

ИНДЕКС 3849

7. 18
ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



25/198
А. Ц. АМАТУНИ, Э. М. ЛАЗИЕВ, Г. А. НАГОРСКИЙ,
М. Л. ПЕТРОСЯН, Э. В. СЕХПОСЯН, С. С. ЭЛБАКЯН

РАЗВИТИЕ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЕрФИ
(обзор)



ЦНИИАтоминформ
ЕРЕВАН - 1989

Development of New Methods for Charged Particle Acceleration at Yerevan Physics Institute. A review. A.Ts.Amatuni, S.S.Elbakyan, E.M.Laziev, H.A.Nagorsky, M.L.Petrossyan, E.V.Sekhposyan. 1989 - 66 p.

Activities on the development of new methods for charged particle acceleration at the YerPhi during the past 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.

Figures - 13, tables - 7, references - 123

Scientific Editor: A.Ts. Amatuni

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ
ИНФОРМАЦИИ И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

РАЗВИТИЕ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ
ЧАСТИЦ В ЕРФИ

Обзор

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
1. Ускорение поверхностными волнами, возникающими при полном внутреннем отражении	8
2. Обращение эффекта Вавилова-Čеренкова.	14
3. Обращенный лазер на свободных электронах (ОЛСЭ).	17
4. Ускорение кильватерными волнами в пассивных замедляющих структурах.	24
5. Нелинейные эффекты при ускорении кильватерными волнами в плазме.	33
5.1. Нелинейные кильватерные поля и темп ускорения частиц в случае заданного сгустка	39
5.2. Нелинейное "самоускорение" электронов релятивистского сгустка в плазме	43
5.3. Учет влияния движения ионов и поперечных размеров сгустка	50

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. напр., [1]). С открытием лазеров и развитием лазерной техники в начале 60-х годов был предложен целый 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 последних XII и XIII Международных конференциях по ускорителям частиц высоких энергий [3,4], в проведенных в последние годы довольно регулярных представительных рабочих совещаниях, посвященных новым методам ускорения [5-10]. Возникли определенные классификации новых методов, примеры которых можно найти, напр., в [2, II, I2].

Движущими факторами поисков новых методов ускорения заряженных частиц явились два обстоятельства. С одной стороны, это бурный прогресс в развитии ускорителей и накопителей высоких энер-

гий, 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. С другой стороны, революционное развитие физики в этот же период времени, 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, таких как энергия ускоренных частиц, темп ускорения, интенсивность (или светимость) 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 проблемы 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 порядка десяти процентов от частоты, что обеспечивает темп ускорения

до 80 ГэВ/м для Nd - лазеров при десятикратном использовании структуры для ускорения поверхностными волнами, фазовая и групповая скорости не должны отличаться более, чем на несколько тысячных. Это обстоятельство заметно меняет физико-технические 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, их проще нужным образом 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 генерируемых пучками электромагнитных волн, необходимую для обеспечения высокого 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) достигающим до десятков процентов. Эти преимущества породили схему двухпучкового ускорителя, в которой интенсивный пучок от индукционного линейного ускорителя генерирует (в частности, в лазере на свободных электронах) мощное электромагнитное излучение сантиметровой длины волны, которое затем используется для уско-

рения до высоких энергий слаботоочного пучка электронов с тем же ускорением в сотни мегаэлектронвольт на метр. Были предложены схемы возбуждения интенсивными и малоэнергичными электронными пучками кильватерных высокочастотных электромагнитных волн в пассивных (напр., диафрагмированные волноводы, резонаторы) и активных (напр., плазма) структурах, с последующим использованием их для получения высоких градиентов ускорения.

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. В этом их основное преимущество, которое позволяет отнести такие схемы как резонансный трансформатор на кильватерных волнах, линейный коллайдер на релятивистском клистроне (TLC) и линейный коллайдер ЦЕРНа на сверхпроводящем питающем линейном ускорителе (CLIC) [13,14] к числу наиболее перспективных в плане возможности их осуществления в 90-х годах этого столетия при создании электрон-позитронных коллайдеров в ТэВной области энергий. Вместе с тем, те многообещающие потенциальные возможности, которые содержат в себе, в частности, нелинейные взаимодействия электронных пучков с плазмой, безусловно дадут о себе знать в плане их возможной реализации в не столь отдаленном будущем.

Имея ввиду эти общие тенденции, а также с учетом специфических условий дальнейшего перспективного развития Ереванского ускорительного центра в ЕрФИ, уже с начала 70-х годов, активно ведутся исследования и разработки различных вариантов новых методов ускорения заряженных частиц.

В табл. I, взятой из недавно опубликованного отчета А. Сесслера [12], перечислены почти все новые схемы ускорения и основные центры, где они разрабатываются. Как будет видно из нижеследующего обзора, Ереванский физический институт должен быть упомянут в качестве одного из основных разработчиков в нескольких пунктах этой таблицы — пункты 2, 3, 5, 6, IIe. Настоящий обзор восполняет этот пробел и подводит некоторый итог работам ЕрФИ, выполненным за последние 15 лет в указанных направлениях. Одновременно мы касались естественным образом в той или иной мере, в зависимости от степени взаимовлияния и пересечения работ, выполненных и в других центрах. При этом не преследовались цели полноты изложения, и поэтому обзор никак не носит исчерпывающего характера даже в рассматриваемых направлениях исследований, не говоря уже о целом ряде других направлений, которых мы вообще не касались.

Публикуемый обзор может быть частью более общего обзора, необходимость в написании которого, как мы почувствовали, уже назрела.

В заключение этого введения нам кажется полезным вспомнить совет Луция Сенеки из "Нравственных писем к Луцилию" — "...Идя по дороге, придешь к цели, блуждание же бесконечно. Поэтому отойди подальше от всего суетного, и, если домогаясь чего-нибудь ты захочешь узнать естественно ли твое желание или слепо, взгляни, может ли оно где-нибудь остановиться. Если зайдя далеко, ты заметишь, что идти до цели осталось еще больше, знай, что твое желание рождено не природой..."

I. Ускорение поверхностными волнами, возникающими при полном внутреннем отражении

Одно из основных свойств поверхностных волн, распространяющихся в вакууме, — замедление скорости распространения, делает их особенно привлекательными для ускорения заряженных частиц с помощью лазеров. Впервые такая идея была высказана, по-видимому, Лохманном [15], предложившим использовать обратный эффект Смита-Парселла [16] для ускорения частиц (Смит и Парселл в 1953 году обнаружили и исследовали излучение, возникающее при пролете заряженной частицы вблизи поверхности дифракционной решетки). Такеда и Мацуи [17] исходили из идеи уменьшенного в масштабах диафрагмированного волновода для ВЧ волн, впервые высказанной в работе [18]. Ими было предложено использовать излучение оптического диапазона длин волн, в частности, от CO_2 -лазера, луч которого нормально падает на дифракционную решетку, а пучок ускоряемых частиц пролетает вблизи решетки на расстояниях порядка длины волны (см. также [19]). Впоследствии Дж. Д. Лаусон [20] показал, что в предлагаемой в [17] геометрии, ускорение будет падать обратно пропорционально лоренц-фактору частицы. Через несколько лет для устранения этого дефекта Р. 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 ре-

шеткой можно найти в [23-26]. Экспериментальное исследование этого типа ускорения подготавливается в Брукхейвенской Национальной лаборатории [27] на ускорительном испытательном устройстве (ATF), состоящем из линейного ускорителя с энергией 50 МэВ, создающего ступки электронов, синхронизированные с пикосекундными импульсами 100 ГВт CO₂-лазера.

Более простая, по крайней мере в математическом отношении, схема ускорения поверхностными волнами была рассмотрена в 1971 г. в ЕРФ 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 в отчете фирмы IBM. На эту возможность указано также в работе [20]. Задача поддается строгому аналитическому расчету, что существенно на данной стадии развития теории. Из результатов работы [28] отметим, что в устойчивом состоянии частица не ускоряется. Для ускорения частицы предлагалось либо увеличивать вдоль тракта ускорения величину $\beta = \frac{v}{c} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon}} \sin \varphi$ (здесь ϵ - диэлектрическая постоянная диэлектрика, φ - 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 три раза.

Сравнительно недавно Г.А.Нагорский, А.Ц.Аматуни, В.М.Арутюнян вновь вернулись к анализу возможности использования поверх-

ностной волны, возникающей при полном внутреннем отражении для ускорения частиц [29].

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

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

где z - расстояние по нормали к плоской поверхности раздела, λ - длина волны в менее плотной среде (в дальнейшем - вакуум) φ - угол падения на границу раздела, который больше предельного угла φ_0 , $\sin \varphi_0 = 1/\sqrt{\epsilon}$. При этом, если волновой вектор \vec{k} падающей волны лежит в плоскости xoz , то поверхностная волна во второй среде распространяется вдоль оси ox с фазовой скоростью $c(\sqrt{\epsilon \sin^2 \varphi})^{-1}$, т.е. эффективным "показателем преломления" для нее будет величина

$$1 < n = \sqrt{\epsilon \sin^2 \varphi}, \quad \varphi_0 < \varphi < \frac{\pi}{2}. \quad (I.2)$$

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 θ к оси ox , определяемым из условия Черенкова

$$\cos \theta = \frac{1}{n\beta} < 1, \quad (I.3)$$

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

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

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

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

и произвольной поляризацией, задаваемой комплексными параметрами α_1, α_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):

$$\vec{E}' = \vec{e}_1(1 - \gamma_n)(\vec{e}_1 \vec{E}) + \gamma_n(\vec{E} + \frac{1}{n}[\vec{e}_1, \vec{H}]) = E_0 e^{-\vec{k} \cdot \vec{r}} \text{Re} \alpha_1 (\vec{e}_1 + i\vec{e}_3) e^{i\phi}, \quad (I.6)$$

$$\vec{H}' = \vec{e}_1(1 - \gamma_n)(\vec{e}_1 \vec{H}) + \gamma_n(\vec{H} - \frac{1}{n}[\vec{e}_1, \vec{E}]) = -\frac{n}{\gamma_n} E_0 e^{-\vec{k} \cdot \vec{r}} \text{Re} i\alpha_2 (\vec{e}_1 + i\vec{e}_3) e^{i\phi}, \quad (I.7)$$

□

где

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

Условие вертикального равновесия частицы требует $\xi = \text{const}$, условие черенковского резонанса требует постоянства фазы ϕ ; поэтому в силу (I.6-I.8) равновесная частица в ССВ может двигаться только в направлении \vec{e}_2 со скоростью

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

что следует также из преобразований Лоренца для скорости \vec{V} частицы. Частицы, движущиеся со скоростью (I.9) в ССВ из-за отсутствия компоненты электрического поля вдоль \vec{e}_2 , как это видно из (I.6), не будут получать от поверхностной волны продольного ускорения, что следовало также и из результатов работы [28]. Необходимая для ускорения частицы компонента электрического поля, направленная по \vec{e}_2 в ССВ, может быть получена, однако, включением в лабораторной системе постоянного вертикального магнитного поля \vec{b}_3 , направленного против оси Oz (в этом и состоит существенное отличие механизма ускорения от предложенного в работе [28]). Тогда из члена с векторным произведением в (I.6), в ССВ возникает электрическое поле

$$\vec{E}'_2 = \frac{\gamma_n}{n} \vec{e}_2 b_3, \quad (I.10)$$

обеспечивающее продольное ускорение (см. рис. I). С другой стороны, поле \vec{b}_3 в лабораторной системе координат необходимо также для того, чтобы поддерживать фазовое равновесие черенковского

го резонанса в ускоряющей фазе волны. Это условие и определит величину поля \mathcal{E}_z .

Вертикальное равновесие, очевидно, требует включения поля, перпендикулярного траектории частицы и параллельного поверхности диэлектрика в лабораторной системе. Однако, для устойчивости этого равновесия (без учета полей зарядов пучка), оно должно быть знакопеременным, меняя знак от одного участка траектории ускорения к другому. Как следует из уравнений движения, это обстоятельство, в свою очередь, требует изменения скачком фазы волны, как это показано, в частности, и в [30] (см. также [18]). Учет влияния полей зарядов 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 [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;

- проектируются установки для проведения лазерно-пучковых испытаний прочности диэлектриков на базе лазерного энерго-масс анализатора, лазеров и электронных микроскопов. Разрабатывается система импульсной синхронизации и автоматизации всего комплекса установок;

- ведется подготовка к проведению демонстрационного эксперимента по ускорению поверхностной волной; принципиальная схема установки изображена на рис.2.

2. Обращенный эффект Вавилова-Черенкова

В 1962 г. появилась пионерская работа К.Шимода [33], который 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

$$\cos \theta = 1/n(\omega)\beta. \quad (2.1)$$

В 1972-80 гг. в работах ереванской группы [34-41] подробно было рассмотрено ускорение заряженных частиц с помощью обращенного черенковского эффекта 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 черенковского эффекта специальное внимание

было уделено 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/см², когда пробоя среды еще нет, многократное рассеяние не может фактивно препятствовать длительному ускорению частиц.

В работе 1974 г. Р.Пантеля и сотрудников [42] было осуществлено первое экспериментальное наблюдение обращенного черенковского эффекта на свободных электронах, проходящих различные среды. В работе группы Р.Пантеля [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 путем изменения коэффициента пре-

ломления сред (см. также [44]).

