

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

выпуск

6

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ
ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ
ЭЛЕКТРОНИКА

Материалы VI семинара
(Свердловск, 16 – 18 мая 1989 г.)

В ы п у с к 6

Горький – 1990

Издано по решению Редакционно-издательского совета
Института прикладной физики АН СССР

УДК 621 385 6

Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 6 / ИПФ АН СССР
Горький, 1990 305 с.

В сборнике представлены теоретические и экспериментальные исследования методов повышения мощности и КПД генераторов и усилителей с релятивистскими электронными пучками (включая мазеры и лазеры на свободных электронах) в диапазоне волн от сантиметрового до ультрафиолетового. Обсуждаются приложения релятивистских электронных СВЧ-источников для создания газовых лазеров и новых разновидностей ускорителей заряженных частиц.

Книга предназначена для физиков — специалистов по высокочастотной электронике и по ускорительной технике, а также для аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Ил. 103, табл. 7, библиогр. 381 назв.

Рецензенты

доктор физико-математических наук М. Д. РАЙЗЕР,
доктор физико-математических наук А. А. КОЛОМЕНСКИЙ

Ответственный редактор

А. В. ГАПОНОВ-ГРЕХОВ

Редколлегия

В. Л. БРАТМАН, М. И. ПЕТЕЛИН (зам. отв. редактора),
Н. А. ГОРОДЕЦКАЯ (отв. секретарь)

СОДЕРЖАНИЕ

От редактора	5
<i>Н. С. Гинзбург, Н. Ф. Ковалев, М. И. Петелин.</i> Канализация электромагнитных волн и эффекты сверхизлучения в неравновесных электронных ансамблях	7
<i>Н. С. Гинзбург, Ю. В. Новожилова, Н. Ю. Песков.</i> Теория ЛСЭ с адиабатически включающимся полем ондулятора и однородным продольным магнитным полем	82
<i>В. А. Балакирев, Е. А. Галстян, Н. И. Карбушев, А. О. Островский, Г. В. Сотников, А. Д. Шаткус.</i> Возбуждение волн в плазменных системах сильноточными релятивистскими электронными пучками	127
<i>Н. А. Винокуров.</i> Лазеры на свободных электронах на электронных накопителях	162
<i>С. П. Бугаев, А. Н. Власов, В. И. Канавец, А. И. Климов, А. Д. Копенкин, В. Н. Корниенко, В. И. Кошелев, В. А. Попов, В. А. Черепенин.</i> Релятивистские дифракционные генераторы	185
<i>В. Л. Братман, Г. Г. Денисов, С. Д. Коровин, Б. З. Мошевич, С. Д. Полевин, В. В. Ростов, А. В. Сморгонский.</i> Экспериментальное исследование МЦАР-усилителя	206
<i>А. Н. Лебедев, Э. А. Перельштейн.</i> Ускорители будущего	217
<i>А. Л. Вихарев, О. А. Иванов, А. В. Ким.</i> Газовые лазеры с накачкой СВЧ-излучением	256

CONTENTS

Preface	5
<i>S. Ginsburg, N. F. Kovalyov, M. I. Petelin</i> Electromagnetic wave channeling and effects of superradiation in nonequilibrium ensembles of electrons	7
<i>S. Ginsburg, Yu. V. Novozhilova, N. Yu. Peskov</i> The theory of FEL with adiabatically increasing undulator field and the homogeneous longitudinal magnetic field	82
<i>A. Balakirev, E. A. Galst'yan, N. I. Karbushev, A. O. Ostrovsky, V. Sotnikov, A. D. Shatkus</i> Wave excitation in plasma systems by high-current relativistic electron beams	127
<i>A. Vaynshteyn</i> Free electron lasers using electron storage ring	162
<i>P. Bugaev, A. N. Vlasov, V. I. Kanavets, A. I. Klimov, A. D. Kopyonkin, N. Kornienko, Y. I. Koshelev, V. A. Popov, V. A. Cherepenin</i> Relativistic diffraction oscillators.	185
<i>L. Bratman, G. G. Denisov, S. D. Korovin, B. Z. Movshevich, S. D. Polevin, V. Rostov, A. V. Smorgonsky</i> Experimental study of a CARM-amplifier	206
<i>N. Lebedev, E. A. Perel'shtein</i> Accelerators of the future	217
<i>L. L. Vikharev, O. A. Ivanov, A. V. Kim</i> Gas lasers with microwave pumping	256

ОТ РЕДАКТОРА

В соответствии со сложившейся традицией, очередной сборник "Релятивистская высокочастотная электроника" преследует цель отразить и систематизировать наиболее свежие достижения одноименного раздела физики и техники (разумеется, с известной поправкой на то, что всякая новизна в той или иной степени относительна).

Значительная часть представленных здесь обзоров посвящена неизменно модной теме — мазерам и лазерам на свободных электронах. Повышенное внимание уделяется, естественно, наиболее перспективным из них — таким, в которых релятивистские электронные пучки направляются магнитостатическими полями: однородным, периодическим или их комбинацией. Обсуждаются различные аспекты теории, а также результаты экспериментов, в ходе которых реализованы генератор на базе электронного накопительного кольца (оптический клистрон) в диапазоне волн от видимого света до ультрафиолета и усилительный вариант мазера на циклотронном авторезонансе диапазона миллиметровых волн.

Отдельный теоретический обзор посвящен интересному для проблемы создания особо высокочастотных источников когерентного излучения предельному случаю участия электронного пучка в формировании структуры высокочастотного поля, когда "внешняя" электродинамическая система полностью отсутствует и электронный пучок "сам" берет на себя функции волноведущей структуры, сохраняя при этом и функции активной (в силу своей неравновесности) среды.

По-прежнему сохраняется интерес к возможности создания мощных СВЧ-генераторов и усилителей на основе коллективного излучения электронных пучков в плазме. Новые теоретические результаты в этой области изложены в отдельной статье.

Один из обзоров посвящен достаточно традиционной, но важной теме – созданию мощных СВЧ-генераторов на основе индуцированного черенковского излучения интенсивных релятивистских электронных потоков в пространственно развитых электродинамических системах. Такие генераторы в последнее время существенно продвинулись в направлении более высоких частот и мощностей.

Две статьи сборника посвящены физическим приложениям мощного СВЧ-излучения. Одно из таких приложений – это создание лазеров с активным веществом в виде газа, возбужденного и частично ионизованного свободным СВЧ-разрядом. Другое возможное приложение, обсуждаемое в сборнике, – создание новых ускорителей заряженных частиц.

А.В.Гапонов-Грехов

КАНАЛИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН И ЭФФЕКТЫ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ АНСАМБЛЯХ

Н.С.Гинзбург, Н.Ф.Ковалев, М.И.Петелин

Способность электронных потоков усиливать электромагнитные волны в настоящее время выглядит почти как банальность. Несколько сложнее воспринимаются эффекты "самоорганизации" высокочастотного волнового поля на пространственно ограниченных неравновесных ансамблях классических электронов.

Между тем, оба указанных свойства электронного ансамбля — способность усиливать (или ослаблять) "внешний" сигнал и обладать собственными (в частности, неустойчивыми излучающимися) модами — тесно связаны друг с другом и являются следствием принципа причинности. Последний, будучи применен к электродинамике сплошных сред, приводит к интегральной связи между активной и реактивной составляющими восприимчивости (проводимости) среды — к соотношениям Крамерса-Кронига [1]. Как следует из этих соотношений, если активная составляющая отлична от нуля, то в некотором интервале частот отлична от нуля и реактивная составляющая. Таким образом, если ансамбль электронов усиливает волну, он способен и преломлять ее (в частности, может ее канализировать наподобие того, как диэлектрическая пластина канализирует волну благодаря эффекту полного внутреннего отражения [2]).

В последнее время интерес к подобного рода эффектам усилился в связи с проблемой создания мощных коротковолновых электронных усилителей и генераторов когерентного излучения (в том числе лазеров на свободных электронах)

[3 - 33]. Дело в том, что с ростом сечения пространства взаимодействия электронный поток, формируя электронный волновод, приобретает способность определять не только продольное, но и поперечное (относительно поступательной скорости частиц) распределение излучаемого поля. В частности, привлекательны такие режимы, когда мощная электромагнитная волна, канализируемая и усиливаемая электронным потоком, имела бы на стенках вакуумной камеры относительно малую величину напряженности поля, безопасную с точки зрения высокочастотного пробоя.

В квантовой электронике примером проявления эффектов саморганизации излучения может служить свержизлучение Дике [34-36], при котором локализованный ансамбль двухуровневых атомов благодаря развитию индуцированных процессов излучает короткий электромагнитный импульс с длительностью много меньшей времен релаксаций. В классической электронике аналогом этого эффекта являются излучательные неустойчивости в ансамблях классических электронно-осцилляторов различной физической природы (циклотронные, ондуляторные и т.д.) с бесконечным в пренебрежении столкновениями частиц временем жизни [36-43]. При локализации в свободном пространстве такие осцилляторы формируют своеобразные электронные резонаторы, в спектре собственных колебаний которых присутствуют неустойчивые нарастающие моды. В результате развития подобных неустойчивостей происходит бунчировка электронов и последующее когерентное высвечивание запасенной осцилляторной энергии в виде квазимонохроматических импульсов.

Таким образом, в рамках класса пространственно ограниченных активных систем (как квантовых, так и классических) свержизлучательные модели получают предельным переходом одновременно по двум параметрам, а именно:

а) ослаблением роли "внешней" (металлодиэлектрической) системы вплоть до полного ее исключения; в этом предделе структура переменного поля "вырабатывается" самой активной средой - ансамблем возбужденных электронов (подобно тому, как в генераторах типа ЛОВ электронный пучок "сам" вырабатывает" продольное распределение амплитуды волны);

б) увеличением времени жизни возбужденных электронов до величин, значительно превышающих остальные характерные времена системы; при таком предельном переходе пороги неустойчивостей закупаются (подобно тому, как это имеет место в ЛВВ [44] и той же ЛОВ).

В данной статье будет предпринята попытка систематизации представлений о свойствах самоорганизующегося индуцированного излучения в электронных волноводах (эффекты канализации) и электронных резонаторах (эффекты сверхизлучения). Будут затронуты системы, основанные на различных механизмах индуцированного излучения: ондуляторном, циклотронном, черенковском, а также вынужденном рассеянии волн. При этом предполагается, что "внешние" электродинамические устройства либо отсутствуют полностью, либо играют вспомогательную роль.

