAC-PUB-2528. Stanford, 1984.
84. Bane K., Chen P., Wilson P.W. Preprint SLAC-PUB-3662. Stanford, 1985.
85. Болотовский Б. М.//Тр. Физ. ин-та АН СССР. 1964. Т. 22. С. 3—100.
86. Feinberg Y.B.//Proc. Symp. on Collective Acc. CERN. 1956. Vol. 1. P. 84—88.
87. Файнберг Я.Б.//Атомная энергия. 1959. Т. 6. С. 431—446.
88. Файнберг Я.Б.//Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 1398—1410.
89. Ruth R.D., Chen P. Preprint SLAC-PUB-3906. Stanford, 1985.
90. Chen P. Preprint SLAC-PUB-3906. Stanford, 1986.
91. Joshi C.//Proc. of the XIII Intern. Conf. on High Energy Part. Acc. Novosibirsk: Nauka, 1987. Vol. 2. P. 118—123.
92. Chen P., Dawson J.M. Preprint SLAC-PUB-3601. Stanford, 1985.
93. Chen P., Ruth P.D. Preprint SLAC-PUB-3606. Stanford, 1985.
94. Chen P., Su J.J., Dawson P.V.e.a. Preprint SLAC-PUB-3731, UCLA-PPG 851. Stanford, 1985.
95. Katsouleas T.//Phys. Rev. A. 1986. Vol. 33. P. 2056—2063.
96. Van der Meer S. Preprint CERN/PS/85-65. Geneva, 1985.
97. Балакирев В.А., Блиох Ю. П., Бородин А.В. и др.//Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента. 1988. Вып. 1(36). С. 64—67.
98. Mitingwa S.K. Preprint FNAL. Batavia, 1987.
99. Аматыни А. Ц.//ЖТФ. 1964. Т. 34. С. 1354—1365.
100. Chen P.//Part. Acc. 1986. Vol. 20. P. 171—178; Chen P., Su J.J., Katsouleas T.e.a. Preprint SLAC-PUB-4049. Stanford, 1986.
101. Ruth R.D., Chao A.W., Morton P.L., Wilson P.//Part. Acc. 1985. Vol. 17. P. 171—181.
102. Rozenzweig J.B., Cole B., Larson P.J., Cline D.B. Preprint Wisc-ex-85-0000. Wisconsin Univ., 1987.
103. Rozenzweig J.B., Chen P. Preprint SLAC-PUB-4571, SLAC/AP-68. Stanford, 1988.
104. Katsouleas T., Su J.J., Wilks S., Dawson J.M.//European Part. Acc. Conf. Rome, 1988. N002.
105. Mori W.B., Katsouleas T., Wilks S.//European Part. Acc. Conf. Rome, 1988. NP-108.
106. Bobin J.L.//European Part. Acc. Conf. Rome, 1988. MP-150.
107. Konecny R., MacLachlan J., Norem J.e.a.//The XIII Intern. Conf. on High Energy Acc. Novosibirsk: Nauka, 1987. Vol. 1. P. 132—134.
108. Rozenzweig J.B., Cline D.B., Cole B.e.a.//Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 98—101.



109. Amatuni A. Ts., Magomedov M.R., Sekhpossian E.V., Elbakian S.S. Preprint ЕФИ-243(36)-77. Yerevan, 1977.
110. Amatuni A.Ts., Magomedov M.R., Sekhpossian E.V., Elbakian S.S. Preprint ЕФИ-269(62)-77. Yerevan, 1977.
111. Амаатуни А.Ц., Магомедов М. Р., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С.// Физика плазмы. 1979. Т. 5. С. 85—89.
112. Amatuni A.Ts., Elbakian S.S., Sekhpossian E. V. Preprint ЕФИ-832(59)-86. Yerevan, 1986.
113. Амаатуни А.Ц., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С.// Физика плазмы. 1986. Т. 12. С. 1145—1147.
114. Amatuni A.Ts., Elbakian S.S., Sekhpossian E. V. Preprint ЕФИ-935(86)-86. Yerevan, 1986.
115. Амаатуни А. Ц., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С.// Тр. XIII Междунар. конф. по ускорит. частиц высоких энергий. Новосибирск: Наука, 1987. Т. 1. С. 175—180.
116. Амаатуни А. Ц., Сехпосян Э.В., Элбакян С. С. Препринт ЕФИ-1004(54)-87. Ереван, 1987.
117. Rosenzweig J.B.// Phys. Rev. Lett. 1987. Vol. 88. P. 555—558.
118. Rosenzweig J.B., Preprint Univ. of Wisconsin, 1987.
119. Ахиезер А. И., Половин Р. В.// ДАН СССР. 1955. Т. 102. С. 919—920.
120. Ахиезер А. И., Половин Р. В.// ЖЭТФ. 1956. Т. 30. С. 915—928.
121. Электродинамика плазмы/Под ред. А. И. Ахиезера. М.: Наука, 1974.
122. Katzouleas T., Dawson J.M., Mori W.B. e.a.// Proc. Workshop Develop. in Part. Acc. Tech. Orsay. 1987. Vol. II. P. 401—411; Preprint CERN 87-11, ЕСFA 87/100. Geneva, 1987.
123. Dawson J.M.// Phys. Rev. 1959. Vol. 113. P. 383—387.
124. Noble R.J. Preprint SLAC-PUB-3463. Stanford, 1984.
125. Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильноточных релятивистских пучков. М.: Атомиздат, 1980. § 15.
126. Панин В.А., Рухадзе А.А., Рухлин В.Г., Северьянов В. В.// Краткие сообщения по физике ФИАН СССР. 1981. Т. 5. С. 3—9.
127. Коваленко В.П., Пергаменщик В.М., Старков В.Н.// Физика плазмы. 1985. Т. 11. С. 417—424.
128. Thode L.E., Sudan R.N.// Phys. Fluids. 1975. Vol. 18. P. 1552—1563.
129. Ковтун Р.И., Рухадзе А.А.// ЖЭТФ. 1970. Т. 58. С. 1709—1714.
130. Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982.
131. Березин А.К., Киселев В.А., Файнберг Я. Б.// Укр. физ. журн. 1979. Т. 24. С. 94—101.
132. Астрофизика космических лучей/Под ред. В. Л. Гинзбурга. М.: Наука, 1984.
133. Katsouleas T., Mori W.B.// Phys. Rev. Lett. 1988. Vol. 61. P. 90—93.
134. Richter V. Preprint SLAC-PUB-4076. Stanford, 1986; The XIII Intern. Conf. on High Energy Acc. Novosibirsk; Nauka, 1987. Vol. 1. P. 33—38.