В работах [45-47] была обнаружена интересная и, по-видимому, перспективная возможность создания больших полей с помощью вторичного обращения черенковского эффекта, когда ускоренные и смодулированные с помощью обращенного эффекта Черенкова пучки частиц, попадая в другую, специально подобранную среду, создают черенковское излучение с высокой напряженностью поля. В этом методе обращения черенковский эффект 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 черенковского 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. С другой стороны, надо всегда помнить, что эффект Вавилова-Черенкова в "неявном виде", без упоминания об этом, используется практически во всех схемах ускорения (напр., 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 числе пионеров этих идей были А.А.Коломенский и А.Н.Лебедев [49-51], которые в 1962 г. 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 в работе [52].

В 1972 г. Р.Б.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 значений порядка 100 МэВ/м при энергиях частиц до нескольких гигаэлектронвольт.

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

В обзорах К.Петрини [5,6] и А.Рениери [7] рассмотрены конкретные схемы ускорителей на энергии до нескольких сотен гигаэлектронвольт, основанные на ОЛСЭ. При этом темп ускорения электронов даже при энергиях порядка 10 ГэВ можно сохранить на уровне ~ 100 МэВ/м, причем на величину тока 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. напр., обзоры [55-58]). Поэтому, можно надеяться, что в ближайшие годы, по-видимому, будут созданы первые прототипы ускорителей на принципе ОЛСЭ в ГэВной области энергий. Основная трудность здесь состоит в повышении средней мощности лазеров при определенных требованиях на качество их пучка.

Однако для установления факта наличия лазерного ускорения в ондуляторах и обработки 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 в работах [59,60] явившихся продолжением работы [61] по созданию лазера на свободных электронах в инфракрасном диапазоне длин волн с использованием микротрона. 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.3. Она аналогична схеме установки работы [59], однако, в отличие от [59] основные параметры являются более оптимальными. В частности, увеличена энергия электронов до 12 МэВ, что позволило значительно расширить область изменения параметров, опре-

деляющих взаимодействие электронов с волной. Выведенный электронный пучок микротрона 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 CO₂-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 следующие:

Энергия электронов	12 МэВ
Мощность CO ₂ -лазера	20 МВт
Длина спирального ондулятора	20 см
Длина периода ондулятора	9,5 мм
Напряженность поля ондулятора	0-10000 Э
Поперечное сечение пучка	0,25 см ²

Измерялась зависимость положения максимума энергетического распределения электронов от напряженности магнитного поля ондулятора. Результаты измерения приведены на рис.4. Как известно [54], среднее изменение энергии электрона при одном проходе через ондулятор имеет вид

$$\left\langle \frac{\Delta\gamma}{\gamma} \right\rangle = 4\pi^3 \left(\frac{\Omega}{\omega} \right)^4 N^3 F(x), \quad (3.1)$$

где

$$\Omega^2 = \frac{4\pi E_L \kappa}{m \gamma_p^2 \Lambda} \quad - \text{ частота фазовых колебаний,}$$

$$\omega = 2\pi c / \Lambda \quad - \text{ частота ондуляторных колебаний,}$$

$$\kappa = 10^{-4} N \Lambda \quad - \text{ коэффициент ондуляторности,}$$

$$F(x) = \frac{1}{x} (\cos x - 1 + \frac{x}{2} \sin x) \quad - \text{ стандартная функция взаимодействия,}$$

$$\Lambda \quad - \text{ длина периода ондулятора в см,}$$

$$H \quad - \text{ магнитное поле ондулятора в эрстедах,}$$

$$N \quad - \text{ число периодов ондулятора,}$$

$$\Lambda N = L \quad - \text{ длина ондулятора,}$$

$$E_L \quad - \text{ напряженность поля лазерной волны,}$$

$$x = 2\pi N (1 - \gamma_p / \gamma), \quad \gamma = \frac{E}{m c^2},$$

$$\gamma_p \quad - \text{ определяется из условия синхронизма}$$

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

где λ - длина волны лазера.

Условие малого сигнала и линейного режима работы

$$\Omega / \omega \ll 1$$

(3.2)

выполнено при выбранных параметрах установки: $\Omega / \omega = 10^{-2}$. Стандартная функция взаимодействия $F(N)$ в зависимости от N (x выражено через N) приведена на рис.4. Как видно из полученных экспериментальных результатов, область значений N , при которой имеет место взаимодействие волны и электронного пучка, намного шире, чем предсказывается стандартной кривой $F(N)$. Так как условие малого сигнала и линейного режима (3.2) удовлетворено, то такое расхождение, по всей вероятности может быть объяснено монохроматичностью лазерного излучения

и неоднородностью магнитного поля ондулятора по поперечному сечению. Выражение (3.1) выведено для монохроматичных и идеально однородных значений этих характеристик. Неоднородность магнитного поля ондулятора по поперечному сечению составляет десятки процентов, а пучок CO₂-лазера многомодовый. Если в (3.1) подставить максимальное значение $F(H)$ и значения основных величин данного эксперимента, 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 форме:

$$\Delta E_{\max} = E_{\lambda} \frac{\kappa}{\gamma} L, \quad (3.3)$$

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

В настоящее время в Ереванском физическом институте усилиями ученых и инженеров ЕрФИ, ФИАЭ им.И.В.Курчатова и НИИЭФА им.Д.В.Ефремова, создается новая экспериментальная установка для получения ускорения электронов методом ОМСЭ. Основной целью этой работы является экспериментальное подтверждение возможности получения более высокого темпа ускорения, который в основном определяется мощностью используемого в данном эксперименте CO₂-лазера, созданного в ФИАЭ им.И.В.Курчатова и НИИЭФА им.Д.В.Ефремова.

параметры создаваемой установки следующие:

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

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 К.Пеллегрини [5] и К.Йоши [62]. Приведем параметры одностадийного ускорителя с ондулятором, обладающим одновременно переменными полем и периодом (рис.5; пример принадлежит П.Спранглю [62]).

Параметры лазера:

Мощность	$2 \cdot 10^{13}$ Вт
Длина импульса	1 нс
Диаметр пятна	3,5 мм
Длина волны	1 мкм
Поле лазера	$2 \cdot 10^{10}$ В/м
Длина ускорения	39 м

Параметры ондулятора (виглера):

Амплитуда поля	2-50 кГаусс
Длина периода	2-10 см

Параметры электронного пучка:

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

В заключение этого параграфа, в целях полноты изложения, отметим, что лазеры на свободных электронах используются в различных схемах лазерного ускорения непосредственно как источники электромагнитного поля. К таким схемам относятся наиболее продвинутой в экспериментальном отношении двухлучковый ускоритель (ТВА) Сесслера [63], при разработке которого создан 3-метровый лазер на свободных электронах на длину волны 1 см, мощностью 1,0 ГВт и на пробной волноводной структуре получен ускоряющий градиент 180 МэВ/м (см. рис. 6, где изображена принципиальная схема установки).

Лазер на свободных электронах используется в предложении [64] о создании линейного коллайдера в ТэВной области энергий, однако, в [64] вместо индукционного ускорителя на 1000 А, 3, 5 МэВ, примененного в [63], предлагается использовать сверхпроводящие резонаторы (см. также [13]), разрабатываемые в ЦЕРНе, на частоте 350 МГц, с добротностью $5 \cdot 10^9$, ускоряющим полем 15 МэВ/м.

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 до величин ~ 100 ГэВ, из-за падающего с энергией темпа ускорения и, что более существенно, возрастающих с энергией потерь на магнито-тормозное излучение электронов в ондуляторе (ондуляторное излучение).

4. Ускорение кильватерными волнами в пассивных замедляющих структурах

При ускорении кильватерными волнами в замедляющих структурах пучок частиц с большим током и относительно небольшой энергией впрыскивается в пассивную (напр., диафрагмированный волновод) или активную (напр., 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 высокочастотных ускорителях пучок электронов небольшой энергии и большого тока возбуждает высокочастотное 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 высокочастотного 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 величин порядка гигаватт на метр ускоряющей структуры при длительности импульса десятки наносекунд. Все это требует разработки новых источников высокочастотного (или скорее ультравысокочастотного) питания, совмещения (или существенного приближения) генерирующих электромагнитную волну структур с ускоряющими [13,65-67].

В этом параграфе рассматриваются работы, посвященные пассивным структурам, хотя некоторые общие результаты оказываются справедливыми и для ускорения кильватерными волнами в плазме (см. след. параграф).

Первые предложения по ускорению кильватерными волнами в пассивных структурах принадлежат Дж.А.Воссу и Т.Вейланду [68,69]. Экспериментальное исследование эффекта было проведено на созданной в ДЕЗИ установке, которую авторы называли трансформатор на кильватерной волне [70] (см. рис.7). В этой установке элект-

ронный кольцевой пучок пересекает ускоряющую структуру (диафрагмированный волновод) через отверстие в диафрагмах, расположенных вблизи внешней стенки волновода. Генерируемые кильватерные волны отражаются 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 известное для последовательно следующих и продольно симметричных сгустков ограничение на величину ускоряющего поля E_+ , вытекающее из 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 в пределах 10-20.

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% от плотности ускоряющего пучка, и, поэтому наблюдаемый темп ускорения составлял всего 8 МэВ/м вместо ожидаемых 100 МэВ/м.

Однако идея работ [68-70] имела большую эвристическую ценность, породив, или, по крайней мере, повлияв на порождение целого 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 предлагается вместо кольцевого пучка из работ [68,69], идущего по периферии структуры, использовать электроны, испускаемые фотодиодами под воздействием требуемым образом сфазированного лазерного облучения. Оценки показали, однако, что для создания тока фотоэлектронов требуемой плотности мощность лазера должна быть непомерно большой. Более перспективной оказалась идея релятивистского клистрона, высказанная В.Панофским [13] и развитая в работах А.Сесслера и С.Юу [66,67,72], когда электронные пучки высокой интенсивности ($\sim 1-2$ кА), большой пиковой мощности (\sim ГВт) и небольшой энергии (~ 1 МэВ), создаваемые современными индукционными ускорителями, используются для генерации ВЧ поля с длиной волны 1-3 см (см. напр. [67], рис.8).

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

выходная частота	(8,57-11,4) ГГц
пиковая мощность	75-200 МВт
эффективность	50%
напряженность поля в ускоряющей секции на 11,4 ГГц	140 МВ/м.

К варианту релятивистского клистрона следует отнести и предложенный Шнелем в ЦЕРНе двухстадийный ускоритель [13,73,74], в котором, в отличие от релятивистского клистрона, вместо индукционного ускорителя, используются сверхпроводящие резонаторы на 350 МГц, которые создаются в ЦЕРНе для последующего развития LEP (см. рис.9).

В развитие первоначальных идей трансформатора на кильватерных волнах [68-70], с учетом значений параметров двухстадийного ускорителя [74] был предложен резонансный трансформатор на кильватерных волнах [13] (см. рис.10), в котором используется резонансный режим, создаваемый многосгустковыми (напр., [50]) кольцевыми пучками, отстоящими друг от друга по времени на $1/\text{нс}$, и резонансно возбуждающими кильватерные волны в ускоряющей структуре. Такая схема позволяет существенно (на несколько порядков) увеличить коэффициент трансформации по сравнению с одноимпульсным режимом. Трудности, очевидно, состоят в создании требуемой последовательности интенсивных и коротких кольцевых сгустков, которые, кроме всего прочего, должны иметь разные энергии, т.к. впереди идущие 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., напр., [9]) называют квазиобычными линейными ускорителями на ультравысоких частотах. Это направление работ бурно развивается, как уже отмечалось, в связи с проблемой создания линейных коллайдеров в ТэВной области энергий (ЦЕРН, СЛАС-ЛБЛ-ЛНЛ, ДЕВИ) и в ближайшие годы надо ожидать заметного прогресса в этой области (см., напр., [14]).

В связи с вышеизложенным, начиная с 1985 г., в ЕРФИ (Э.М.Латиев 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 ведущий и ускоряемый сгустки движутся с некоторым запаздыванием по осям, проходящим через фокусы эллипса. При этом электромагнитные поля, возбужденные в одном из фокусов эллипса ведущим 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.11 приведены графики функции потерь $V(S)$ вдоль линий обоих фокусов эллипса при учете 1000 первых возбуждаемых мод. Размеры резонатора: длина 2,5 см, большая полуось 4 см, малая полуось 2,4 см. Кильватерные поля возбуждаются вдоль линии первого фокуса цилиндрическим ультрарелятивистским сгустком длины 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 в ~ 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 ~ 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 таких схем ускорения с использованием симметричных в продольном направлении ведущих сгустков коэффициент трансформации не превышает 1,5.

На рис.12 приведены дисперсионные кривые для заданной моды для различных типов волноводов [19] . Прямые, исходящие из начала координат, соответствуют условию равенства фазовой скорости волны скорости света.