В разд. 1 рассмотрены собственные колебания и волны в пространственно ограниченных слоях неравновесных электронных ансамблей. В разд. 2-4 обсуждаются эффекты канализации в электронных приборах различных типов: ЛСЭ, МЦР, черенковские источники; исследуется как линейная, так и нелинейная стадии процессов. Разд. 5 посвящен эффектам сверхизлучения.

1. ПРОСТЕЙШИЕ МОДЕЛИ

1.1. Собственные колебания и волны в плоских слоях возбужденных электронов-осцилляторов

Многие особенности линейной стадии процессов усиления и канализации волн, а также неустойчивостей сверхизлучательного типа могут быть установлены в рамках феноменологического подхода, при котором ансамбль движущихся электронов-осцилляторов описывается тензором эффективной диэлектрической проницаемости. Без учета гиротропии для широкого класса осцилляторов соответствующий тензор может быть представлен в виде [45]

$$\hat{\epsilon} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad (1.1)$$

где

$$\epsilon_{ii} = 1 + 4\pi\chi_{ii}.$$

$$x_{ii} = x' - ix'' = - \frac{\omega_{p1}^2 f_i \mu}{4\pi (\omega - hv_{||} - \Omega_{osc})^2} \quad (*) \quad (1.2)$$

Здесь ω — частота излучаемого поля, h — продольное волновое число (волновое число в направлении оси z , вдоль которой происходит поступательное движение частиц), $v_{||} = \beta_{||} c$ — поступательная скорость частиц, Ω_{osc} — частота их осцилляций, $\omega_{p1}^2 = 4\pi e^2 N_0 / \gamma m$ — плазменная "поперечная" электронная частота, N_0 — плотность частиц, $\gamma = (1 - \beta_{||}^2)^{-1/2}$ — релятивистский масс-фактор, f_i — коэффициент связи электронов с электромагнитным полем, пропорциональный осцилляторной скорости частиц в i -м направлении, μ — параметр инерционной группировки (параметр неизохронности) [45, 46]. Предположим, что указанные осцилляторы образуют слой конечной ширины b в z -направлении и безграничный вдоль координат y, x . Вдоль слоя могут распространяться волны TE- и TM-поляризации, которые будем описывать вектор-потенциалом

$$\bar{A} = \text{Re} \left[\bar{A}_{\omega}(x) \exp \{ i(\omega t - hz) \} \right], \quad (1.3)$$

где $\bar{A}_{\omega} = \bar{y}_0 A(\tau)$ для TE-волн с компонентами E_y, H_x, H_z и $\bar{A}_{\omega} = \bar{z}_0 A(\tau)$ для TM-волн с компонентами E_z, E_x, H_y . Напомним, что электрические и магнитные компоненты полей выражаются через вектор-потенциал посредством соотношений

$$\bar{E}_{\omega} = -ik \left(\bar{A}_{\omega} + \frac{1}{k^2} \nabla \text{div} \bar{A}_{\omega} \right), \quad \bar{H}_{\omega} = \omega t \bar{A}_{\omega}, \quad k = \omega/c$$

*) Соотношение (1.2) описывает только отклик электронной среды, вызванный инерционной (квадратичной) группировкой частиц, которая обусловлена зависимостью частоты осцилляций (неизохронность) и поступательной скорости от энергии частиц

$$\mu \sim \frac{h}{\omega} \frac{dv_{||}}{d\gamma} + \frac{1}{\omega} \frac{d\Omega_{osc}}{d\gamma}$$

При этом не принимается во внимание влияние таких факторов, как ближнее кулоновское взаимодействие, силовая (линейная) группировка, гиротропия и т.д. Учет этих факторов специфичен для различных типов электронов-осцилляторов и проведен нами в последующих разделах.

Представим поле внутри слоя в виде

$$A(\tau) = \begin{cases} C \cos q \tau & \text{для симметричных мод} \\ C \sin q \tau & \text{для антисимметричных мод} \end{cases} \quad (1.4)$$

и вне слоя в форме

$$A(\tau) = \text{Detp}(-i \alpha \tau), \quad (1.5)$$

где q и α — поперечные волновые числа внутри и вне слоя соответственно. Сшивая на границах слоя $\tau = \pm b/2$ решения (1.4) и (1.5) с учетом условий непрерывности тангенциальных компонент волн, приходим к дисперсионным уравнениям (ср. с [2]). TE-волны:

$$\text{tg}(qb/2) = i \alpha / q \quad \text{для симметричных мод} \quad (1.6a)$$

$$c \text{tg}(qb/2) = -i \alpha / q \quad \text{для антисимметричных мод}, \quad (1.6b)$$

где

$$q = \sqrt{k^2 \epsilon_{yy} - h^2}, \quad \alpha = \sqrt{k^2 - h^2}$$

TM-волны:

$$\text{tg}(qb/2) = i \epsilon_{zz} \alpha / q \quad \text{для симметричных мод}, \quad (1.7a)$$

$$c \text{tg}(qb/2) = -i \epsilon_{zz} \alpha / q \quad \text{для антисимметричных мод}, \quad (1.7b)$$

где

$$q = (\epsilon_{zz} / \epsilon_{zz})^{1/2} \sqrt{k^2 \epsilon_{zz} - h^2}, \quad \alpha = \sqrt{k^2 - h^2}$$

В данном разделе ограничимся подробным анализом случая, когда электроны совершают только поперечные (по отношению к направлению поступательного движения) осцилляции $\epsilon_{zz} = 1$. Кроме того, предположим, что $\epsilon_{zz} = \epsilon_{yy} = \epsilon$. Если при этом электронный слой достаточно разрежен

$$|\epsilon - 1| \ll 1, \quad |\alpha| \ll 1, \quad (1.8)$$

то дисперсионные уравнения для TE- и TM-волн совпадают,

при этом
$$q = \sqrt{k^2 \epsilon - h^2}$$

Анализ удобно начать со случая тонкого слоя: $b \rightarrow 0$, но $\omega_{p\perp}^2 b = \omega_{p\perp}^2 = \text{const}$. В таком слое может распространяться только симметричная волна. Полагая

$$|qb| \sim |\alpha/q| \ll 1, \quad (1.9)$$

из уравнений (1.6а), (1.7а) получим ^{*}

$$2\pi x \kappa^2 \hat{b} = i x \quad (1.10)$$

или

$$-\frac{\kappa^2 \omega \beta_{\perp}^2 f^2 \mu}{(\omega - h v_{\parallel} - \Omega_{osc})^2} \frac{\hat{b}}{2} = i \sqrt{\kappa^2 - h^2} \quad (1.10')$$

Решение (1.10) исследуем для случаев квазипродольного ($|h| \rightarrow \kappa$) и квазипоперечного ($|h| \rightarrow 0$) распространения волн.

1.1.1. Квазипродольное распространение волн вдоль тонкого слоя.

Режим канализации излучения.

Полагая $h = \kappa(1 - \Gamma)$, где $|\Gamma| \ll 1$ и соответственно $\hat{x} = \kappa \sqrt{2\Gamma}$, приведем уравнение (1.8) к виду (ср. с [20])

$$\sqrt{\Gamma} (\hat{f} - s \hat{\Delta})^2 = i s, \quad (1.11a)$$

или

$$\hat{x} (\hat{x}^2 - s \hat{\Delta})^2 = i s, \quad (1.11b)$$

где

$$\hat{f} = \Gamma / \hat{b} = \hat{x}^2, \quad \hat{x} = x / \sqrt{2\hat{b}}, \quad s = \text{sign } \mu, \quad \hat{\Delta} = \Delta / \hat{b},$$

$$\Delta = s (\Omega_{osc} / \omega - 1 + \beta_{\parallel}) \beta_{\parallel}^{-1} -$$

- начальная расстройка резонанса,

$$\hat{G} = \left(\frac{\hat{\omega}_{\beta_{\perp}}^2 f^2 |\mu|}{2\sqrt{2} \omega c \beta_{\parallel}^2} \right)^{2/5} = \left(\frac{I_0 \lambda f^2 |\mu|}{\sqrt{2} I_A \beta_{\parallel}^2} \right)^{2/5} \quad (1.12)$$

- параметр усиления, I_0 - погонный ток пучка, $I_A = mc^3/e$,

^{*} Заметим, что дисперсионное уравнение (1.8) может быть получено из следующих простых предположений. Допустим, что поверхностный высокочастотный электронный ток направлен вдоль оси y : $j_{пов} = \hat{b} \sigma E_y$, где $\sigma = i\omega x$ - электронная проводимость. Учитывая вытекающее из уравнений Максвелла соотношение между компонентами поля вне слоя $H_z = -\frac{\partial}{\partial x} E_y \text{ sign } \tau$ и то, что на слое претерпевает разрыв H_z компонента поля $\{H_z\}_{z=0} = -j_{пов} \frac{4\pi}{c}$, приходим к (1.10).

$\lambda = 2\pi/k$ — длина излучаемой волны. Решения уравнений (1.11) легко записываются в случае точного начального резонанса

$$\begin{aligned}\hat{\alpha}_j &= \exp \left\{ i \left[\frac{\pi s}{10} + \frac{2\pi(j-1)}{5} \right] \right\}, \\ \hat{\Gamma}_j &= \exp \left\{ i \left[\frac{\pi s}{5} + \frac{4\pi(j-1)}{5} \right] \right\},\end{aligned}\quad (1.13)$$

где $j = 1 \div 5$.

Таким образом, в рассматриваемой системе существует пять нормальных волн, различающихся продольным инкрементом (декрементом) $\text{Im} \Gamma$, фазовой скоростью $v_{\text{ф}} = c/(1 - \text{Re} \Gamma)$, нарастанием или спаданием при удалении от плоскости слоя $\text{Im} \alpha$ и, наконец, направлением Γ поперечного потока электромагнитной энергии $\text{Re} \alpha$. Кроме того, расположение поперечных и продольных волновых чисел на комплексной плоскости (рис. 1) существенным образом зависит от знака параметра группировки. Для реализации режима усиления и канализации электромагнитного излучения необходимо существование нормальной волны, нарастающей в продольном направлении, спадающей по амплитуде в поперечном направлении и соответственно имеющей поток энергии, направленный от электронного слоя к периферии, т.е. должны быть выполнены условия

$$\text{Im} \Gamma < 0, \quad \text{Im} \alpha < 0, \quad \text{Re} \alpha > 0 \quad (1.14)$$

Очевидно, при $\mu > 0$ указанными свойствами обладает волна $j = 5$, а при $\mu < 0$ — $j = 1$ (см. рис. 1). Заметим, что в первом случае канализуемая волна является медленной $\text{Re} \Gamma < 0$, а во втором — быстрой $\text{Re} \Gamma > 0$. Как будет показано в разд. 2, 4, первый случай реализуется в ЛСЭ (убитронах), а второй — в МЦР, работающих в условиях нормального эффекта Доплера.