Видно, что в периодической структуре каждая мода может распространяться с любой фазовой скоростью. Заряд взаимодействует лишь с теми модами, фазовая скорость которых совпадает со скоростью частицы. Точный расчет кильватерных полей в таких структурах методом разложения по собственным модам связан с опре-

деленными трудностями [76]. Однако для структур с малой связью между соседними ячейками периодичности можно приближенно оценить величины кильватерных полей. Погрешность при этом, в частности, для цилиндрического волновода, имеет порядок $\alpha^3/\beta^2 D$, где D - длина ячейки, α - внутренний радиус диафрагм, β - 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. 13 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 средне-квадратичном размере сгустка порядка 10 мм, наблюдается ускорение задней части сгустка, явление само по себе заслуживающее пристального внимания. Отметим в этой связи работы [81, 82], выполненные в начале семидесятых 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 ранние работы). Хотя максимум темпа ускорения за сгустком не превышает 1 кэВ/м, в случае интенсивного ведущего сгустка с числом частиц 10^{13} эта величина может достигать 100 МэВ/м. Отметим, что при таких плотностях ведущего сгустка существенным может стать влияние поперечных сил на динамику как ведущего, так и ускоряемого сгустков.

Проблема обеспечения высокого коэффициента трансформации в схеме ускорения кильватерным полем связана с возможностью получения интенсивных сгустков с нестандартными продольными рас-

пределениями плотности частиц [83]. Как уже отмечалось [83, 84], для симметричных ведущих сгустков коэффициент трансформации не может превышать 2. Можно доказать [77], что электромагнитные волны с максимальным коэффициентом трансформации генерируются ведущим 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 ведущих сгустков. В частности, в одномодовом приближении частицы N точечных ведущих сгустков теряют одну и ту же энергию, если расстояние между сгустками равно половине длины возбуждаемой волны, а число частиц в n -ом сгустке равно $N_n = N_1(2n-1)$. При этом коэффициент трансформации будет равным $2N$. На рис. 14 приведены зависимости числа частиц, участвующих в генерации кильватерных полей, от коэффициента трансформации для некоторых схем ускорения. На рис. 14 1 - ведущий сгусток с линейным возрастанием плотности частиц, 2 - последовательность сгустков с возрастающим с номером сгустка числом частиц, 3 - кусочно-линейный ведущий сгусток.

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 вышеприведенных рассуждений для схем ускорения кильватерным полем в плазме, где воз-

буждается одна мода на плазменной частоте.

Для экспериментальной проверки свойств различных схем генерации кильватерных волн в ЕРФИ планируется использовать новый линейный ускоритель. В настоящее время начат монтаж трехсекционного стенда и завершается сооружение соответственно экспериментальному залу. Параметры трехсекционного стенда следующие:

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

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 года.

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 пятидесятых годов. В середине восьмидесятых 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 [88-92, I]). 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 двойки, 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 работе [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 работе [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 рассмотрена задача 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, (напр., [104]) что светимость проектируемого в ЦЕРНе электрон-позитронного коллайдера на энергию в ТэВной области (SLIC), может быть увеличена на порядок при использовании предлагаемого способа фокусировки по сравнению с другими традиционными способами.

Экспериментальному исследованию ускорения в кильватерной плазменной волне посвящены работы группы Аргона-Висконсин [107, 108]. В эксперименте использовались интенсивные (10^{10} е/импульс) пучки электронов от линейного ускорителя на 21,4 МэВ Химического отдела Аргонской Национальной лаборатории.

После прохождения короткой графитовой мишени, пучок в специальном спектрометре расщеплялся на два пучка, один из которых + ведущий, имел энергию 21,4 МэВ, другой - меньшей интенсивности, имел энергию 15 МэВ - пучок-свидетель. Спектрометр имеет тромбон, который позволяет осуществлять задержку во времени, в пределах (-50, +200) пикосекунд, пучка-свидетеля относительно ведущего пучка. Оба пучка проходили однородный столб плазмы длиной 33 см с плотностью электронов $2,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Энергии обоих пучков после прохождения столба плазмы измерялись спектрометром, расположенным в конце тракта пучков (см. рис. 15). В зависимости от величины задержки пучок-свидетель попадал либо в ускоряющее, либо в замедляющее поле продольной кильватерной волны, возбуждаемой ведущим пучком. Было экспериментально наблюдается периодическое ускорение и замедление пучка-свидетеля в зависимости от времени задержки (см. рис. 16). Наблюдаемый 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 $n_{\text{вс}}/n_0 \ll 1$), где n_0 - равновесная плотность электронов плазмы, $n_{\text{вс}}$ - плотность электронов 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 существенными, проводился, начиная с 1977 г., в

работах Ереванской группы [I09-II6] . В последнее время в ряде работ [I01, I17, I18] также рассматривается генерация нелинейных кильватерных волн релятивистскими электронными пучками в плазме.

Здесь необходимо отметить основополагающие работы 1955-56 гг., А.И.Ахиезера и Р.В.Половина [I19, I20] , в которых впервые были сформулированы и решены уравнения для свободных продольных волн в безграничной релятивистской плазме. В частности, в [I19] (см. также [I21]) было получено предельное значение электрического поля свободной продольной волны в релятивистской холодной плазме:

$$\frac{e E_{\max}}{m \omega_p c} = \sqrt{2} \gamma_{\max}^{1/2}, \quad \text{где} \quad \gamma_{\max} = \left(1 - \frac{u_{\max}^2}{c^2}\right)^{-1/2},$$

u_{\max} - максимальная скорость электронов плазмы.

Эта величина существенно отличается от предельного значения для холодной нерелятивистской плазмы, полученной позже Даусоном

$$[I22, I23] \quad \frac{e E_{\max}}{m \omega_p c} \approx 1, \quad \text{и которое обычно цитируется, как}$$

предельное значение поля, после которого наступает распад волны.

В работах [I10-I13] , в обобщение работы [I19] , были рассмотрены продольные волны в плазме, генерируемые сгустками релятивистских электронов, движущихся с постоянной скоростью

$v_0 \approx c$ и лоренц-фактором $\gamma_0 = (1 - v_0^2/c^2)^{-1/2}$, и показано, что при $n_{e0} \approx n_0/2$, где n_{e0} , n_0 - плотности соответственно электронов сгустка и плазмы, и

$$\frac{n_{e0}}{n_0} / \left(1 - \frac{2n_{e0}}{n_0}\right) \gg \gamma_0^2 \gg 1 - \text{ предельное значение поля опре -}$$

деляется формулой $e E_{\max}/m \omega_p c = \sqrt{2} \gamma_0^{1/2}$. Мы видим, что

только при определенных условиях на лоренц-фактор получается зависимость поля пропорциональная $\gamma_0^{1/2}$ (а не $\gamma_{\max}^{1/2}$ - электронов плазмы, как в [I19]) . В тех же случаях, когда

$$\gamma_0^2 \gg \frac{n_{e0}^2}{n_0^2} / \left(1 - \frac{2n_{e0}}{n_0}\right) \gg 1 \quad \text{поля также оказываются большими,}$$

но уже за счет фактора $\left(1 - \frac{2n_{e0}}{n_0}\right)^{-1}$. Это обстоятельство не всегда четко формулируется в литературе [I17, I18, I22] . Заметим, что уравнения работ [I19, I20] использовались также в [I24] для исследования образования продольных волн в плазме волнами биения от двух лазеров. Более подробно различные случаи зависимости электрического поля продольной волны от γ_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 [I09-II5] .

В работе [II6] 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 [I00-I06] .

Весь процесс взаимодействия релятивистского сгустка с плазмой можно разбить на стадии. Сгусток инжектируется в плазму в те -

чение 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 $t_{кр} \gg \tau + nT$ (см. также [98]), (где T - период стационарной кильватерной волны, $n > 1$ - целое число) в системе плазма-сгусток устанавливается стационарный режим плазменных колебаний, когда все величины, характеризующие пучок и плазму, а именно, плотности электронов пучка n_p и плазмы n_e , продольные импульсы $p_p = P_{pz}/mc$, $p_e = P_{ez}/mc$ электронов пучка и плазмы, поля E^z 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_ϕ - фазовая скорость возбужденной волны. За время $t_{кр}$ за сгустком возбуждается кильватерное поле E_z , поле внутри сгустка полностью ($E_z^b = 0$) или частично ($E_z^b \neq 0$) компенсируется и устанавливается определенное распределение по импульсам p_e и p_p электронов плазмы и сгустка в области занятой сгустком и за сгустком. Далее, хвостовые электроны сгустка, приобретая импульсы $p_p \gg p_0$, где p_0 - импульс электронов фронта сгустка, равны начальному импульсу электронов, обгоняют электроны фронта сгустка и сгусток разваливается за время $t_H = 2d\gamma_0^2/c \gg t_{кр}$.

5.1. 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_{e0} , 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

$$\frac{d^2}{d\tilde{z}^2} (\beta p_e - \sqrt{1+p_e^2}) + \frac{\omega_p^2 p_e}{c^2 (\beta \sqrt{1+p_e^2} - p_e)} + \frac{\omega_p^2}{c^2} [\theta(\tilde{z}) - \theta(\tilde{z}-d)] = 0 \quad (5.1)$$

$$\left(\beta - \frac{p_e}{\sqrt{1+p_e^2}} \right) \frac{dp_e}{d\tilde{z}} = \frac{eE_z}{mc^2},$$

$$\frac{d}{d\tilde{z}} (n_e v_e - n_e v_\phi) = 0,$$

где

$$\beta = v_\phi/c, \quad \omega_{p,e}^2 = \frac{4\pi e^2 n_{e0}}{m},$$

при граничных условиях $n_e(d) = n_0$, $p_e(d) = 0$, $E_z^b(d) = 0$.

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

$$\tilde{\lambda} = 4\sqrt{2} \frac{v_0}{\omega_p} \gamma_0^{1/2} \quad (5.2)$$

и максимальной напряженностью поля

$$E_{\max} \approx \sqrt{2} \frac{mc\omega_p}{e} \gamma_0^{1/2} \quad (5.3)$$

при условии

$$\frac{n_{e0}^2}{n_0^2} / \left(1 - \frac{2n_{e0}}{n_0}\right) \gg \gamma_0 \gg 1, \quad n_{e0} \approx \frac{n_0}{2}, \quad (5.4)$$

и

$$E_{\max} \approx \sqrt{2} \frac{mc\omega_p}{e} \frac{(n_{e0}/n_0)^{1/2}}{\left(1 - \frac{2n_{e0}}{n_0}\right)^{1/4}}, \quad \tilde{z}_\lambda = 4\sqrt{2} \frac{V_0}{\omega_p} \frac{(n_{e0}/n_0)^{1/2}}{\left(1 - \frac{2n_{e0}}{n_0}\right)^{1/4}}, \quad (5.5)$$

при обратном условии

$$\gamma_0^2 \gg \frac{n_{e0}^2/n_0^2}{1 - 2n_{e0}/n_0} \gg 1, \quad (n_{e0} \approx \frac{n_0}{2}). \quad (5.6)$$

Условие полной компенсации заряда сгустка (поле внутри сгустка $E^b = 0$) приводит к ограничению на длину сгустка $d \leq \frac{n_{e0} \tilde{z}_\lambda}{n_0 - n_{e0}}$, если же поле внутри сгустка не полностью компенсировано ($E^b \neq 0$), то указанные выражения (5.2), (5.3), (5.5) для максимальных значений напряженности поля и длины кильватерной волны получаются при длине сгустка

$$d = \frac{2V_0}{\omega_p} \gamma_0 \quad \text{или} \quad d = \frac{2V_0}{\omega_p} \frac{n_{e0}/n_0}{\left(1 - 2n_{e0}/n_0\right)^{1/2}} \quad (5.7)$$

соответственно, при условиях (5.4) или (5.6). При длинах больших или меньших приведенных, максимальные значения напряженности поля и длины волны соответственно больше или меньше определяемых по формулам (5.2), (5.3), (5.5) значений. Например, в случае когда длина сгустка определяется выражением $d_0 \approx \frac{8V_0}{\omega_p} \gamma_0^2$, напряженность поля и длина кильватерной волны даются выражениями

$$E_{\max} \approx 2 \frac{mc\omega_p}{e} \gamma_0, \quad \tilde{z}_\lambda = \frac{8V_0}{\omega_p} \gamma_0, \quad (5.8)$$

при условии (5.4). Общая зависимость напряженности кильватерного поля от длины сгустка требует численного анализа. Общие выражения для неявной зависимости $d = d(E)$ приведены в работах [III-II3].

Приведем несколько численных оценок максимальных значений напряженности продольного кильватерного поля и темпа ускорения частиц в нем при разных значениях параметров n_0 , n_{e0} и γ_0 плазмы и сгустка:

I. Пусть равновесная плотность электронов плазмы $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\omega_p = \sqrt{3 \cdot 10^9 n_0} = 1,7 \cdot 10^{11} \text{ с}^{-1}$; плотность сгустка $n_{e0} \approx n_0/2$ (см. условие (5.4)) и релятивистский фактор сгустка $\gamma_0 = 10^2$ (50 МэВ). Приведенные параметры близки к значениям параметров индукционного ускорителя АТА в Ливерморе, США). Тогда $E_{\max} = 4,1 \cdot 10^9 \text{ В/м}$, а максимальный темп ускорения $eE_{\max} = 4,1 \text{ ГэВ/м}$. При этом длина сгустка в случае полной компенсации поля внутри сгустка $d \leq 10 \text{ см}$, в случае же частичной компенсации ($E^b \neq 0$) приведенные значения поля и темпа ускорения имеют место при длине сгустка $d \leq 35 \text{ см}$.

Расстояние, проходимое сгустком в плазме до установления стационарного режима $L = v_0 t = d + n \tilde{z}_\lambda = 54$ см при $n = 2$ (см. рис. 17, 18)

$$2. \quad n_0 = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}, \quad \omega_p = 2,4 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1},$$

$$n_{e0} = \frac{n_0}{2} = 10^{11} \text{ см}^{-3}, \quad \gamma = 60 (30 \text{ МэВ}).$$

В этом случае

$E_{\max} = 4,6 \cdot 10^8 \text{ В/м}$, $eE_{\max} = 460 \text{ МэВ/м}$, $d \leq 53$ см при компенсации поля в сгустке и $d \approx 1,5$ м при некомпенсированном сгустке, а $L = 256$ см.

В случае малых плотностей электронов сгустка выражение для напряженности кильватерного поля не зависит от γ_0 -фактора и его максимальное значение равно

$$E_{\max} = \frac{m \omega_p c}{e} \frac{n_{e0}}{n_0} \beta = 0,96 \cdot 10^2 n_{e0}^{1/2} \left(\frac{n_{e0}}{n_0} \right)^{1/2} \quad (5.9)$$

при длинах сгустка $d = \pi v_0 / 2 \omega_p$. Оптимальный подбор значений n_{e0} и n_0 с учетом параметров n_{e0} и γ_0 существующих ускорителей дает для этого случая значения ускоряющих кильватерных полей $E_{\max} = 10^8 \text{ В/м}$ и, соответственно, темпа ускорения $eE_{\max} = 100 \text{ МэВ/м}$.

5.2. Нелинейное "самоускорение" электронов релятивистского сгустка в плазме

Приведенные в п. 5.1 результаты получены в приближении "заданного" сгустка, когда его параметры входят в виде заданной функции в уравнения Максвелла и не учитывается обратное влия-

ние на сгусток возбуждаемых им полей. Учет этого обстоятельства может существенно изменить параметры сгустка и условия возбуждения кильватерного поля и явится 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 работе [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 работе [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 следующей, наиболее продолжительной (третьей) 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 незахваченные волной с повышенной (вдвое больше начальной) энергией. В рабо-

те [116] получено точное решение стационарной нелинейной само-согласованной задачи взаимодействия одномерного моноэнергетического релятивистского сгустка 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 $\tilde{z} = z - v_\phi t$ как в стационарном случае, хотя фронт пучка по-прежнему движется с начальной скоростью V_0 . Заметим, что на отличие фазовой скорости указано во всех работах [125-129], в которых пучок электронов рассматривается как незадаанный. В работе [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 Лингвиром.

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 $n_e \approx (2+3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ наблюдается прохождение около 15-20% электронов пучка, среди которых обнаружены ускоренные до 24 МэВ (см.рис.19).

Поведение сгустка электронов с плотностью $n_e(\tilde{z})$, фронт которого движется с постоянной скоростью V_0 ($\beta_0 = V_0/c$) через плазму с плотностью электронов $n_e(\tilde{z})$ и покоящимися ионами, описывается системой уравнений движения для \tilde{z} - компонент безразмерных импульсов $\rho_e = P_{ez}/mc$, $\rho_e = P_{ez}/mc$ соответственно электронов плазмы и пучка

$$\frac{d}{d\tilde{z}} (\beta \rho_e - \sqrt{1 + \rho_e^2}) = \frac{eE^b}{mc^2}, \quad (5.10)$$

$$\frac{d}{d\tilde{z}} (\beta \rho_e - \sqrt{1 + \rho_e^2}) = \frac{eE^b}{mc^2}, \quad (5.11)$$

уравнениями непрерывности

$$\frac{d}{d\tilde{z}} [n_e(V_e - V_\phi)] = 0, \quad \frac{d}{d\tilde{z}} [n_e(V_e - V_\phi)] = 0, \quad (5.12)$$

и уравнением Пуассона для продольной компоненты поля внутри сгустка

$$\frac{dE^b}{d\tilde{z}} = 4\pi e(n_0 - n_e - n_e) \quad (5.13)$$

где n_0 - равновесная плотность электронов плазмы, равная плотности неподвижных ионов, $\beta = V_\phi/c$. Мы рассматриваем случай $n_E < n_0$ и предполагаем непрерывность поля E^b , импульса электронов плазмы ρ_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 $\rho_E(d) = \rho_0$, где $\rho_0 = \rho_0 / (1 - \beta_0^2)^{1/2}$ и $n_E(d) = n_{E0}$, где n_{E0} - постоянная первоначальная плотность электронов сгустка.

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

После установления стационарного режима пламенных 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. [II3-II6]) распределяются следующим образом при $V_\phi = V_0 \approx c$

$$-\rho_e^0 \leq \rho_e \leq 0, \quad \rho_E^0 \geq \rho_E \geq \rho_0, \quad (5.14)$$

$$\rho_e^0 = \frac{2\beta \frac{n_{E0}}{n_0} \alpha (1 - \frac{n_{E0}}{n_0} \alpha)}{1 - 2\frac{n_{E0}}{n_0} \alpha + \frac{n_{E0}^2}{n_0^2} \alpha^2 (1 - \beta^2)}, \quad (5.15)$$

$$\rho_E^0 = \rho_0 + \frac{2\beta^2 \frac{n_{E0}}{n_0} \alpha}{(1 - \beta) [1 - 2\frac{n_{E0}}{n_0} \alpha + \frac{n_{E0}^2}{n_0^2} \alpha^2 (1 - \beta^2)]},$$

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

В хвостовой части сгустка ρ_e и ρ_E приобретают соответствен-

но значения, приведенные в левой части неравенств (5.14), откуда следует, что электроны плазмы ускоряются назад, а электроны хвостовой части сгустка (до 10% от полного числа частиц сгустка (см. [II6])) приобретают дополнительный импульс вперед, пропорциональный (при условии (5.4)) γ_0^4 при длинах сгустка $d_0 = \frac{8V_0}{\omega_p} \gamma_0^2$ и γ_0^2 при $d_0 = \pi V_0 / \omega_p$ и

$$n_{E0} / n_0 \ll 1 :$$

$$\rho_E^0 \approx \rho_0 + 8\gamma_0^4, \quad \frac{n_{E0}}{n_0} \approx \frac{1}{2}, \quad d_0 = \frac{8V_0}{\omega_p} \gamma_0^2, \quad (5.16)$$

$$\rho_E^0 \approx \rho_0 + \frac{4n_{E0}}{n_0} \gamma_0^2, \quad \frac{n_{E0}}{n_0} \ll 1, \quad d_0 \approx \frac{\pi V_0}{\omega_p}. \quad (5.17)$$

Однако длины d_0 при $n_{E0} / n_0 \approx \frac{1}{2}$ для реализуемых в настоящее время значений γ_0 и n_{E0} сгустков очень велики ($\sim 10^2$ м), и мы приведем также выражения для некоторых промежуточных значений ρ_e и ρ_E при длинах сгустка $d_1 = \frac{2V_0}{\omega_p} \gamma_0$ (при $n_{E0} \approx n_0/2$). Интервал изменения импульсов электронов сгустка и плазмы в области, занятой сгустком, определяется в этом случае неравенствами:

$$-\rho_e^m \leq \rho_e \leq 0, \quad \rho_E^m \geq \rho_E \geq \rho_0, \quad (5.18)$$

$$\rho_e^m = \frac{\beta \frac{n_{E0}}{n_0} \alpha}{[1 - \frac{2n_{E0}}{n_0} \alpha + \frac{n_{E0}^2}{n_0^2} \alpha^2 (1 - \beta^2)]^{1/2}},$$

$$\rho_E^m = \rho_0 + \frac{1 - \frac{n_{E0}}{n_0} \alpha (1 - \beta^2)}{(1 - \beta) [1 - \frac{2n_{E0}}{n_0} \alpha + \frac{n_{E0}^2}{n_0^2} \alpha^2 (1 - \beta^2)]^{1/2}}$$

Из приведенных формул видно, что на расстоянии d_1 от фронта ступка электроны хвостовой части ступки при условии (5.4) приобретают дополнительный по сравнению с начальным импульс

$$\rho_g^m = \rho_0 + 4\chi_0^3, \quad \frac{n_{e0}}{n_0} = \frac{1}{2}, \quad d_1 = \frac{2V_0}{\omega_p} \chi_0, \quad (5.19)$$

$$\rho_g^m = \rho_0 + \frac{2n_{e0}}{n_0} \chi_0^2, \quad \frac{n_{e0}}{n_0} \ll 1, \quad d_1 = \frac{\pi V_0}{2\omega_p}. \quad (5.20)$$

Расстояния, на которых приведенные выражения (5.16-5.20) для максимальных импульсов меняются незначительно, составляют примерно 10% от всей длины ступки $\Delta d_{1,0} \approx 10^{-1} d_{1,0}$, и частицы, находящиеся в случае (5.19-5.20) в отрезке Δd_1 хвостовой части ступки приобретают, например, при $\frac{n_0}{2} = n_{e0} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\chi_0 = 10^2$ (50 МэВ) максимальную энергию

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

Число частиц с такой энергией $N^6 = n_{e0} \Delta d_1 A$, где A сечение ступки, $N^6 \approx 3,5 \cdot 10^{13}$, если A принять равным 1 см^2 . При этом $d_1 = 35 \text{ см}$, $\Delta d_1 = 3,5 \text{ см}$. При малых плотностях электронов ступки $n_{e0}/n_0 = 10^{-3}$, $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и $\chi_0 = 10^4$ имеем $d_1 = \frac{\pi V_0}{2\omega_p} = 2,7 \text{ мм}$, $\Delta d_1 = 0,27 \text{ мм}$, $N^6 = 2,7 \cdot 10^{11}$, $\epsilon_{\max} 10^2$ ГэВ. Эти энергии приобретаются электронами хвостовой части ступки после прохождения ступком в плазме расстояний

L и до развала ступки (обгон хвостом фронта). При $n_0 = 2n_{e0} \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $\chi_0 = 10^2$, $L = 54 \text{ см}$, а при $\frac{n_{e0}}{n_0} = 10^{-3}$ $n_0 \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $L = d_1 + \frac{2\pi V_0}{\omega_p} = 2 \text{ см}$.

При условии (5,6) выражения (5.16) и (5.19) заменяются, соответственно при длинах $d_0 = \frac{2V_0}{\omega_p} / (1 - 2 \frac{n_{e0}}{n_0})$ и

$$d_1 = \frac{V_0}{\omega_p} / (1 - 2 \frac{n_{e0}}{n_0})^{1/2} \quad \text{выражениями}$$

$$\rho_g^0 = \rho_0 + 2\chi_0^2 / (1 - \frac{2n_{e0}}{n_0}), \quad \rho_g^m = \rho_0 + 2\chi_0^2 / (1 - \frac{2n_{e0}}{n_0})^{1/2}, \quad (5.21)$$

выражения же (5.17) и (5.20) для ρ_g^0 и ρ_g^m при $n_{e0}/n_0 \ll 1$ пропорциональны χ_0^2 при любых χ_0 . Следует, однако, заметить, что при $n_{e0}/n_0 \approx \frac{1}{2}$ учет подвижности ионов и конечности поперечных размеров ступки вводит определенные ограничения на величину χ_0 , при которых справедливы полученные выше выражения (см. п.5.3).

Приведенные в пп.5.1 и 5.2 формулы так же, как и некоторые другие результаты работ [II3-II6], особенно те, для которых требуются для большого темпа ускорения длины релятивистских ступок становятся довольно заметными, 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 прохождение космических частиц высоких и сверхвысоких энергий [II4, II8, II2].

5.3. Учет влияния движения ионов и поперечных размеров ступки

Практически во всех цитированных выше работах по генерации продольных волн в плазме ионы предполагаются неподвижными. Обобщая результаты работы [II6] 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 [II6]. Учет движения ионов в случае $n_{e0}/n_0 \ll 1$ оказывается не существенным; в случае же $n_{e0}/n_0 \approx \frac{1}{2}$ для сохранения в силе результатов работы [II6] необходимо использовать пучки не очень высоких энергий: гамма-фактор пучка должен быть ограничен сверху величиной, пропорциональной отношению M_i/zme ($\gamma_0^4 \ll \frac{M_i}{16zme}$), где z - заряд ионов. При выполнении же обратного условия $\gamma_0^4 \gg \frac{M_i}{16zme}$ импульсы

\mathcal{P}_g электронов сгустка оказываются зависящими от квадрата γ_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 работах Кацулеаса и Мори [I22, I33] и уточнен в работе Розен - цвейга [I18].