Зависимости действительных и мнимых частей поперечных и продольных волновых чисел усиливаемой локализованной волны от параметра расстройки $\hat{\Delta}$ приведены на рис. 2.

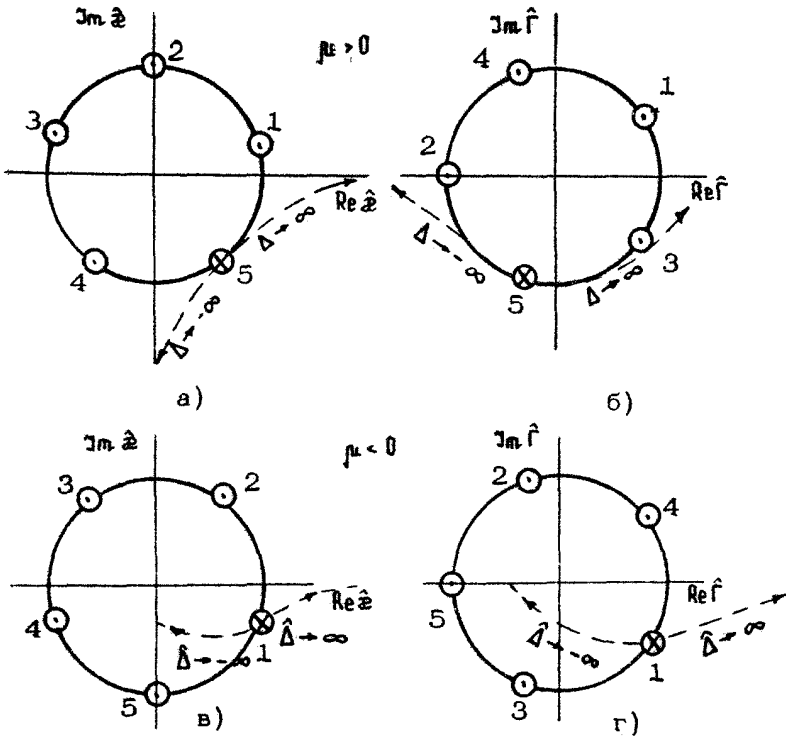
Обсудим здесь подробнее случай $\mu > 0$. В этом случае справедливы следующие асимптотические представления для волновых чисел при больших значениях параметра $\hat{\Delta}$:

$$\begin{aligned}\hat{\alpha}_5 &= \hat{\Delta}^{1/2} - \frac{1}{2\sqrt{2}} \hat{\Delta}^{-3/4} - \frac{i}{2\sqrt{2}} \hat{\Delta}^{-3/4}, \\ \hat{\Gamma}_5 &= \hat{\Delta} - \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{\Delta}^{-1/4} - \frac{i}{\sqrt{2}} \hat{\Delta}^{-1/4}, \quad |\hat{\Delta}| \gg 1, \quad \hat{\Delta} > 0;\end{aligned}$$

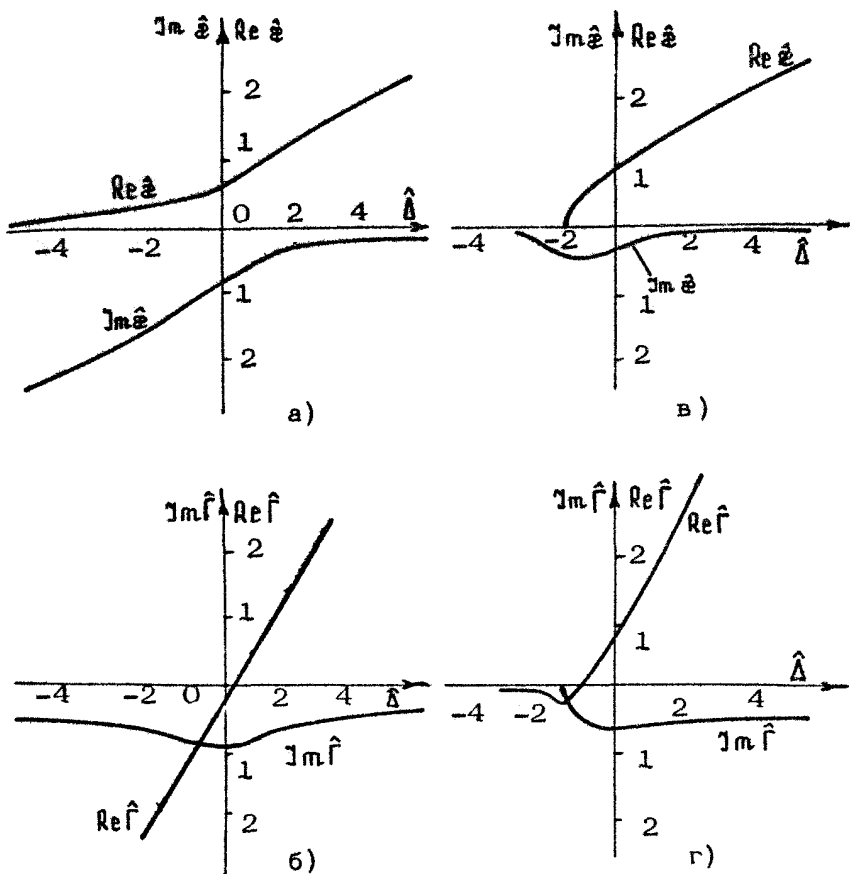
$$\hat{\alpha}_s = \frac{1}{2} |\hat{\Delta}|^{3/4} - i |\hat{\Delta}|^{1/2}, \quad (1.15)$$

$$\hat{\Gamma}_s = \hat{\Delta} - \frac{i}{|\hat{\Delta}|^{1/4}}, \quad |\hat{\Delta}| \gg 1, \quad \hat{\Delta} < 0$$

Как следует из рис. 1, а и соотношений (1.15), чем больше параметр $\hat{\Delta}$, тем больше действительная часть поперечного волнового числа и меньше мнимая часть. Это означает, что при увеличении $\hat{\Delta}$ увеличивается поперечный поток электромагнитной энергии и одновременно возрастает масштаб локализации поля, т.е. возрастает ширина волнового лучка. Напротив, в области больших отрицательных $\hat{\Delta}$ поток



Р и с. 1. Расположение на комплексной плоскости поперечных и продольных волновых чисел нормальных волн ленточного потока электронов-осцилляторов; $\hat{\Delta} = 0$; а, б - $\mu > 0$, в, г - $\mu < 0$. Стрелками показано направление смещения корня, соответствующего усиливающейся локализованной волне, при изменении параметра расстройки синхронизма $\hat{\Delta}$



Р и с. 2. Зависимость от параметра расстройки синхронизма $\hat{\Delta}$ действительных и мнимых частей поперечных и продольных волновых чисел для усиливающейся локализованной моды: а, б - $\mu > 0$; в, г - $\mu < 0$

энергии стремится к нулю, масштаб локализации поля также уменьшается и взаимодействие ансамбля осцилляторов с полем приобретает чисто реактивный характер.

Как видно из рис. 1, б, максимум продольного инкремента волны достигается при $\hat{\Delta} = 0$. Фазовая скорость волны меньше скорости света $\text{Re} \hat{\Gamma} < 0$ в области $\hat{\Delta} < \hat{\Delta}_* = 0,38$ и превышает эту скорость $\text{Re} \hat{\Gamma} > 0$ при $\hat{\Delta} > \hat{\Delta}_*$.

Для интерпретации механизма канализации рассмотрим модельную задачу о собственных волнах тонкого диэлектрического слоя, характеризующегося комплексной восприимчивостью $\chi = \chi' - i\chi''$, которая в отличие от восприимчивости ансамбля электронных осцилляторов не зависит ни от частоты, ни от волнового числа, т.е. является бездисперсионной. Тогда при выполнении условий (1.9) для поперечных и продольных волновых чисел тонкого диэлектрического слоя из уравнения (1.10) получим

$$\operatorname{Re} \hat{\chi} = -\chi'', \quad \operatorname{Im} \hat{\chi} = -\chi', \quad (1.16a)$$

$$\operatorname{Im} \hat{\Gamma} = \chi' \chi'', \quad \operatorname{Re} \hat{\Gamma} = 0,5(\chi''^2 - \chi'^2) \quad (1.16b)$$

Как следует из (1.16), канализация излучения $\operatorname{Im} \hat{\chi} < 0$ имеет место при $\chi' > 0$, когда в диэлектрике волна является замедленной. Наличие усиления $\chi'' < 0$ ($\operatorname{Im} \hat{\Gamma} < 0$) приводит к возникновению поперечного потока электромагнитной энергии $\operatorname{Re} \hat{\chi} > 0$ т.е. частичному вытеканию энергии из слоя. Фазовая скорость нормальной волны меньше скорости света при $|\chi'| > |\chi''|$ ($\operatorname{Re} \hat{\Gamma} < 0$) и превосходит эту скорость при $|\chi'| < |\chi''|$ ($\operatorname{Re} \hat{\Gamma} > 0$).

Для ансамбля электронных осцилляторов эффективная диэлектрическая восприимчивость

$$\tilde{\chi} = \frac{\chi}{\chi_0} = -(\Gamma - S\Delta)^{-2} \operatorname{sign} \mu, \quad \chi_0 = \frac{\omega_{p\perp}^2 + |\mu|}{4\pi k^2 v_{\parallel}^2} \quad (1.17)$$

может быть найдена в результате решения дисперсионного уравнения (1.11). Например, при $\hat{\Delta} = 0$

$$\tilde{\chi} = \sigma^{-2} \exp(i\pi/5), (\mu > 0), \quad \tilde{\chi} = \sigma^{-2} \exp(i2\pi/5), (\mu < 0)$$

Очевидно, при $\mu > 0$ $|\tilde{\chi}'| > |\tilde{\chi}''|$, а при $\mu < 0$ $|\tilde{\chi}'| < |\tilde{\chi}''|$, поэтому в первом случае канализируемая волна является медленной, а во втором — быстрой. С учетом соотношений (1.16a) рисунки 2а, в позволяют установить зависимость $\tilde{\chi}'$ и $\tilde{\chi}''$ от параметра $\hat{\Delta}$. Как следует из рис. 2, а в случае $\mu > 0$ при $\hat{\Delta} = \Delta_*$ происходит смена знака величины $|\tilde{\chi}'| - |\tilde{\chi}''|$, в результате чего канализируемая волна из замедленной становится быстрой.