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 предыдущих работ [I00-I06] 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 длины d , поперечных размеров a , со скоростью фронта пучка проходит вдоль оси z через бесконечную в обоих направлениях (z, z) плазму. Вся система находится в достаточно сильном внешнем продольном магнитном поле $B_0 (\omega_{p0} \gg \omega_p)$. Как и раньше, рассматривается стационарное (точнее - квазистационарное) состояние системы релятивистская плазма - пучок, когда все характеристики системы можно выразить через переменные $\tilde{z} = z - V_\phi t$ и z . 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_z , магнитное поле - одну, B_ϕ . 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:

$$n_{ed}(z) = \begin{cases} n_{e0} (1 - \frac{z^2}{a^2}), & z \leq a, \\ 0 & z > a, \end{cases} \quad 0 \leq \tilde{z} \leq d. \quad (5.22)$$

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

$$\chi_\phi^2 \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{z}^2} = -4\pi e \chi_\phi^2 (n_0 - n_e - n_g), \quad (5.23)$$

где

$$\chi_\phi = \left(1 - \frac{V_\phi^2}{c^2} \right)^{-1/2}, \quad V_\phi = \frac{n_g V_{gz} - n_{gd} V_{gd}}{n_g - n_{gd}}.$$

В рассматриваемом крайне релятивистском случае $\beta_e = v_e/c \gg 1$, $V_{gd} \approx V_{gz} \approx c$ и $V_\phi \approx c$, $n_e \approx n_0(1 - \beta_e)^{-1}$, $n_g \approx n_{gd}$. Далее из уравнений движения для электронов плазмы находим $\varphi' = \sqrt{\beta_e^2 + 1} - \beta_e$, где $\varphi' = \varphi / \chi_\phi^2 mc^2$, $\varphi(d) = 1$ и $n_e = \frac{n_0}{2} (1 + 1/\varphi^2)$. Подставляя выражения для n_e и n_g в (5.23) и вводя безразмерные величины φ' , $z' = z/\lambda_p$, $\tilde{z}' = \tilde{z}/\lambda_p$, получаем следующее уравнение для $\varphi'(\tilde{z}', z')$

$$\chi_\phi^2 \frac{1}{z} \frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial \varphi}{\partial z} \right) + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \tilde{z}^2} - \frac{2\pi^2}{\varphi^2} = -2\pi^2 \left(1 - \frac{2n_{g0}}{n_0} \right) \quad (5.24)$$

(штрихи опущены).

Уравнение (5.24) решается приближенно. Нулевое приближение ищется как решение уравнения

$$\frac{d^2 \varphi_0(\tilde{z})}{d\tilde{z}^2} - \frac{2\pi^2}{\varphi_0^2(\tilde{z})} = -2\pi^2 \left(1 - \frac{2n_{g0}}{n_0} \right), \quad (5.25)$$

которое имеет точное решение, совпадающее с ранее полученными решениями для бесконечного в поперечных направлениях пучка в приближении $V_g \rightarrow c$. Приближенное решение уравнения (5.24) ищется в виде разложений:

$$\varphi(\tilde{z}, z) = \varphi_1(\tilde{z}) + \varphi_2(\tilde{z}) \frac{z^2}{a^2} + \dots \quad (5.26)$$

$$\varphi_1(\tilde{z}) = \varphi_0(\tilde{z}) + \varphi_{01}(\tilde{z}) + \dots$$

Ограничиваясь условиями:

$$|\varphi_{01}| \ll |\varphi_0|, \quad |\varphi_2| \ll |\varphi_0|, \quad 0 < \tilde{z} < d \quad (5.27)$$

и оставляя члены первого порядка малости, из уравнений (5.24-5.25) имеем следующую систему:

$$\frac{d^2 \varphi_2}{d\tilde{z}^2} + \frac{4\pi^2}{\varphi_0^3} \varphi_2(\tilde{z}) = -4\pi^2 \frac{n_{g0}}{n_0}, \quad (5.28)$$

$$\frac{d^2 \varphi_{01}}{d\tilde{z}^2} + \frac{4\pi^2}{\varphi_0^3} \varphi_{01}(\tilde{z}) = -\frac{4\chi_\phi^2}{a^2} \varphi_2(z).$$

Из уравнения (5.25) следует, что

$$1 < \varphi_0(\tilde{z}) < 1/\beta, \quad 0 < \beta = 1 - 2 \frac{n_{\beta 0}}{n_0} < 1. \quad (5.29)$$

В случае $n_{\beta 0}/n_0 \ll 1$, который наиболее часто встречается на практике, $\varphi_0 \approx 1$ для $0 < \tilde{z} < 1$ и система (5.28) решается с нулевыми граничными условиями на переднем фронте пучка $\tilde{z} = d$. Приближенное выражение для φ , близких к единице, $\varphi = 1 + 2\pi \frac{n_{\beta 0}}{n_0} \left(\frac{d - \tilde{z}}{\lambda_p}\right)^2$ показывает, что условие $\varphi \approx 1$ есть $\frac{n_{\beta 0}}{n_0} \left(\frac{d}{\lambda_p}\right)^2 \ll 1$, т.е. при коротких пучках $d/\lambda_p \ll 1$ отношение $n_{\beta 0}/n_0$ может быть произвольно в интервале

$0 < n_{\beta 0}/n_0 < \frac{1}{2}$. Система относительно просто решается и для очень больших φ_0 , когда членом с φ_0^{-3} в (5.28) можно пренебречь; физически это соответствует условию $\beta \rightarrow 0$, т.е. $n_{\beta 0}/n_0 \rightarrow 1/2$.

Условие (5.27) применимости результатов расчетов для бесконечного в поперечных направлениях пучка есть:

$$\begin{aligned} \frac{n_{\beta 0}}{n_0} \frac{d^2}{\lambda_p^2} &\ll 1, & \frac{n_{\beta 0}}{n_0} \frac{z^2}{a^2} &\ll 1, \\ \frac{\gamma_\phi^2}{a^2} \frac{n_{\beta 0}}{n_0} &\ll 1, & 0 &< z < a. \end{aligned} \quad (5.30)$$

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

$$(V_\beta - V_\phi) \frac{dP_{\beta z}}{d\tilde{z}} = -eE_z, \quad E_z = -\frac{1}{\gamma_\phi^2} \frac{\partial \varphi}{\partial \tilde{z}},$$

интегрируя которые с учетом граничных условий при $\tilde{z} = d$,

$$0 < z < a: \quad P_\beta(d) = P_{\beta 0} = P_{\beta 0}/mc, \quad \varphi'(d) = 1 = \frac{\varphi(d)}{mc^2 \gamma_\phi^2} \quad \text{имеем}$$

$$P_\beta = P_{\beta 0} + 2\gamma_\phi^2 (\varphi - 1). \quad (5.31)$$

Соотношение (5.31) верно в общем случае, независимо от конкретного вида $\varphi(\tilde{z}, z)$. Поэтому, всегда при $\varphi > 1$, т.е. в хвосте длинного $d \gg \lambda_p$ пучка, будут иметься ускоренные электроны; их появление есть реакция пучка на создаваемое им 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. раздел 4 настоящего обзора).

$$\text{Зная } \varphi, \text{ можно найти } E_z = -\partial\varphi/dz, \quad E_z = -\frac{1}{\gamma_\phi^2} \frac{\partial \varphi}{\partial \tilde{z}},$$

а затем и V_ϕ из уравнений Максвелла (последнее более удобно, чем решать заново нелинейное уравнение для A_z). Зная E_z и V_ϕ , вычисляют силу $f_z = -|e|E_z + |e| \frac{V_\beta}{c} V_\phi$; знак и величина f_z определяют "самофокусировку" ($f_z < 0$) и "самодефокусировку" ($f_z > 0$) пучка. Заметим, что поле V_ϕ определяется как током пучка компенсированным (частично) током электронов плазмы, так и током смещения пропорциональным $\partial E_z / \partial \tilde{z}$.

Общее выражение для силы f_z 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 периодически изменяется с периодом λ_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 "сосисочной" неустойчивости.

Рассмотренные в пятом разделе настоящего обзора результаты имеют безусловный интерес, особенно в части, касающейся "самоускорения" и "самофокусировки" электронов сгустка. Существенным 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 кильватерных волн в пассивных структурах (см. § 4 [13], [14]).

С учетом жестких требований на разброс в поперечных импульсах в линейных коллайдерах в ТаВной области энергий [134] можно полагать, что схемы ускорения с помощью кильватерных волн в плазме, так же, как эффект нелинейного "самоускорения", могут иметь перспективы применения при создании ускорителей с фиксированной мишенью, где ограничения на разброс в поперечных импульсах не являются столь ограничивающими.

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

Таблица I

Новые схемы ускорения

I. Лазерное ускорение в плазме	UCLA Париж RAL MRC LLNL
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. O I C Э	BNL NRL
6. Схема с использованием обратного 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 коллайдеров