В заключение обсудим условия применимости дисперсионного уравнения (1.11). С учетом соотношений (1.12), (1.13) условие (1.8) может быть преобразовано к виду

$$\left(\frac{\omega_{\perp}^2 f^2 |\mu|}{\omega_{\parallel}^2 \beta_{\parallel}^2} \right)^{1/4} \ll \kappa b,$$

а условие (1.9) – к условию малости соответствующего параметра Френеля

$$N_F = \kappa b^2 / l_{yc} \ll 1, \quad (1.18)$$

где $l_{yc} = |\kappa \Im \Gamma|^{-1}$ – характерная длина усиления (обратный инкремент). Заметим, что согласно (1.18) допустимая ширина электронного слоя может превышать вакуумную длину волны λ

1.1.2. Фильтрация мод слоем электронов-осцилляторов конечной толщины

Выше была рассмотрена канализация волн в случае тонкого электронного слоя с малым эффективным параметром Френеля N_F . Такой слой может усиливать и канализировать одну единственную собственную волну. Следовательно, электронный волновод, подобно обычным открытым диэлектрическим волноводам, способен осуществлять фильтрацию волн [3,12,28]. Исходя из этой аналогии можно также ожидать, что фильтрующие свойства волноводящего элемента будут снижаться по мере увеличения его ширины.

Рассмотрим здесь собственные волны в электронном слое с произвольным параметром Френеля. Будем по-прежнему считать, что слой достаточно разрежен и выполнено условие (1.8). В режиме квазипродольного распространения $h = \kappa(1 - \Gamma)$, где $|\Gamma| \ll 1$, дисперсионные уравнения (1.6), (1.7) для ТЕ- и ТМ-волн могут быть приведены к идентичному виду [28]:

$$\operatorname{tg}(\tilde{q} b/2) = i \tilde{x} / \tilde{q} \quad \text{— симметричные моды,} \quad (1.19a)$$

$$\operatorname{ctg}(\tilde{q} b/2) = -i \tilde{x} / \tilde{q} \quad \text{— антисимметричные моды,} \quad (1.19b)$$

где

$$\tilde{q} = \sqrt{2\Gamma - 4\pi\chi_0 s / (\Gamma - s\Delta)^2}, \quad \tilde{x} = \sqrt{2\Gamma}, \quad b = \kappa b$$

Далее полагаем $\mu > 0, s = 1$ и исследуем случай точного начального резонанса $\Delta = 0$

Рассмотрим сначала предельный случай толстого слоя $b \rightarrow \infty$. На языке концепции Бриллюэна для мод с небольшим числом вариаций в поперечном направлении это соответствует предельно малым углам распространения электромагнитных волн по отношению к оси z , когда из-за полного внутреннего отражения от границы раздела сред поле оказывается практически полностью сосредоточенным внутри слоя

$$\tilde{\kappa} / \tilde{\eta} \rightarrow \infty \quad (1.20)$$

Соответственно, дисперсионные уравнения (1.19) приобретают вид

$$\tilde{\eta} b/2 = (m+1)\pi/2, \quad (1.21)$$

где $m = 0, 2, 4, \dots$ для четных мод, $m = 1, 3, 5, \dots$ для нечетных мод. Возводя (1.21) в квадрат, получим

$$2\Gamma - 4\pi\chi_0/\Gamma^2 = [(m+1)\pi/b]^2 \quad (1.22)$$

Поскольку в уравнении (1.22) содержится малый параметр b^{-1} , то его решение можно искать в виде ряда по этому параметру. В первом порядке теории возмущений получаем

$$\Gamma_j = (2\pi\chi_0)^{1/3} \exp[i2\pi(j-1)/3], \quad j=1-3 \quad (1.23)$$

Очевидно, соотношение (1.23) совпадает с хорошо известным соотношением, списывающим постоянные распространения нормальных волн в бесконечно широком потоке [45-47]. Усиливающейся в продольном направлении волной является волна с $j=3$. С другой стороны, принимая во внимание ограниченность системы, получим, что вне слоя поперечное волновое число $\tilde{\kappa} = \sqrt{2\Gamma_3}$ для этой волны соответствует затухающему вне слоя решению. Дальнейшие вычисления по теории возмущений показывают [28], что различия в инкрементах у различных мод (отличающихся индексом m) появляются только в седьмом порядке, т.е. при $b \gg 1$ инкременты всех мод близки и фильтрующие свойства выражены очень слабо.

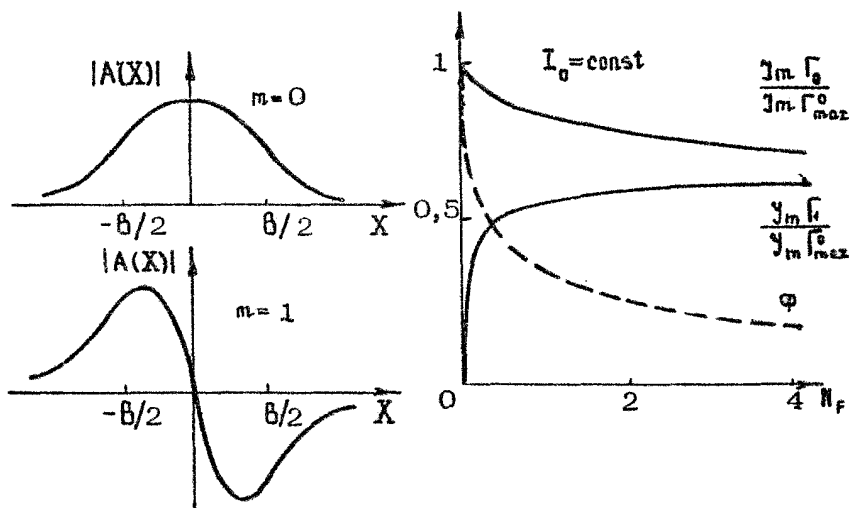
В противоположном предельном случае тонкого слоя ($N_F \ll 1$), когда выполнено соотношение (1.9), из уравнения (1.19) получим

$$\tilde{\eta} \frac{b}{2} - m \frac{\pi}{2} = \nu \frac{\tilde{\kappa}}{\tilde{\eta}}. \quad (1.24)$$

Для основной моды $m = 0$ это уравнение эквивалентно уравнению (1.11), решения которого даются соотношениями (1.13). Для остальных мод $m \neq 0$ в первом приближении можно считать $\tilde{q}\tilde{b} = m\pi$ и представить решение в виде

$$\Gamma_j = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{x_0} \tilde{b}}{m} \operatorname{erf}\left(-i \frac{\pi}{2} + i\pi j\right), \quad j = 0, 1 \quad (1.25)$$

Усиливающейся поверхностной волне соответствует $j = 0$. Из сопоставления решений (1.13), (1.25) следует, что при уменьшении толщины слоя $\Gamma_0/\Gamma_m \rightarrow \infty$, где $\Gamma_0 \sim \tilde{b}$ — инкремент основной моды. Это означает, что фильтрующие свойства слоя электронов-осцилляторов проявляются тем сильнее, чем меньше его толщина.



Р и с. 3. Поперечные структуры нулевой ($m = 0$) и первой ($m = 1$) мод, канализируемых слоем конечной толщины (слева) и инкременты этих мод и показатель фильтрации как функции параметра Френеля $N_F = \kappa \tilde{b}^2 / l_{yc}$, $l_{yc} = \kappa \tilde{m} \Gamma_{max}$ — предельный инкремент основной моды при $\tilde{b} \rightarrow 0$ (справа).

При толщинах, промежуточных по отношению к рассмотренным выше предельным, уравнения (1.19) решались численно. На рис. 3 изображены зависимости от параметра

Френеля $N_F = \kappa \beta^2 / \rho_{\gamma c}$ инкрементов основной симметричной ($m=0$) и первой антисимметричной ($m=1$) мод, нормированные на инкремент основной моды при $\beta \rightarrow 0$. Обратим внимание, что инкремент основной моды по мере увеличения параметра N_F (т.е. увеличении толщины пучка при постоянном полном токе) снижается. Пунктиром на рис. 3 (справа) приведен параметр фильтрации $\Phi = 1 - |\gamma \Gamma_1 / \gamma \Gamma_0|$. Как следует из рисунка, эффективная фильтрация мод имеет место, если толщина пучка удовлетворяет следующему френелевскому ограничению:

$$N_F \ll 1 \quad (1.26)$$

Это условие может быть получено из дифракционной картины процесса [3]. Мода с m поперечными вариациями поля и характерным поперечным масштабом r_W может быть представлена как суперпозиция плоских волн с поперечными волновыми числами в интервале $\Delta x \sim m\pi / r_W$ и с углами распространения $\Delta \psi \sim m\pi / \kappa r_W$. На эффективной длине усиления $l_{\gamma c}$ электромагнитный пучок расширяется на величину $\Delta r_W^{(m)} = \Delta \psi l_{\gamma c}$. Дифракционное расплывание будет приводить к существенному снижению инкрементов высших мод, если уже для первой (основной) моды $\Delta r_W^{(1)} \gtrsim r_W$, что, как нетрудно видеть, эквивалентно условию (1.26).

1.1.3. Квазипоперечное распространение.

Временные неустойчивости сверхизлучательного типа.

Выше были рассмотрены задачи о пространственном усилении возмущений: по заданному действительному ω отыскивались комплексные h . Очевидно, возможна и альтернативная временная постановка задачи, когда заданному действительному h ставится в соответствие комплексное ω^* . При этом важным, в некотором смысле выделенным частным случаем является случай поперечного по отношению к электронному слою распространения волны $h \rightarrow 0$. При такой ситуации поступательное движение частиц не играет роли

*) При квазипродольном распространении волны $h \approx \omega / c$, полагая $\omega = h c (1 + \mathcal{Q})$, где $|\mathcal{Q}| \ll 1$, приходим для величины \mathcal{Q} к дисперсионному уравнению, эквивалентному (1.9) при замене $\Gamma \rightarrow \mathcal{Q}$. В случае $h \rightarrow 0$ такая аналогия отсутствует.

и можно положить $u_{||} = 0$. Соответственно уравнения (1.6) или (1.7) переходят в характеристические уравнения, определяющие собственные частоты мод резонатора, сформированного неподвижными электронными осцилляторами:

$$\operatorname{tg} \sqrt{\epsilon} \frac{\beta}{2} = \frac{l}{\sqrt{\epsilon}} - \text{симметричные моды,} \quad (1.27a)$$

$$\operatorname{ctg} \sqrt{\epsilon} \frac{\beta}{2} = -\frac{l}{\sqrt{\epsilon}} - \text{антисимметричные моды,} \quad (1.27b)$$

где

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{p\perp}^2 f^2 \mu}{(\omega - \Omega_{osc})^2}.$$

Для бесконечно тонкого слоя $\beta \ll 1$ существует только первая симметричная мода, для которой из уравнений (1.27) или из (1.10a) имеем

$$i \omega_{p\perp}^2 f^2 \mu \frac{\beta}{2} = (\omega - \Omega_{osc})^2. \quad (1.28)$$

Решение (1.28) дается соотношениями

$$\frac{\omega_j - \Omega_{osc}}{\Omega_{osc}} = \sqrt{\omega_{p\perp}^2 f^2 \mu \frac{\beta}{2} \Omega_{osc}^2} \operatorname{erf} \left\{ i \left[\frac{\pi}{4} + (s-1) \frac{\pi}{4} + \pi(j-1) \right] \right\} \quad (1.29)$$

Очевидно, одна из мод — $j=2$ при $\mu > 0$ ($s=1$) и $j=1$ при $\mu < 0$ ($s=-1$) — соответствует нарастающему по времени решению $\Im m \omega < 0$. Обратим внимание, во-первых, что частота излучения близка к частоте осцилляций электронов и, во-вторых, что неустойчивость носит беспороговый характер. Исходя из аналогии с квантовой электроникой [34–36] (см. подробнее [37]), будем называть такие неустойчивости неустойчивостями сверхизлучательного типа. Нелинейная стадия сверхизлучательных процессов исследуется в разд. 5.

1.2. Ленточный замагниченный электронный поток в изотропной диэлектрической среде

Эффекты канализации имеют место не только при индуцированном тормозном излучении ансамблей возбужденных электронов-осцилляторов, но и при черенковском излучении прямолинейных электронных потоков. Исследуем здесь собственные моды тонкого слоя электронов, движущихся со сверх-

световой скоростью в изотропном диэлектрике с показателем преломления n . Излучаемое прямолинейным электронным потоком поле будет представлять собой ТМ-волну, имеющую следующие компоненты:

$$E_{z,x}; H_y = \operatorname{Re} \left\{ E_{z,x}^{\omega}(x); H_y^{\omega}(x) \exp[i(\omega t - hx)] \right\} \quad (1.30)$$

На ленточном электронном слое должна быть непрерывна непосредственно воздействующая на движение частиц E_x -компонента электрического поля и должна претерпевать разрыв тангенциальная компонента магнитного поля

$$\left\{ H_y^{\omega} \right\}_{z=0} = \frac{4\pi}{c} j_{n\text{об}}^x \quad (1.31)$$

Принимая во внимание соотношение между компонентами поля вне слоя $H_y^{\omega} = -\frac{\varpi}{k} E_{z,x}^{\omega} \operatorname{sign} z$, где $\varpi = \sqrt{k^2 n^2 - h^2}$ - поперечное волновое число, и учитывая, что $j_{n\text{об}}^x = \sigma E_x$, где

$$\sigma = -\frac{i\omega \hat{\omega}_{p_n}^2}{4\pi(\omega - h v_n)^2} \quad (1.32)$$

- проводимость электронного потока $\hat{\omega}_{p_n} = \hat{\omega}_p / \gamma^{3/2}$, приходим к дисперсионному уравнению

$$(\omega - h v_n)^2 = \frac{i\varpi}{2n^2} \hat{\omega}_{p_n}^2 \quad (1.33)$$

Для волн распространяющихся под малым углом к направлению поступательного движения $h = nk(1-\Gamma)$, $\varpi = nk\sqrt{2\Gamma}$, из уравнения (1.33) получим (ср. с (1.11))

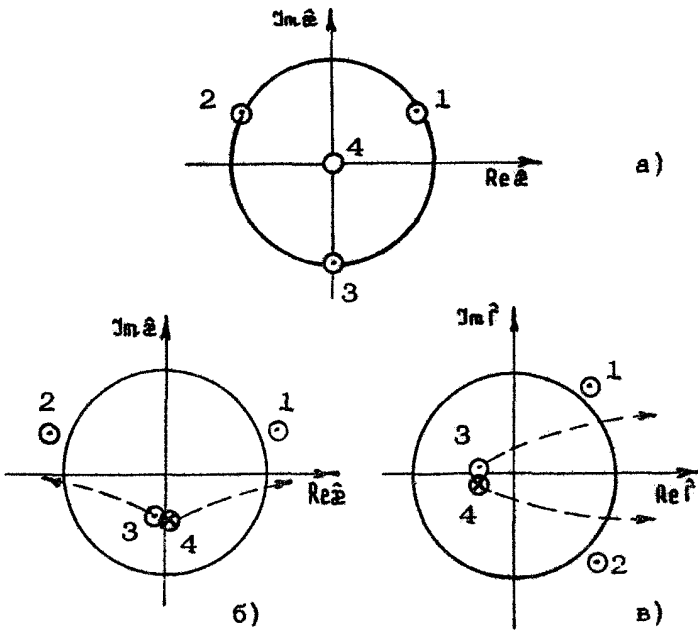
$$(\hat{\Delta} - \hat{\Gamma})^2 = i\sqrt{\hat{\Gamma}} \quad \text{или} \quad (\hat{\Delta} - \hat{\varpi}^2)^2 = i\hat{\varpi}, \quad (1.34)$$

где $\hat{\Delta} = (n\hat{\omega}_{p_n} - 1)/\hat{\Gamma}$ - начальная расстройка черенковского синхронизма, $\hat{\Gamma} = \Gamma/\hat{\Gamma}$, $\hat{\varpi} = \varpi/\sqrt{2\hat{\Gamma}}$,

$$\hat{\Gamma} = (\hat{\omega}_{p_n}^2 / \sqrt{2} \omega c n)^{2/3} \quad (1.35)$$

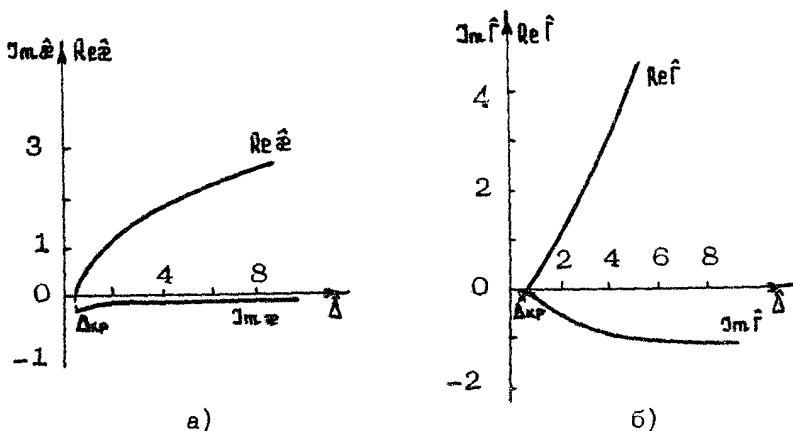
В условиях точного начального синхронизма $\hat{\Delta} = 0$ решения (1.34) даются соотношениями (рис. 4,а)

$$\begin{aligned} \hat{\varpi}_4 = 0, & \quad \hat{\varpi}_j = \exp \left\{ i \left[\frac{\pi}{6} + \frac{2\pi}{3}(j-1) \right] \right\}, \\ \hat{\Gamma}_4 = 0, & \quad \hat{\Gamma}_j = \exp \left\{ i \left[\frac{\pi}{3} + (j-1) \frac{4\pi}{3} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (1.36)$$



Р и с. 4. Расположение на комплексной плоскости: а – поперечных волновых чисел нормальных мод замагниченного ленточного потока электронов в диэлектрической среде при $\Delta=0$, б и в – поперечных и продольных волновых чисел при $\Delta=\Delta_{кр}$. Стрелками показано смещение корня, соответствующего усиливающейся локализованной волне при $\Delta > \Delta_{кр}$

и ни одна из нормальных волн не удовлетворяет условиям (1.12). Для исследования поведения корней уравнений (1.34) при изменении параметра $\hat{\Delta}$ с помощью замены $y = \pm z$ приведем эти уравнения к форме алгебраического уравнения с действительными коэффициентами $y = (\hat{\Delta} + y^2)^2$. При $\hat{\Delta} = 0$ это уравнение имеет два комплексных и два действительных корня. При изменении величины $\hat{\Delta}$ в сторону положительных значений происходит сближение действительных корней и при $\hat{\Delta} = \Delta_{кр} = 3 \cdot 2^{1/3} / 8$ в момент касания кривых $f_1 = -y$ и $f_2 = (\hat{\Delta} + y^2)^2$ эти корни сливаются. При $\hat{\Delta} > \Delta_{кр}$ указанные корни становятся комплексно сопряженными и одному из них (для определенности $j = 4$) соответствует усили-



Р и с. 5. Зависимость от параметра $\hat{\Delta}$ действительных и мнимых частей поперечных (а) и продольных (б) волновых чисел усиливающейся локализованной волны

важущаяся локализованная волна (рис. 4, б, в). Зависимость от параметра $\hat{\Delta}$ поперечных и продольных волновых чисел канализируемой волны приведена на рис. 5.