SLAC
CERN
КЕК
Новосибирск

II. Источники мощности:

а) Клистроны, Клистрино, Гирокконы

SLAC
Новосибирск

б) Лазертроны

КЕК
SLAC
Орсей

в) Лазертроны, формирующие плоские
пучки

Техас
Мэриленд
LBL/LLNL

г) Гироклистроны

MIT
NRL
КЕК

д) Л С Э, SARF

SLAC/LLNL/LBL

е) Релятивистский клистрон

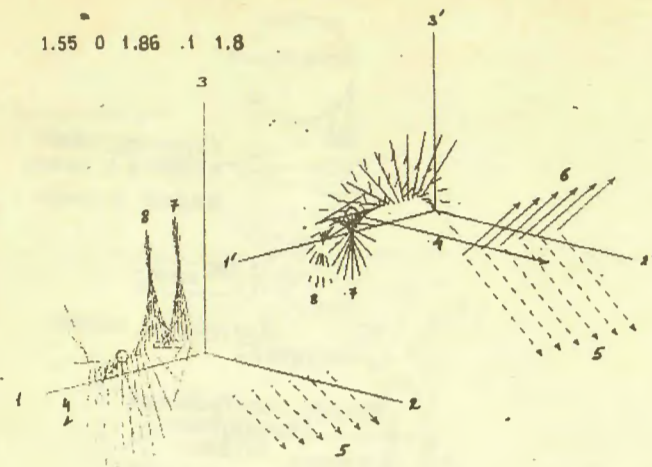


Рис. I

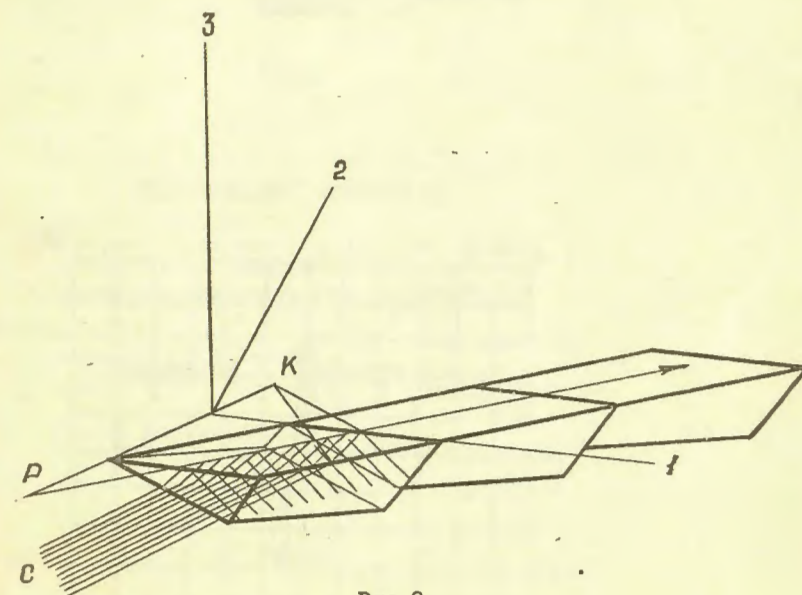


Рис. 2

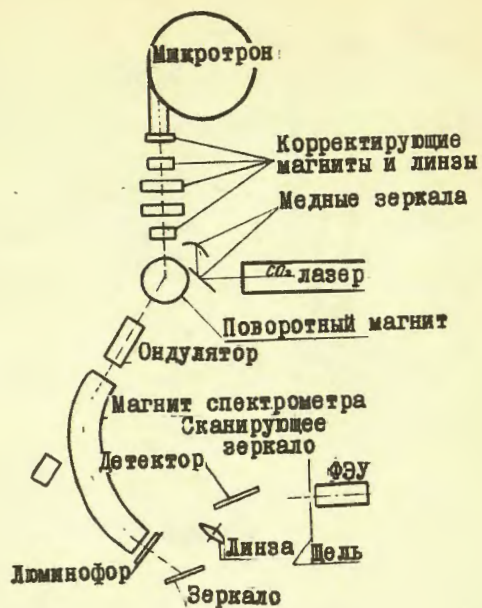


Рис.3

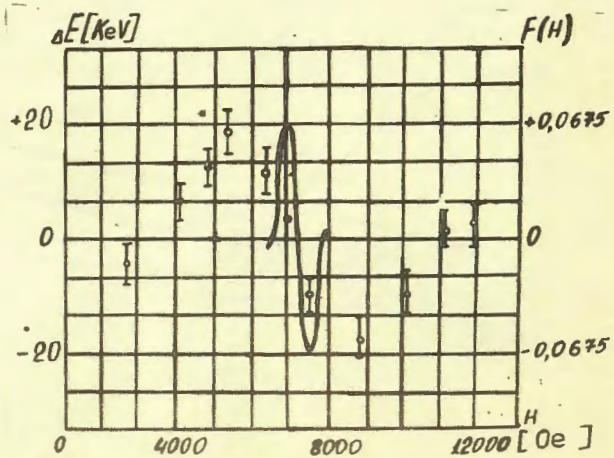


Рис.4



Рис.5

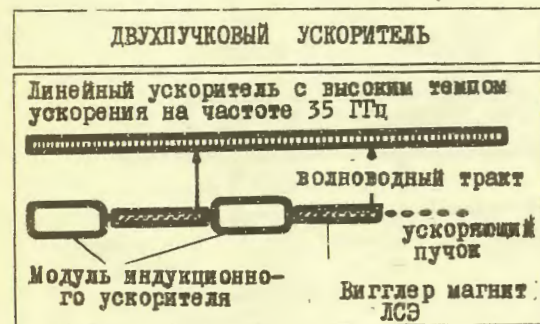


Рис.6

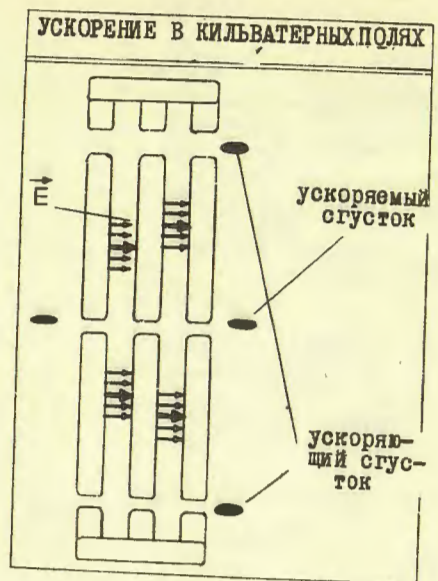


Рис. 7



Рис. 8

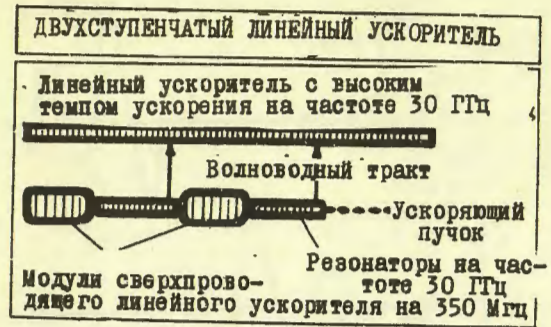


Рис. 9

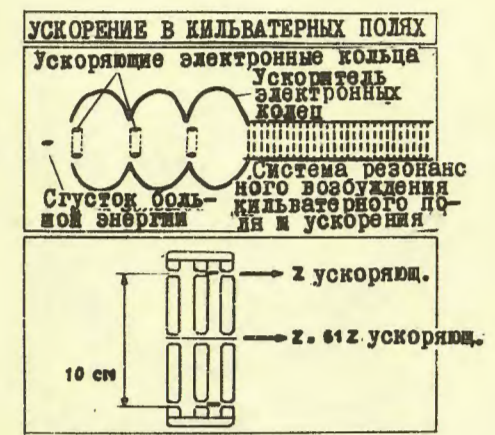


Рис. 10

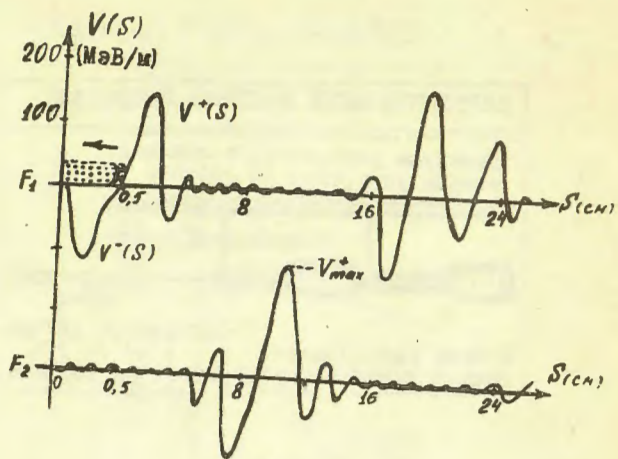


Рис. 11

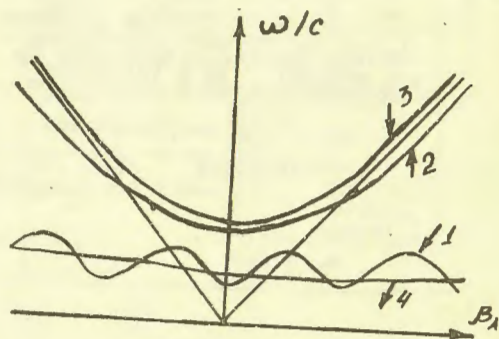


Рис. 12

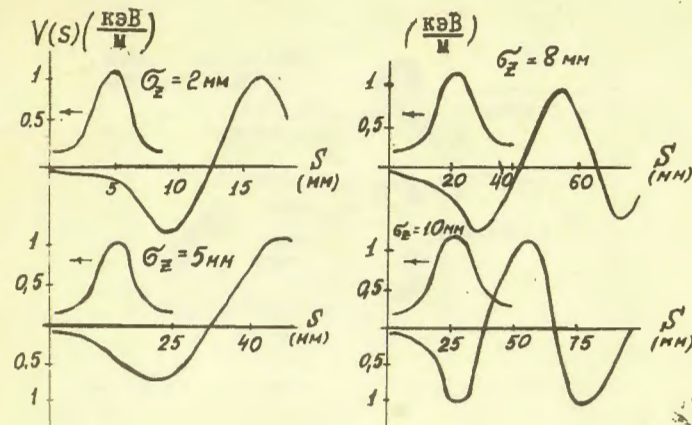


Рис. 13

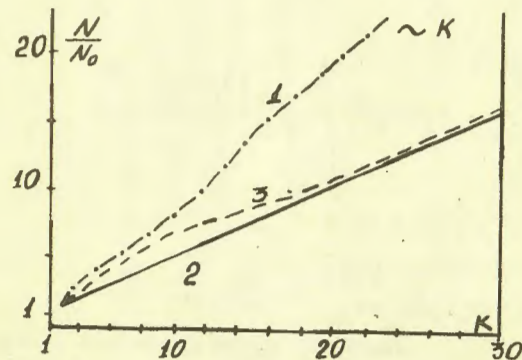


Рис. 14

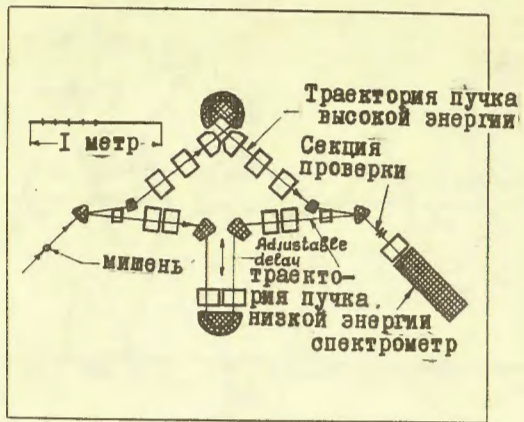


Рис. 15

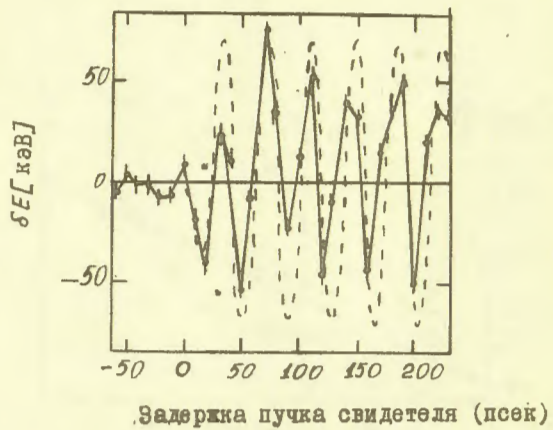


Рис. 16

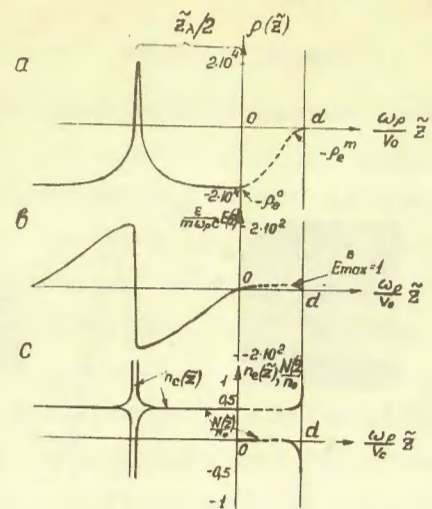


Рис. 17

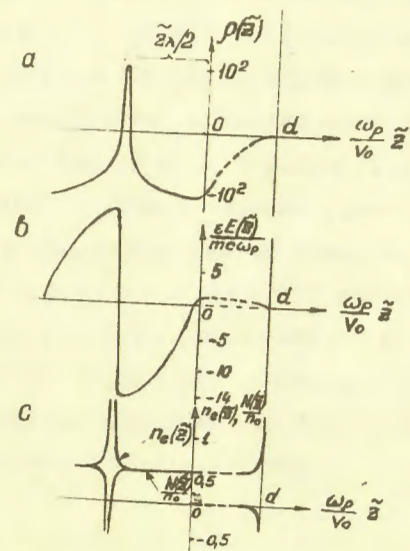


Рис. 18

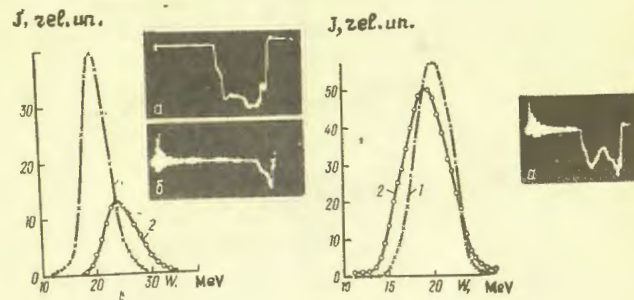


Рис. 19

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис. 1 Схема полей лазерного ПЭВ-ускорителя в лабораторной системе (1, 2, 3) и ССВ (1', 2', 3') 4' — траектория равновесной ультрарелятивистской частицы, находящейся в центре кружка, 5 — однородное магнитное поле; 6 — индуцированное в ССВ однородное электрическое поле; 7, 8 — электрические и магнитные поля ПЭВ при значениях фазы, отличающихся на $\pi/12$. Числа сверху: коэффициент преломления диэлектрика; отклонение от режима максимального темпа ускорения; длина волны лазера в мкм; высота траектории над поверхностью в единицах длины волны; величина магнитного поля внутри диэлектрика (в масштабе длины).

Рис. 2 Общий вид генератора ПЭВ лазерного ускорителя. Показаны три кристалла (показатель преломления 1,75) тракта ускорения и ход лучей света в одном из них. Ультрарелятивистская частица (Р) и фронт волны в равновесной фазе (С) (выходная апертура лазера, не показанная на рисунке, параллельна фронту) стартуют одновременно. Геометрия кристаллов, вырезанных из клина с ребром РК, 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. Магнитная система и поглотитель выходящего из кристалла света не показаны.

Рис. 3 Схема экспериментальной установки.

Рис.4 Зависимость смещения энергетического распределения электронов и $F(H)$ от напряженности поля ондулятора.

Рис.5.

Рис.6 Двухлучковый ускоритель электронов с энергией 50 МэВ возбуждает СВЧ-волну в модулях вигглер-магнита ЛСЭ.

СВЧ-энергия по волноводному тракту направляется в ускоряющую секцию. Потери энергии ускоряющего пучка восполняются с помощью модулей ИЛУ.

Рис.7 Ускорение в кильватерных полях. Кольцевой ускоряющий ступок пролетает в резонаторной структуре. Возбужденные

поля распространяются от периферии к оси, по которой летит ускоряемый ступок. Объем, занятый полем уменьшается и напряженность поля на оси сильно растет. Рассматриваемый случай соответствует коэффициенту трансформации 10. Так ускоряющий ступок теряя 20 МэВ/м на каждую частицу позволяет обеспечить на оси 200 МэВ/м.

Рис.8 Релятивистский клистроф. Сильноточный пучок средних энергий создается индукционным линейным ускорителем (ИЛУ).

Сгруппированный пучок от ИЛУ возбуждает СВЧ-поля в резонаторной системе с малым импедансом. Потери энергии ускоряющего пучка на излучение компенсируются доускорением в модулях ИЛУ.

Рис.9 Двухступенчатый линейный ускоритель. Ступки с энергией 5 ГэВ генерируют СВЧ-поля в резонаторах на частоте 30 ГГц. Потери энергии восполняются доускорением в модулях сверхпроводящего линейного ускорителя.

Рис.10 Резонансное возбуждение кильватерного поля. Пролет 50-100 кольцевых ступков, каждый из которых имеет заряд 50-100 нк резонансно возбуждает моду с продольной составляющей E поля.

Рис.12 1 - диафрагмированный волновод, 2 - волновод с диэлектрическим заполнением, 3 - пустой волновод, 4 - набор резонаторов.

Рис.15 Схема установки Аргонской лаборатории для проверки ускорения кильватерными волнами. Интенсивный электронный пучок проходит через графитовую мишень. Спектрометр расщепляет пучок на две траектории: ведущий пучок следующий по верхней траектории и пучок-свидетель меньшей интенсивности - по нижней траектории.