Асимптотическое поведение волновых чисел при больших положительных значениях параметра расстройки ($\hat{\Delta} \gg 1$) определяется соотношениями

$$\hat{z}_4 = \hat{\Delta}^{1/2} - \sqrt{2} (1+i) / \hat{\Delta}^{1/4}, \quad \hat{f} = \hat{\Delta} - (1+i) \hat{\Delta}^{1/4} / \sqrt{2} \quad (1.37)$$

Согласно (1.37) имеет место монотонный рост инкремента усиления с ростом параметра $\hat{\Delta}$: $|\text{Im } \Gamma| \approx \hat{\Delta}^{1/4} \sqrt{2}$, или в размерных обозначениях

$$|\text{Im } h| = \left(\frac{\hat{\omega}_{\beta n}^2 \omega n}{c} \right)^{1/2} \frac{(n \beta_n - 1)^{1/4}}{2^{3/4}}$$

Это обусловлено тем, что по мере увеличения $\hat{\Delta}$ растет угол $\psi = \text{Re } \frac{\hat{z}}{n} \approx \sqrt{2} \hat{\Delta}$, под которым излучается волна, так чтобы фазовая скорость волны в направлении движения частиц совпадала с их поступательной скоростью и поддерживалось условие черенковского синхронизма

^{*)} При учете конечной толщины пучка величина инкремента будет ограничена [48].

$$v_{||} = v_{\Phi} = \frac{c}{n(1 - \beta \epsilon \Gamma)}. \quad (1.38)$$

Соответственно увеличивается воздействующая на электроны продольная компонента электрического поля $|E_x/E_x| \sim |\Phi/k|$ *) Обратим внимание, что уравнениями, аналогичными по форме (1.34), будут описываться собственные волны и в слое осцилляторов, в котором осцилляторное движение частиц происходит не в поперечном (по отношению к направлению поступательного движения), а в продольном направлении. Например, такая ситуация реализуется в случае излучения замагниченного прямолинейного электронного пучка в убитроне с электростатическим ондулятором. В последнем случае электронный пучок будет представлять собой анизотропную среду, описываемую диагональным тензором диэлектрической проницаемости (1.1), в котором $\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = 1$, ϵ_{zz} - определяется соотношением (1.2). Соответственно в случае тонкого слоя $\beta b \ll 1$ дисперсионное уравнение (1.7a), описывающее собственные волны в таком слое, редуцируется к виду (1.34).

Заметные отличия в виде дисперсионных уравнений (ср. (1.34) и (1.11)) и свойствах канализруемых волн в этих двух ситуациях обусловлены, очевидно, различием компонент полей, непосредственно воздействующих на движение (группировку) электронов и переносящих основную долю излученной электромагнитной энергии.

1.3. Собственные волны в цилиндрических слоях электронов-осцилляторов

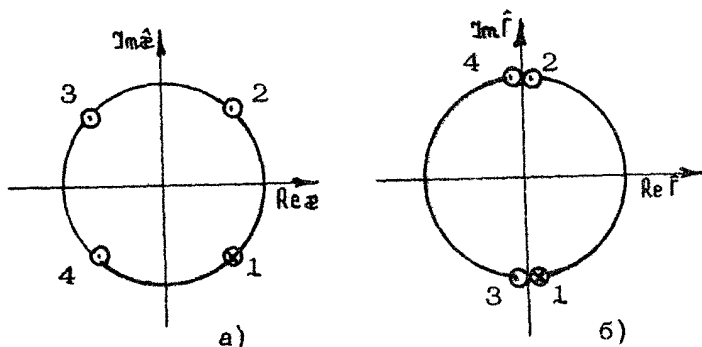
Выше рассматривались двумерные модели. Очевидно, способность усиливать и канализировать излучения электронные ансамбли сохраняют и при трехмерной цилиндрической геометрии [14,15,27]. Пусть ансамбль осциллирующих электронов, диэлектрическая проницаемость которого ϵ описывается соотношениями (1.1) - (1.2), образует цилиндр (стержень) радиуса r_0 . Из теории диэлектрических волноводов известно, что если $\beta \epsilon > 1$, то такой стержень спосо-

*) Очевидно, электроны прямолинейного пучка не могут взаимодействовать с плоскими электромагнитными волнами, излучающимися строго в направлении их поступательного движения.

бен канализировать конечное число мод, обладающих конечным потоком энергии. По мере уменьшения плотности диэлектрика $|\operatorname{Re} \epsilon| \rightarrow 1$ уменьшается и число канализируемых мод, пока не останется одна единственная мода со структурой, близкой к плоской ТЕМ-волне. Дисперсионное уравнение для этой моды может быть представлено в виде [2]

$$\xi \ln(1 - 2\chi_b) = -1, \quad (1.39)$$

где $\xi = \frac{1}{2} k^2 \chi_b^2 (\epsilon - 1)$. С помощью борновского приближения в теории тонких антенн соотношение (1.39) может быть легко обобщено на случай комплексного ϵ и произвольной формы поперечного сечения [27]. В последнем случае $\xi = \frac{2\pi}{\lambda^2} \int (\epsilon - 1) dS$ и χ_b - характерный поперечный размер стержня. Согласно (1.39), если плотность вещества вдоль стержня постоянна, т.е. $(\epsilon - 1) dS = \text{const}$, то зависимость параметров канализируемой волны от поперечного размера χ_b логарифмически слаба и этот размер указывает только порядок величины.



Р и с. 6. Поперечные (а) и продольные (б) волновые числа нормальных мод цилиндрического слоя электронов-осцилляторов

Полагая в формуле (1.1) $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon (\epsilon_{zz} = 1)$ и подставляя соотношение (1.2) (1.39), для режима квазипродольного распространения $h = k(1 - \Gamma)$, $z = k\sqrt{2\Gamma^*}$, где $|\Gamma| \ll 1$, в случае точ-

*) Зависимость излучаемого поля от радиуса взята в виде $e^{-i\alpha r}$

ного начального резонанса $\Delta=0$ получим следующее дисперсионное уравнение:

$$\hat{\epsilon}^4 = 2n \gamma, \quad (1.40)$$

где $\hat{\epsilon} = \alpha / \sqrt{2G}$, $\gamma = R\sqrt{2G} < 1$, $G = \sqrt{2\pi R_0^2 \alpha_0}$, $R = k r_0$.

Из четырех нормальных мод системы, нормированные поперечные и продольные $\hat{\Gamma} = \Gamma/G = \hat{\epsilon}^2$ волновые числа которых приведены на рис. 6, только одна волна $j=1$ удовлетворяет условиям усиления и канализации (1.14). Икремент усиливающейся волны определяется соотношением

$$|\text{Im } h| = \kappa \frac{G}{2} |2n\gamma|^{1/2} \quad (1.41)$$

2. ЭФФЕКТЫ КАНАЛИЗАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛАЗЕРАХ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

В лазерах на свободных электронах, работающих в режиме "большого преобразования частоты", излучаемые волны образуют малые углы с поступательной скоростью электронов. В этой ситуации электронный пучок должен заметно влиять на формирование поперечной структуры поля излучения. В некоторых условиях это влияние может оказаться определяющим, и тогда благодаря эффектам канализации в усилительных вариантах ЛСЭ можно полностью отказаться от использования внешних электродинамических систем, а в генераторных вариантах роль зеркал свести только к функции обеспечения обратной связи.

В данном разделе в рамках двумерной модели рассмотрены процессы канализации в усилительных и генераторных схемах ЛСЭ преимущественно (за исключением разд.2.2.2) с тонкими электронными потоками, поскольку именно в такой ситуации реализуются наиболее благоприятные условия для селекции мод. В отличие от разд.1 основное внимание уделяется ограниченному в продольном направлении (краевым) задачам, как линейным, так и нелинейным. При этом предполагается, что поля излучения представляют собой квазиоптические волновые пучки, для описания эволюции амплитуд которых удобно использовать уравнения параболического типа.

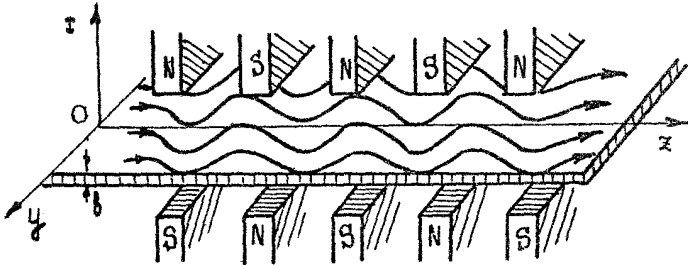
2.1. ЛСЭ-усилители

2.1.1. Основные уравнения

Пусть осцилляторное движение сообщается электронам при пролете через плоский ондулятор (рис.7), магнитное поле которого задается вектор-потенциалом

$$\bar{A} = \text{Re} \left\{ \bar{\psi}_0 A_1 \text{ch}(h_1 z) \exp(ih_1 z) \right\}, \quad (2.1)$$

где $h_1 = 2\pi/d$, d - период ондулятора. Электронный слой ширины b , удовлетворяющий условию (1.18), инжектируется вблизи оси ондулятора (плоскость $z = 0$). Поступательная скорость электронов $v_{||}$ направлена вдоль оси x . После



Р и с. 7. Схема ЛСЭ-убитрона с плоским ондулятором и ленточным электронным пучком

излучения представим в виде квазистатического волнового пучка

$$\bar{A}_s = \text{Re} \left\{ \bar{\psi}_0 A(x, z) \exp[i(\omega t - \kappa z)] \right\}, \quad (2.2)$$

электрические и магнитные компоненты которого соответствуют ТЕ-волне (1.3). Из волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 A_\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_\psi}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_\psi}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c} j_\psi \quad (2.3)$$

для амплитуды волнового пучка при выполнении условия $\left| \frac{1}{\kappa A} \frac{\partial A}{\partial x} \right| \ll 1$ получим неоднородное параболическое уравнение

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + 2i\kappa \frac{\partial A}{\partial x} = \frac{4\pi}{c} \langle j_\psi \exp[-i(\omega t - \kappa z)] \rangle \quad (2.4)$$

Движение электронов в полях (2.1), (2.2) при выполнении условия комбинационного синхронизма

$$\omega \approx h_c v_{\parallel}, \quad (2.5)$$

где $h_c = h_i + k$, можно представить как сумму быстроосциллирующего со скоростями осцилляций

$$v_y^i = \operatorname{Re} \left\{ \frac{e A_i}{m c \gamma} \exp(i h_i z) \right\}, \quad v_y^{s'} = \operatorname{Re} \left\{ \frac{e A}{m c \gamma} \exp[i(\omega t - k z)] \right\} \quad (2.6)$$

и частотой $\Omega = h_i v_{\parallel}$ и медленного дрейфового движения под действием усредненной поперечной силы

$$F_z = -\frac{e^2}{2 \mathcal{E}} \frac{d}{dz} \left\{ \operatorname{Re} A A_i^* \exp[i(\omega t - h_c z)] \right\}, \quad (2.7)$$