Рис.16 Ускорение пучка-свидетеля кильватерной волной в плазме на Аргонской установке. Пунктирная линия показывает предсказываемое теорией изменение энергии при следующих экспериментальных условиях - длительность ведущего пучка 2,1 нс, длина плазменного столба 33 см, плотность электронов плазмы $2,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Соответствующий градиент ускорения примерно равен 1 МэВ/м.

Рис.17,18 Схематические графики величин $\rho_e(\bar{z})$, $\frac{eE(\bar{z})}{m\omega_p c}$, $n(\bar{z})/n_0$ и $N(\bar{z})/n_0$ (где $N(\bar{z})=n_0-n_e(\bar{z})-n_{e0}$ внутри сгустка и $N(\bar{z})=n_0-n_e(\bar{z})$ вне сгустка) для заданного некомпенсированного сгустка при $d=8V_0\gamma_0^2/\omega_p$ (рис.17), $d=2V_0\gamma_0/\omega_p$, $(\rho(\bar{z}=0)=-\rho_e^m = -\frac{a\beta}{\sqrt{1-a^2\beta^2}}, a \sim 1)$ (рис.18) для $n_0=10^2$, $n_e \approx n_0/2$, $\gamma_0=10^2$.

Рис.19 а,б - осциллограммы тока пучка после прохождения его через плазму ($n_e \leq 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$); 1,2 - энергетические спектры пучка до и после прохождения его через плазму

Рис.19а а - осциллограмма тока пучка после прохождения через плазму ($n_e \leq 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$); 1,2 - энергетические спектры пучка до и после прохождения его через плазму [131].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Файнберг Я.Б. Ускорение заряженных частиц волнами плотности заряда в плазме, возбуждаемой лазерным излучением и релятивистскими электронными пучками. Физика плазмы, 1987, т.13, с.607.
2. Аннотированный библиографический указатель работ (до 1982г.) по лазерному ускорению заряженных частиц. Составитель Израельян М.Х., Ереван, 1983.
3. Proceedings of the XII Int. Conf. on High Energy Accelerators, Fermilab, 1983, pp.445-490.
4. Proceedings of the XIII Int. Conf. on High Energy Accelerators, Novosibirsk, 1986.
5. Laser Acceleration of Particles, Los Alamos, 1982, AIP Conf. Proc., No.91, N.Y. 1982.
6. Challenge of Ultra-High Energies. A Review of Limitations and Possibilities in Particle Accelerators. Oxford, 1982.
7. The Generation of High Fields for Particle Acceleration to Very High Energy. Frascati, 1984, Geneva, 1985.
8. Laser Acceleration of Particles, Los Angeles, 1985. AIP Conf. Proc., No.130, N.Y., 1985.
9. New Developments in Particle Acceleration Techniques. Orsay, 1987, CERN-87-11, ECFA 87/110, Geneva 1987.
10. Advanced Accelerator Concepts. Madison, Wis., 1986, ed.; Millis F.E., AIP Conf. Proc., No.156, 1987.
11. Lawson J.D., Tigner M. The Physics of Particle Accelerators. Ann. Rev. Nucl. Particles Sc., 1984, vol.34, p.99.

12. Sessler A.M. Report of the New Acceleration Schemes Panel. HEP, ed. Dahl P.F. Brookhaven Nat. Lab., BNL52114 UK28, 1987.
13. Weiland T. New Ideas on Particle Acceleration. DESY 87-146, Hamburg, 1987. Int. Europhysics Conf. on HEP, UPSALA (Sweden), June, 1987.
14. Decker F.J. (DESY). Wake Field Acceleration. Away to TeV e^+e^- Collisions; Mattison T. (SLAC). Linear Collider Work at SLAC/LEL/LLNL; Hubner K. (CERN). Linear Collider Work at CERN; Richter B. (SLAC) Future Colliders. Reports on Int. Conf on High Energy Physics, Munchen, August, 1988
15. LAWSON J.D. Laser Accelerators: Where do We Stand? The Generation of High Fields, p.3, Frascati, 1984. ECFA 85/91, CERN-85-07, 1985.
16. Smith S.J., Parcell E.M. Visible Light from Localized Surface Charges Moving Across a Grating. Phys.Rev., 1953. vol.92, p.1069.
17. Takeda Y., Matsui I. Laser Linac with Grating. NIM 1968, vol.62, p.306.
18. Kroll N.M. Sensitivity of Laser-Driven Grating Linac to Grating Errors. SLAC-PUB-2909, 1982.
19. Musine K., Ono S., Shimoe O. Interaction between Coherent Light Waves and Free Electrons with Reflecting Grating. Nature, 1975, vol.253, p.184.
20. Lawson J.D. Lasers and Accelerators, IEEE Trans. on Nucl. Sc., 1979, vol.NS-26, p.4217.
21. Palmer R.B. Laser-Driven Grating Linac. Particle Acc., 1980, vol.11, p.81.

22. Palmer R.B. Laser-Driven Electron Acc. Particle Acc.Conf., Washington, 1981.
23. Palmer R.B. et al. Report on Near Field Group. in: Laser Acc. of Particles. AIP Cong. Proc., No.130, p.234, N.Y. 1985.
24. Palmer R.B., Giordano S. Preliminary Results on Open Acc; Structure, ibid p.271.
25. Pickup M. A Grating Linac at Microwave Frequencies, ibid p.281; CLNS-85/655, 1985.
26. Palmer R.B. Open Acc. Structures. New Developments in Particle Acc. Techniques. CERN 81-11, p.633, 1987.
27. CERN, Argonne Plasma Wakefields Work, 1988, vol.28, N.5, p.16.
28. Kheifetz S.A. Particle Motion Near a Surface on Which Total Internal Reflection of Electromagnetic Waves Takes Place. Proc. of the VIII Int. Conf. on High Energy Accelerators, 1971, p.597, CERN, Geneva.
29. Nagorsky H.A., Amatuni A.Ts., Harutiunian V.M. Resonance Acc. of Charged Particles by a Surface Wave Arising at Total Internal Reflection. Proc. of the XII Int. Conf on High Energy Acc., p.488, Fermilab, 1983, and YERPHI-589 (76)-82, Yerevan, 1982.
30. Weiland T. Thin Layer Dielectric Near Field Acc. DESY M-82-08, 1982.
31. Маилян М.Р., Казарян Н.А. Анализ устойчивости лазерного ускорения частиц вблизи черенковского порога. Труды XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий, Новосибирск; Наука, 1987, т. I, с. 181

32. Казарян Н.А., Нагорский Г.А., Оганджян А.А. Механизм фокусировки ФОДО при ускорении поверхностной волной, Новосибирск. Наука, 1987, т.1, с.184.
33. Shimoda K. Proposal for an Electron Accelerator Using an Optical Laser. *Appl. Optics*, 1962, vol.1, p.33.
34. Арутюнян В.М., Аветисян Г.К. Излучение заряженных частиц в поле плоской электромагнитной волны в среде. *ЖЭТФ*, 1972, т.62, с.1639.
35. Нагорский Г.А., Орлов Ю.Ф. Устойчивые движения и ускорение заряженных частиц в линейно-поляризованной электромагнитной волне в газовой среде. *ЖЭТФ*, 1973, т.64, с.761.
36. Нагорский Г.А., Петросян М.Л. Устойчивость движения и ускорение заряженных частиц в поле двух линейно-поляризованных волн в среде. *ЕФИ-154(76)*, Ереван, 1976.
37. Нагорский Г.А. О влиянии многократного рассеяния на устойчивость движения частиц в поле двух электромагнитных волн в газовой среде. *ЕФИ-165(72)-76*, Ереван, 1976.
38. Нагорский Г.А., Орлов Ю.Ф. Лазерное разделение частиц высоких энергий по массам. *ЖТФ*, 1978, т.48, с.129.
39. Нагорский Г.А. Теория эксперимента по лазерному ускорению электронов в среде от 2,5 МэВ до 1000 МэВ. *ЕФИ-320(45)-78*, Ереван, 1978.
40. Нагорский Г.А. Разделение по массам вторичных частиц с энергией 10 ТэВ лазерными полями. Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, 11-13 октября 1978, Дубна, 1979, т.2, с.178.
41. Нагорский Г.А. Лазерное ускорение частиц в среде (обзор). Сб. "Научный семинар, посвященный 10-летию Ереванского ускорителя, 1976, Ереван, с.50-65.
42. Pietstrap M.A., Rothbart G.B., Fleming R.N., Pantel P.H. Momentum Modulation of an Electron Beam with a Laser. *Jour. Appl. Phys.*, 1975, vol.46, p.132.
43. Edinghoffer J.A., Kimura W.P., Pantel P.H. et al. Observation of Inverse Cerenkov Interaction between Free Electrons and Laser Light. *Phys. Rev.*, 1981, vol.123, p.1848.
44. Kimura W.P., Wang P.J., Pietstrup M.A. et al. The Simulated Cerenkov Interaction and its Application. *IEEE Journ. Quantum Electronics*, 1982, vol.18, p.239.
45. Нагорский Г.А. Когерентные черенковские поля напряженности 0,01-100 ТэВ/м модулированного пучка релятивистских частиц и их применение в ускорителях. Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, 19-21 октября 1981. Протвино, 1983, т.2, с.372.
46. Nagorsky G.A. Laser Acceleration of Particles Using Resonance Inversion of the Cerenkov Effect. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research*, 1986, vol.A248, p.31.
47. Нагорский Г.А. Лазерно-пучковое ускорение. Труды XII Международной конференции по ускорителям частиц высокой энергии, Новосибирск: Наука, 1987, т.1, с.187.
48. Fontana J.R. Inverse Cerenkov Acceleration. *Laser Acc. of Particles. AIP Conf. Proc.*, vol.130, p.357, N.Y. 1985.
49. Коломенский А.А., Лебедев А.И. Авторезонансное движение частиц в плоской электромагнитной волне. *ДАН СССР*, 1962, т.145, с.1259.

- О. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Резонансные явления при движении частиц в плоской электромагнитной волне. ЖЭТФ, 1963, т.44, с.261.
51. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Квазилинейное ускорение частиц поперечной электромагнитной волной. ЖЭТФ, 1966, т.50, с.1101.
52. Давыдовский В.Я. О возможности резонансного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле. ЖЭТФ, 1962, т.43, с.686.
53. Palmer R.B. *Interaction of Relativistic Particles and Free Electromagnetic Waves in the Presence of Static Helical Magnet*. J.Appl.Phys., 1972, vol.43, p.3014.
54. Кондратенко А.М., Салдин Е.Л. Ускорение электронов электромагнитной волной в ондуляторе. ИЯФ СО АН СССР 82-85, Новосибирск, 1982.
55. Варфоломеев А.А. Лазеры на свободных электронах и перспективы их развития (обзор). ИАЭ им.И.В.Курчатова, М. 1980.
56. Варфоломеев А.А. Экспериментальные исследования ЛСЭ (обзор). ИКАЭ СССР, М. 1987.
57. Генераторы когерентного излучения на свободных электронах. Об.статей под ред. А.А.Рухадзе М.: Мир, 1983.
58. Colson W.B., Sessler A.M. *Free Electron Lasers*, Ann.Rev Nucl.Part. Sc., 1985, vol.35, p.25.
59. Амадуни А.Ц., Петросян М.Л., Петросян Б.В. и др. Экспериментальное обнаружение лазерного ускорения в ондуляторе. Труды XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий, Новосибирск: Наука, 1987, т.1, с.138.
60. Амадуни А.Ц., Петросян М.Л., Петросян Б.В. и др. Исследования взаимодействия электронов с электромагнитной волной в ондуляторе. Международное совещание по проблемам синхротронного излучения, Цукуба, Япония, август, 1988.
61. Amatuni A.Ts, Petrosian M.L., Petrosian B.V., Shahbazian V.T., Oganessian K.B. *Generation of Coherent Induced Undulator Radiation*. YERPHI-727, 424-84, Yerevan, 1984.
62. Joshi C. *Laser Accelerator*. IEEE Trans.on Nucl.Sc. 1985, vol.NS-32, p.1576.
63. Sessler A.M., Hopkins D.B. *The Two-Beam Accelerator*. LBL-21618, June, 1986, Linac Acc.Conf., Stanford, June, 1986.
64. Amaldi U., Pellegrini C. *Linac Colliders Driven by Superconducting Linac-FEL System*, in: *New Techniques for Future Acc.* eds. Puglisi M., Stipolich S., Torelli G. Plenum Pub. Corp., 1987, p.139.
65. Wilson P.B. *Wake Field Accelerators* SLAC-PUB-3891, 1986. SLAC Summer Inst. on Particle Physics, Stanford, 1985.
66. Yu.S.S. *Physics of Relativistic Klystrons*. Proc. Workshop, *New Developments in Particle Acc. Techniques*. Proc. ECFA-CAS/CERN-IN2P3, Workshop, p.239, Orsay, 1987.
67. Allen M.A. et al. (SLAC-LBL-LLNL Collaboration) *Relativistic Klystron Research at SLAC and LLNL*. SLAC-PUB-4662, June, 1988.
68. Voss G.A., Welland Th. *Particle Acceleration by Wake Fields*, DESY M-88-10, April, 1982.