где $\mathcal{E} = m c^2 \gamma$ — энергия частиц. В синхронном комбинационном поле возникает модуляция плотности пучка с временным и пространственным периодом $2\pi/\omega$ и $2\pi/h_c$ соответственно:

$$\rho = -|\rho_0| \left[1 + \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n \exp(i n \theta) \right], \quad (2.8)$$

где

$$\rho_n = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i n \theta) d\theta, \quad \theta = \omega t - h_c z -$$

фаза электронов относительно комбинационной волны. Эта модуляция приведет к возбуждению дополнительного синхронного поля — поля высокочастотного пространственного заряда, со стороны которого на электроны действует сила

$$F_z^b = 2\pi e \rho_0 \beta_{\parallel} \operatorname{Re} \left\{ \sum_{n=1}^{\infty} \frac{-i \alpha_n^b}{n k} \rho_n \exp(i n \theta) \right\}, \quad (2.9)$$

где $\alpha_n^b = n \sqrt{h_c^2 - \omega^2/c^2} = n \sqrt{h_c^2 + 2h_c k}$ — поперечные волновые числа гармоник поля пространственного заряда (при удалении от плоскости пучка амплитуда этих гармоник спадает по закону $\exp(-\alpha_n^b |z|)$)

Взаимодействие ленточного пучка электронов — осцилляторов с электромагнитным полем опишется системой уравнений, состоящей из усредненных уравнений движения частиц и уравнения параболического типа для амплитуды волны. Выделяя с помощью соотношений (2.6), (2.8) в амплитуде

ВЧ-тока $d_4 = \rho v_y$ комбинационную компоненту на частоте сигнала и предполагая, что относительные изменения энергии электронов невелики ($|\Delta W| \ll 1, W = 1 - \xi/\xi_0$), представим соответствующую систему уравнений в виде ([23, 24])

$$\frac{d^2 \theta}{d\hat{z}^2} = \gamma_m \left\{ a e^{i\theta} + \gamma^2 \gamma e^{i\theta} \right\}, \quad (2.10)$$

$$i \frac{d^2 a}{d\hat{z}^2} + \frac{da}{d\hat{z}} = 2i \delta(\hat{X}) \gamma, \quad \gamma = \frac{1}{\alpha} \int_0^{2\pi} e^{i\theta} \rho(-i\theta) d\theta, \quad (2.11)$$

с граничными условиями

$$a|_{\hat{z}=0} = a_0(\hat{X}), \quad \theta|_{\hat{z}=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left. \frac{d\theta}{d\hat{z}} \right|_{\hat{z}=0} = -\hat{\Delta} \quad (2.12)$$

Здесь использованы следующие безразмерные обозначения:

$$\hat{z} = kzG; \quad \hat{X} = kx\sqrt{2G}; \quad a = \mu \alpha_s \alpha_i / 2G^2; \quad \hat{\Delta} = \left(\frac{c}{v_c^0} - \frac{c}{v_{н0}} \right) / G -$$

— начальная расстройка комбинационного синхронизма, $v_c^0 = \omega / k_c$ — "холодная" фазовая скорость комбинационной волны, соответствующей электромагнитной волне, излучающейся строго вдоль оси системы ($\psi \rightarrow 0$);

$$\gamma = \frac{\omega_{p\perp}}{\sqrt{2} \omega \gamma \beta_{н0}} \sqrt{\frac{\alpha_s^0}{k}} G^{-1} -$$

— параметр пространственного заряда^{*)} $\delta(\hat{X})$ — дельта-функция, описывающая поперечное распределение плотности пучка при выполнении условия (1.18), параметра G определяется соотношением (1.12), где параметр группировки

$$\mu = \gamma_0^{-2} \beta_{н0}^{-3}, \quad \text{а параметр связи } f = \alpha_i / 2, \quad \alpha_{s,i} = e A_{s,i} / m c^2 \gamma_0$$

Эффективность энергообмена (электронный КПД) определяется соотношениями

^{*)} Для простоты и для записи уравнений движения мы ограничились только первым членом ряда (2.9). Заметим также, что уравнения (2.10), (2.11) отличаются от традиционных уравнений ЛСЭ-усилителей [49] только членом $d^2 a / d\hat{z}^2$ описывающим дифракционное расплывание волнового пучка.

$$\eta = \frac{b}{\mu(1-\gamma_0^{-1})} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u \, d\theta_0, \quad (2.13)$$

где $u = \mu \psi / b = \frac{\partial \theta}{\partial Z} + \hat{\Delta}$ - нормированное изменение энергии частиц.

Система уравнений (2.10), (2.11) имеет интеграл, представляющий собой закон сохранения энергии в системе электронный пучок - электромагнитное поле:

$$\frac{d\rho_{||}}{dZ} = \delta \hat{\eta} = 4 |a| \Big|_{\hat{x}=0} |j| \sin \varphi, \quad (2.14)$$

где $\rho_{||} = \int_{-\infty}^{\infty} |a|^2 d\hat{X}$ - суммарная продольная компонента потока электромагнитной энергии *) $\varphi = \pi \gamma_0 a \Big|_{\hat{x}=0} - \pi \gamma_0 j$ - фаза ВЧ-тока относительно фазы действующего на электроны поля (заданного вектор-потенциалом).

Для численного моделирования полезно также интегральное представление решения параболического уравнения (2.11), которое может быть найдено с помощью преобразований Фурье по поперечной координате \hat{X} [23]:

$$a(\hat{X}, \hat{Z}) = \frac{i^{1/2}}{2\sqrt{\pi \hat{Z}}} \int_{-\infty}^{\infty} a_0(\hat{X}') \exp\left[-i \frac{(\hat{X} - \hat{X}')^2}{4\hat{Z}}\right] d\hat{X}' - \frac{1}{\sqrt{i\pi}} \int_0^{\hat{Z}} \frac{\exp\left[-i \frac{\hat{X}^2}{4(\hat{Z} - \hat{Z}')}\right]}{\sqrt{\hat{Z} - \hat{Z}'}} \eta(\hat{Z}') d\hat{Z}'. \quad (2.15)$$

*)

Естественно, предполагается сходимость интеграла, т.е. амплитуда поля достаточно быстро спадает при $|\hat{X}| \rightarrow \infty$

2.1.2. Линейная стадия взаимодействия.

Режим канализации излучения электронным потоком

В режиме малого сигнала $a \rightarrow 0$, представляя фазы электронов в виде $\theta = \theta_0 - \hat{\Delta} \hat{z} + \psi$, где $|\psi| \ll 1$, после линейризации уравнений движения (2.10), получим следующее уравнение для амплитуды плотности модуляции пучка

$$\left(\frac{\partial}{\partial \hat{z}} - i\hat{\Delta} \right)^2 \mathcal{J} + q^2 \mathcal{J} = -a, \quad (2.16)$$

$$\mathcal{J} \Big|_{\hat{z}=0} = 0, \quad \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \hat{z}} \Big|_{\hat{z}=0} = 0, \quad (2.17)$$

где
$$\mathcal{J} = -\exp(-i\hat{\Delta}\hat{z}) \frac{i}{\pi} \int_0^{2\pi} \psi' \exp(-i\theta_0) d\theta_0$$

Уравнения (2.11), (2.16), (2.17) образуют самосогласованную систему уравнений, описывающую линейную стадию взаимодействия.

Покажем сначала, что в случае безграничного в продольном направлении электронного потока вытекающее из уравнений (2.11), (2.16) дисперсионное уравнение аналогично (1.11). С этой целью запишем решение этих уравнений в виде $\mathcal{J} = \tilde{\mathcal{J}} e^{i\hat{F}\hat{z}}$, $a = \tilde{a}(\hat{\lambda}) e^{i\hat{F}\hat{z}}$ и сведем их к одному уравнению

$$\frac{d^2 \tilde{a}}{d\hat{\lambda}^2} + \hat{F} \hat{a} = -2\delta(\hat{\lambda}) \tilde{\mathcal{J}} \tilde{a}, \quad (2.18)$$

где

$$\tilde{\mathcal{J}} = - \frac{1}{(\hat{F} - \hat{\Delta})^2 - q^2} \quad (2.19)$$

— эффективная восприимчивость электронного потока с учетом кулоновского расталкивания частиц (ср. с (1.17)). Вне пучка решение (2.18) представимо в виде $\tilde{a} = a(0) \exp(-i\hat{\epsilon}|\hat{\lambda}|)$, где $\hat{\epsilon} = \sqrt{\hat{F}}$. Сшивая эти решения с учетом вытекающего из (2.18) граничного условия $\left\{ \frac{d\tilde{a}}{d\hat{\lambda}} \right\}_{\hat{\lambda}=0} = -2\tilde{\mathcal{J}} \tilde{a}(0)$, приходим к дисперсионному уравнению

$$\sqrt{\hat{F}} \left\{ (\hat{F} - \hat{\Delta})^2 - q^2 \right\} = i \quad \text{или} \quad \hat{\epsilon} \left\{ (\hat{\epsilon}^2 - \hat{\Delta})^2 - q^2 \right\} = i \quad (2.20)$$

В режиме исчезающе малого влияния пространственного заряда (комптоновский режим взаимодействия) $q \ll 1$ уравнения (2.20) редуцируются к уравнениям (1.11) — случай $\mu > 0$, решения которых подробно исследованы в предыдущем разделе. Поэтому остановимся здесь на учете влияния пространственного заряда.