69. Voss G.A., Weiland Th. Wake Field Acc. Mechanism. Proc. Conf. The Challenge of Ultra High Energies, Oxford, 1982.
70. Bialowons W. et al. Wake Field Acceleration. Proc. of the XIII Int. Conf. on High Energy Accelerators, p.124, Novosibirsk, Nauka Pub., 1987.
71. Willis W. Switched-Power Linac. The Generation of High Fields for Particle Acc. to Very High Energies. Proc. GAS) ECFA-INFN Workshop, p.166; ECFA 85/91, CERN, 85-07, Frascati, 1984.
72. Sessler A.M., Yu S.S. Relativistic Klystron Two-Beam Accelerator. Phys.Rev.Lett., 1987, vol.58, p.2439.
73. Report from Advisory Panel on the Prospects for e^+e^- Linear Colliders in the TeV Range. CERN, CLIC Note 38, May 1987, Geneva.
74. Schnell W. A Two-Stage RF Linear Collider Using a Superconducting Drive Linac. CERN-LEP-RF/86/0.6, CLIC Note 13, 1986.
75. Tsakanov V.M. Charged Particle Acceleration in Fields Induced by Heavy Current Relativistic Bunch in Elliptical Cavity, Preprint YERPHI-1039(2)-88, Yerevan 1988.
76. Цаканов В.М. Медленные волны в волноводе эллиптического сечения. ЕФИ-894(45)-86, Ереван, 1986.
77. Laziev E.M., Tsakanov V.M., Vahanian S.S. Electromagnetic Wave Generation with High Transformation Ratio by Intense Charged Particle Bunches, Preprint YERPHI-1040(3)-88, Yerevan, 1988.
78. Цаканов В.М. Коэффициент трансформации в схеме ускорения кильватерным полем. ЕФИ-893(44)-86, Ереван, 1986.

79. Laziev E.M., Tsakanov V.M. Some Aspects of Wake Field Excitation in Waveguide, Linac-86, Canada, 1986.
80. Лазиев Э.М., Цаканов В.М. Сравнительный анализ некоторых схем ускорения кильватерным полем. Труды XIII Международной конференции по ускорителям частиц высоких энергий, Новосибирск 1987.
81. Серов В.Л., Барышев А.И. Взаимодействие оильноточного одиночного сгустка с ускоряющим резонатором. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 1972, т.7, с.406.
82. Серов В.Л., Нагорский Г.А. Возбуждение цилиндрического резонатора линейным сгустком с произвольным распределением заряда. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 1973, т.8, с.326.
83. Bane K., Weiland T., Wilson P. Wake Fields and Wake Field Accelerators, Physics of High Energy Accelerators, AIP Conf. Proc., No.127, p.875, New York, 1985; SLAC-PUB-2528 1984.
84. Bane K., Chen P., Wilson P.W. On Collider Wake Field Acceleration, SLAC-PUB-3662, April, 1985.
85. Болотовский Б.М. Прохождение точечных и протяженных зарядов через плазму. Труды ФИАН СССР, 1964, т.22, с.3.
86. Feinberg Y.B. Proc.Symp.on Collective Acceleration, CERN 1956, vol.1, p.84.
87. Файнберг Я.Б. Ускорение частиц в плазме. Атомная энергия, 1959, т.6, с.431.
88. Файнберг Я.Б. Некоторые вопросы плазменной электроники, Физика плазмы, 1985, т.11, с.1398.
89. Ruth R.D., Chen P. Plasma Accelerators. SLAC-PUB-3906, Stanford Univ.. 1985.

90. Chen P. Progress on Plasma Accelerators. SLAC-PUB-3906, 1986, Inv. Talk at Linac Conf., SLAC, June, 1986.
91. Joshi C. Plasma Accelerators. Proc. of the XIII Int. Conf. on High Energy Part. Acc., 1987, Novosibirsk, p.118.
92. Chen P., Dawson J.M. The Plasma Wake-Field accelerator, SLAC-PUB-3601, March, 1985.
93. Chen P., Ruth P.D. A Comparison of the Plasma Beat Wave Acc. and Plasma Wake Field Acc. SLAC-PUB-3606, 1985.
94. Chen P., Su J.J., Dawson P.B., Bane K.L.F., Wilson P.B. On Energy Transfer in the Plasma Wake Field Acceleration. SLAC-PUB-3731, UCLA-PPG, 851, 1985.
95. Katsouleas T. Physical Mechanisms in the Plasma Wake Field Acc. Phys. Rev. A, 1986, vol. 33, p. 2056.
96. Van der Meer S. Improving the Power Efficiency of the Plasma Wake Field Acc. CERN/PS/85-65, 1985.
97. Балакирев В.А., Блиох Ю.П., Бородкин А.В., Онищенко И.Н., Островский А.О., Сотников Г.В. Ускорение заряженных частиц в плазменном резонаторе. Вопросы атомной науки и техники, серия : Техника физического эксперимента, 1988, вып. I(36), с. 64.
98. Mitingwa S.K. Transient Effects in the Plasma Wakefield Acceleration Scheme. FNAL, September, 1987.
99. Аматуни А.Ц. Решение задачи о переходном излучении в случае плазмоподобной среды. ЖТФ, 1964, т. 34, с. 1354.
100. Chen P. Part. Acc., 1986, vol. 20, p. 171; Chen P., Su J.J., Katsouleas T., Wilks S., Dawson J.M. Plasma Focusing for High Energy Beams. SLAC-PUB-4049, 1986, IEEE Plasma Sc.

101. Kohn M.D., Chao A.W., Morton P.L., Wilson P. A Plasma Wake Field Accelerator. Particle Accelerators, 1985, vol. 17, p. 171.
102. Rozenzweig J.B., Cole B., Lasron P.J., Cline D.B. Luminosity Enhancement in Linear Colliders Using a Short Focal Length Plasma Lens, WISE-ex-85-0000, 1987.
103. Rozenzweig J.B., Chen P. Beam Optics of a Self-Focusing Plasma Lens. SLAC-PUB-4571, SLAC/AP-68, 1988.
104. Katsouleas T., Su J.J., Wilks S., Dawson J.M. Plasma Lens Work at UCLA, NO02. European Particle Acc. Conf., Rome, June, 1988.
105. Mori W.B., Katsouleas T., Wilks S., Su J.J., Dawson J.M. Plasma Accelerator Work at UCLA, NP108, European Acc. Conf., Rome, June 1988.
106. Bobin J.L. Focusing Properties of a Plasma Wave. MP-150, European Particle Acc. Conf., Rome, June, 1988.
107. Konecny R., MacLachlan J., Norem J., Ruggiero A., Shoessow P., Simpson J. Advanced Accelerator Research at Argonne The XIII Int. Conf. on High Energy Acc., vol. 1, p. 132, Novosibirsk, Nauka Pub., 1987.
108. Rozenzweig J.B., Cline D.B., Cole B. et al. Experimental Observation of Plasma Wake-Field Acceleration. Phys. Rev. Lett., 1986, vol. 61, p. 98.
109. Amatuni A. Ya., [Magomedov M.R.], Sekhposian E.V., Elbakian S.B. Excitation of Nonlinear Oscillations on Plasma by a Finite Electron Beam. YERPHI-84(36)-77, Yerevan, 1977.
110. Amatuni A. Ya., Magomedov M.R., Sekhposian E.V., Elbakian S.B. Excitation of Nonlinear Stationary Waves in Plasma by Electron Beams. YERPHI-86(18)-77, Yerevan, 1977.

111. Амадуни А.Ц., Магомедов М.Р., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С. Возбуждение нелинейных стационарных волн в плазме электронными сгустками. Физика плазмы, 1979, т.5, с.85.
112. Amatuni A.Ts., Elbakian S.S., Sekhposian E.V. On the Acceleration of Charged Particles by Strong Longitudinal Plasma Wake Field Excited by Electron Bunches. YERPHI-832(59)-86, Yerevan, 1986.
113. Амадуни А.Ц., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С. Возбуждение сильных продольных волн в плазме электронными сгустками. Физика плазмы, 1986, т.12, с.1145.
114. Amatuni A.Ts., Elbakian S.S., Sekhposian E.V. Nonlinear Effects in Plasma Wake Field Acc. YERPHI-935(86)-86, Yerevan, 1986.
115. Амадуни А.Ц., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С. О возможности ускорения заряженных частиц кильватерной волной электронного сгустка в плазме. Труды XIII Международной конференции по ускорителю частиц высоких энергий, Новосибирск: Наука, 1987, т.1, с.175.
116. Амадуни А.Ц., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С. Возможное нелинейное самоускорение электронов релятивистского сгустка в плазме. ЕФИ-1004(54)-87, Ереван, 1987.
117. Rosenzweig J.B. Nonlinear Plasma Dynamics in Plasma Wake Field Acc. Phys.Rev.Lett., 1987, vol.88, p.555.
118. Rosenzweig J.B. Trapping, Thermal Effects and Wave Breaking in the Nonlinear Plasma Wake Field Acc. Preprint Univ. of Wisconsin, Dec. 1987, Submitted to Phys.Rev.A.
119. Ахиезер А.И., Половин Р.В. О релятивистских колебаниях плазмы. ДАН СССР, 1955, т.102, с.919.
120. Ахиезер А.И., Половин Р.В. К теории волновых движений электронной плазмы. ЖЭТФ, 1956, т.30, с.915.
121. Электродинамика плазмы. /Под ред. Ахиезера А.И. М.: Наука 1974, с.393.
122. Katsouleas T., Dawson J.M., Mori W.B., Su J.J., Wilks S. Theoretical Work on Plasma Accelerators at UCLA. New Developments in Particle Acc. Techniques, vol.II, p.401, Geneva 1987, CERN 87-11, ESFA 87/110, October, 1987.
123. Dawson J.M. Nonlinear Electron Oscillation in a Cold Plasma. Phys. Rev., 1959, vol.113, p.383.
124. Noble R.J. Plasma Wave Generation in the Beat-Wave Accelerator. SLAC-PUB-3463, 1984.
125. Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Е., Рухлин В.Г. Физика сильноточных релятивистских пучков, М.: Атомиздат, 1980, с.15.
126. Панин В.А., Рухадзе А.А., Рухлин В.Г., Северьянов В.В. Динамика индуцированных полей при инжекции в плазму РЧ в тепловым разбросом. Краткие сообщения по физике ФИАН СССР, 1981, т.5, с.3.
127. Коваленко В.П., Пергаменик В.М., Старков В.Н. Динамика электронного сгустка зарядов в плазме. Физика плазмы, 1985, т.11, с.417.
128. Thode L.E., Sudan R.N. Plasma heating by relativistic electron beams. I Two-stream instability. Physics of Fluids, 1979, 20 N.11, p.1552-1563.

129. Ковтун Р.И., Рухадзе А.А. К теории нелинейного взаимодействия релятивистского электронного пучка малой плотности с плазмой. ЖЭТФ, 1970, т.58, с.1709.
130. Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М.: Энергоиздат, 1982, с.6, 131.
131. Березин А.К., Киселев В.А., Фанберг Я.Б. Взаимодействие моноэнергетического релятивистского электронного пучка с плотной плазмой. Украинский физ. журнал, 1979, т.24, с.94.
132. Астрофизика космических лучей. /Под. ред. В.Л. Гинзбурга, М.: Наука, 1984.
133. Katsouleas T., Mori W.B. Wake Breaking Amplitude of Relativistic Oscillations in a Thermal Plasma. Phys. Rev. Lett., 1988, vol.61, p.90.
134. Richter B. The SLAC Electron-Positron Colliders: Present and Future. SLAC-PUB-4076, September, 1986; The XIII Int. Conf. on High Energy Acc., vol.1, p.33, Novosibirsk, 1987

А.Ц.АМАТУНИ, В.М.ЛАЗИЕВ, Г.А.НАГОРСКИЙ, М.Л.ПАТРОСНИ,
В.В.СЕХПОСЯН, С.С.ЭЛБАКЯН

РАЗВИТИЕ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В КРОМ
(обзор)

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян.

Подписано в печать 28/II-89г. ВФ-01915 Формат 60x84/16
 Offsetная печать. Уч.изд.л. 3,5 Тираж 200 экз. Ц.53к.
 Зак.тип.№ 001 Индекс 3649

Отпечатано в Крайномском физическом институте
 Брэван 36, ул.Братя в Амхунян, 2

ИНДЕКС 3624

22.03.89г

КОНТРОЛЬНАЯ
ЭКЗЕМПЛЯР

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Markaryan St., 2
Yerevan, 375036
Armenia, USSR

А.Ц.АМАТУНИ, Э.М.ЛАЗИЕВ, Г.А.НАГОРСКИЙ, М.Л.ПЕТРОСЯН
Э.В.СЕХПОСЯН, С.С.ЭЛБАКЯН
РАЗВИТИЕ НОВЫХ МЕТОДОВ УСКОРЕНИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ
ЧАСТИЦ В ЕРФИ (обзор)

Редактор Л.П.Мукаян
Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 19/II-89г.
Офсетная печать. Уч.изд.л. 3,0
Зак.тип. № 001

ВФ- 01915 формат 60x84/16
Тираж 200 экз. Ц. 45 к.
Индекс 3624

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, ул. братьев Аликшяни. 2