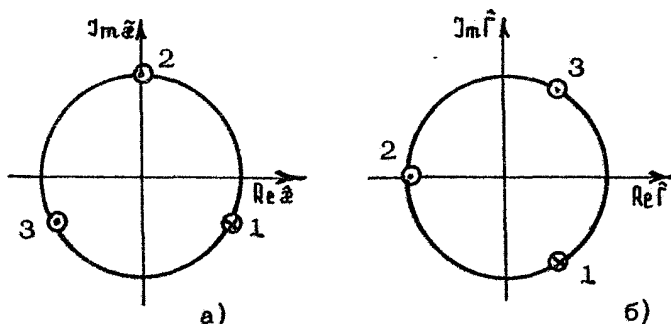
В случае достаточно плотного электронного потока $q \gg 1$ можно разделить взаимодействие электромагнитной волны с быстрой и медленной волнами пространственного заряда (рамановский режим взаимодействия). Предполагается, что в синхронизме находится медленная волна пространственного заряда $\hat{\Delta} = q + \delta$, где $|\delta| \ll 1$; пренебрегая взаимодействием с быстрой волной, приведем дисперсионное уравнение (2.20) к виду

$$\sqrt{\hat{F}} (\hat{F} + \delta) = -i/2q \quad \text{или} \quad \hat{x}(\hat{x}^2 + \delta) = -i/2q \quad (2.21)$$

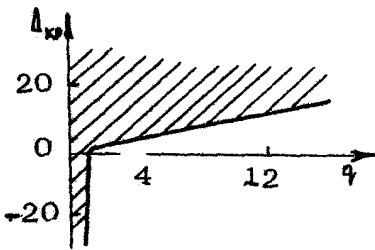
Решения (2.21) при $\delta = 0$ даются соотношениями

$$\begin{aligned} x_j &= (2q)^{-1/3} \exp \left\{ i \left[-\frac{\pi}{6} + (j-1) \frac{2\pi}{3} \right] \right\}, \\ \Gamma_j &= (2q)^{-2/3} \exp \left\{ i \left[-\frac{\pi}{3} + (j-1) \frac{4\pi}{3} \right] \right\}, \end{aligned} \quad (2.22)$$

где $j = 1 - 3$. Расположение корней на комплексной плоскости показано на рис. 8. Очевидно, что в рассматриваемом режиме среди нормальных волн также существует усиливающая локализованная в поперечном направлении волна ($j=1$). Заметим, что в случае синхронизма с быстрой волной пространственного заряда $\hat{\Delta} = -q$ подобные волны отсутствуют.



Р и с. 8. Расположение на комплексной плоскости поперечных (а) и продольных (б) волновых чисел нормальных мод в рамановском режиме взаимодействия



Р и с. 9. Зона расстроек синхронизма (заштрихована), в которой существует усиливающаяся локализованная волна

Анализ дисперсионного уравнения (2.20) при произвольной величине параметра пространственного заряда показывает, что усиливающаяся локализованная волна существует в области расстроек синхронизма (рис. 9)

$$\Delta_{кр} < \hat{\Delta} < \infty, \quad (2.23)$$

где $\Delta_{кр}$ определяется из соотношения

$$4(-3\Delta_{кр} + \sqrt{4\Delta_{кр}^2 + 5q^2})^{3/2} (2\Delta_{кр} + \sqrt{4\Delta_{кр}^2 + 5q^2}) - 5^{5/2} \quad (2.24)$$

В предельных случаях малого и большого параметра q из соотношения (2.24) получим

$$\begin{aligned} \Delta_{кр} &\approx -1/q^4, \quad q \ll 1, \\ \Delta_{кр} &\approx -q - \frac{3}{4^{2/3}} q^{-2/3}, \quad q \gg 1. \end{aligned} \quad (2.25)$$

Заметим также, что $\Delta_{кр} = 0$ при $q \approx 1,28$.

Таким образом, учет поля пространственного заряда ограничивает зону усиления в области отрицательных значений параметра расстроек (т.е. в области, где $v_{н0} < v_c^0$), как это имеет место и в системах с фиксированной поперечной структурой поля [47,49]. В то же время, в отличие от указанных систем, усиление возможно при сколь угодно больших положительных расстройках синхронизма $\hat{\Delta}$ (т.е. при $v_{н0} > v_c^0$). На рис. 9 отсутствует вторая линия, ограничивающая зону усиления в области $\hat{\Delta} \gg 1$ (ср. с рис. 6, 3 из [47]). Это обстоятельство, очевидно, обусловлено эффектами самоорганизации: в свободном пространстве при $\hat{\Delta} \gg 1$, как это следует из соотношений (1.15), электронный пучок автоматически подбирает такой угол излучения ψ по отношению к оси ондулятора, чтобы выполнялось условие синхронизма

$$v_{н0} \approx v_c = \omega / (h_c + k \cos \psi). \quad (2.26)$$

С целью иллюстрации процесса образования самосогласованной поперечной структуры усиливаемой моды рассмотрим с помощью системы уравнений (2.11), (2.16), (2.17) полубезграничную линейную задачу о дифракции плоской волны $a_0(\hat{X}) = \text{const}$, падающей в сечении $\hat{Z} = 0$ на слой осциллирующих в поле ондулятора электронов [21,22]. Для простоты полагаем $q = 0$, $\hat{\Lambda} = 0$. Для решения используем преобразование Лапласа. Совершая процесс преобразования

$$a_p = \int_0^{\infty} a \exp(-p\hat{Z}) d\hat{Z}, \quad \mathcal{I}_p = \int_0^{\infty} \mathcal{I} \exp(-p\hat{Z}) d\hat{Z}. \quad (2.27)$$

для образов функций имеем

$$i \frac{d^2 a_p}{d\hat{X}^2} + p a_p - a_0 = 2i \delta(\hat{X}) \mathcal{I}_p, \quad \mathcal{I}_p = -a_p / p^2 \quad (2.28)$$

С учетом граничного условия $\left\{ da_p / d\hat{X} \right\}_{\hat{X}=0} = 2\mathcal{I}_p$ для образа поля из (2.28) получаем

$$a_p = \frac{a_0}{p} \left[1 + \frac{\exp(-\sqrt{i}p |\hat{X}|)}{p^2 \sqrt{i}p - 1} \right] \quad (2.29)$$

С учетом разложения на простые множители обратное преобразование Лапласа

$$a = \int_{\sigma-i\infty}^{\sigma+i\infty} a_p \exp(p\hat{Z}) dp$$

сводится к сумме интегралов стандартного вида [50]. Вычисление интегралов дает [21,22]

$$a(\hat{X}, \hat{Z}) = a_0 \left\{ \Phi \left(\frac{i^{1/2} |\hat{X}|}{2 \hat{Z}^{1/2}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{1}{5} \sum_{j=1}^5 \exp(-i\hat{\alpha}_j |\hat{X}| + i\hat{\Gamma}_j \hat{Z}) \left[1 - \Phi \left(\frac{i^{1/2} |\hat{X}|}{2 \hat{Z}^{1/2}} - \hat{\alpha}_j \sqrt{i\hat{Z}} \right) \right] \right\}, \quad (2.30)$$

где величины $\hat{\alpha}_j, \hat{\Gamma}_j$ определяются соотношениями (1.11),

$$\Phi(u) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^u \exp(-\tau^2) d\tau - \text{интеграл вероятности.}$$

Основываясь на асимптотическом представлении интеграла вероятности при больших значениях аргумента

$$\Phi(u) = 1 - \pi^{-1/2} u^{-1} e^{-u^2}, \quad (2.31)$$

$$|u| \rightarrow \infty, \quad |\arg u| < 3\pi/4, \quad (2.32)$$

найдем приближенные выражения для излучаемого поля при $\hat{\chi} \gg 1$ и $\hat{z} \gg 1$

В случае $\hat{\chi} \gg 1$ и $\hat{\chi} \gg \hat{z}^{1/2}$ получим

$$a(\hat{\chi}, \hat{z}) = a_0 \left[1 - \hat{z} \sqrt{\frac{1}{\pi}} \hat{z}^{1/2} \hat{\chi}^{-6} \operatorname{erf} \left(\frac{-i\hat{\chi}^2}{4\hat{z}} \right) \right] \quad (2.33)$$

Таким образом, на большом удалении от нуля поле представимо в виде суммы падающего поля a_0 и добавки, обусловленной влиянием электронного пучка, которая убывает по закону $\hat{\chi}^{-6}$

Рассмотрим теперь асимптотику больших длин пространства взаимодействия $\hat{z} \gg 1$, $\hat{z}^{1/2} \gg \hat{\chi}$. В такой ситуации аргументы функции $\Phi(u)$ для членов ряда с номерами $j = 1 - 4$ удовлетворяют второму из условий (2.32). Для члена с $j = 5$ это условие будет выполнено, если предварительно воспользоваться соотношением $\Phi(u) = -\Phi(-u)$. В результате излучаемое поле в приосевой области, удаленной от входного сечения, может быть представлено в виде

$$a(\hat{\chi}, \hat{z}) = a_0 \left[\pi^{-1/2} \left(\frac{|\hat{\chi}|}{2\sqrt{\hat{z}}} + \frac{3}{4\hat{z}^{5/2}} \right) \operatorname{erf} \left(\frac{-i\hat{\chi}^2}{4\hat{z}} \right) + \right. \\ \left. + \frac{2}{5} \operatorname{erf} \left(-i\hat{z}_5 |\hat{\chi}| + i\hat{r}_5 \hat{z} \right) \right] \approx \frac{2}{5} a_0 \operatorname{erf} \left(-i\hat{z}_5 |\hat{\chi}| + i\hat{r}_5 \hat{z} \right). \quad (2.34)$$

Как и следовало ожидать, при достаточно больших длинах пространства взаимодействия излучаемое электронным пучком поле имеет структуру нарастающей локализованной вблизи поверхности пучка собственной волны ($j = 5$). Этот вывод является универсальным и может быть распространен на случай произвольных начальных возмущений поля (не нарастающих при $|\hat{\chi}| \rightarrow \infty$) или тока пучка, а также для режимов с отличными от нуля $\hat{\Delta}$ и φ .

В заключение приведем численную оценку степени концентрации излучения вблизи электронного потока. Пусть погонная плотность тока пучка $I_0 = 1$ кА/см, энергия электронов $\mathcal{E} = 2$ МэВ ($j = 5$), период ондулятора $d = 3$ см, отно-

шение скорости осцилляций электронов в поле ондулятора к скорости света $\alpha_e = 5^{-1}$, длина волны излучения $\lambda = 1$ мм. При указанных значениях параметров $\beta = 0,85 \cdot 10^{-2}$, $q = 0,5$, и соответственно $|\text{Im } \Gamma_5| = 0,42 \text{ см}^{-1}$, $|\text{Im } \alpha_5| \approx 3,9 \text{ см}^{-1}$. Например, на расстоянии 1,5 см от пучка напряженность поля по отношению к полю на оси спадает в e^6 раз.

2.1.3. Нелинейная стадия взаимодействия.

Режим дифракционного излучения электронного потока во внешнее пространство

Исследование нелинейной стадии взаимодействия пенточного потока электронов-осцилляторов с волновым пучком проводилось в работах [23,24] путем численного решения уравнений движения электронов (2.10) совместно с интегральным представлением для излучаемого поля (2.15). Предполагалось, что падающее поле представляет собой гауссов пучок

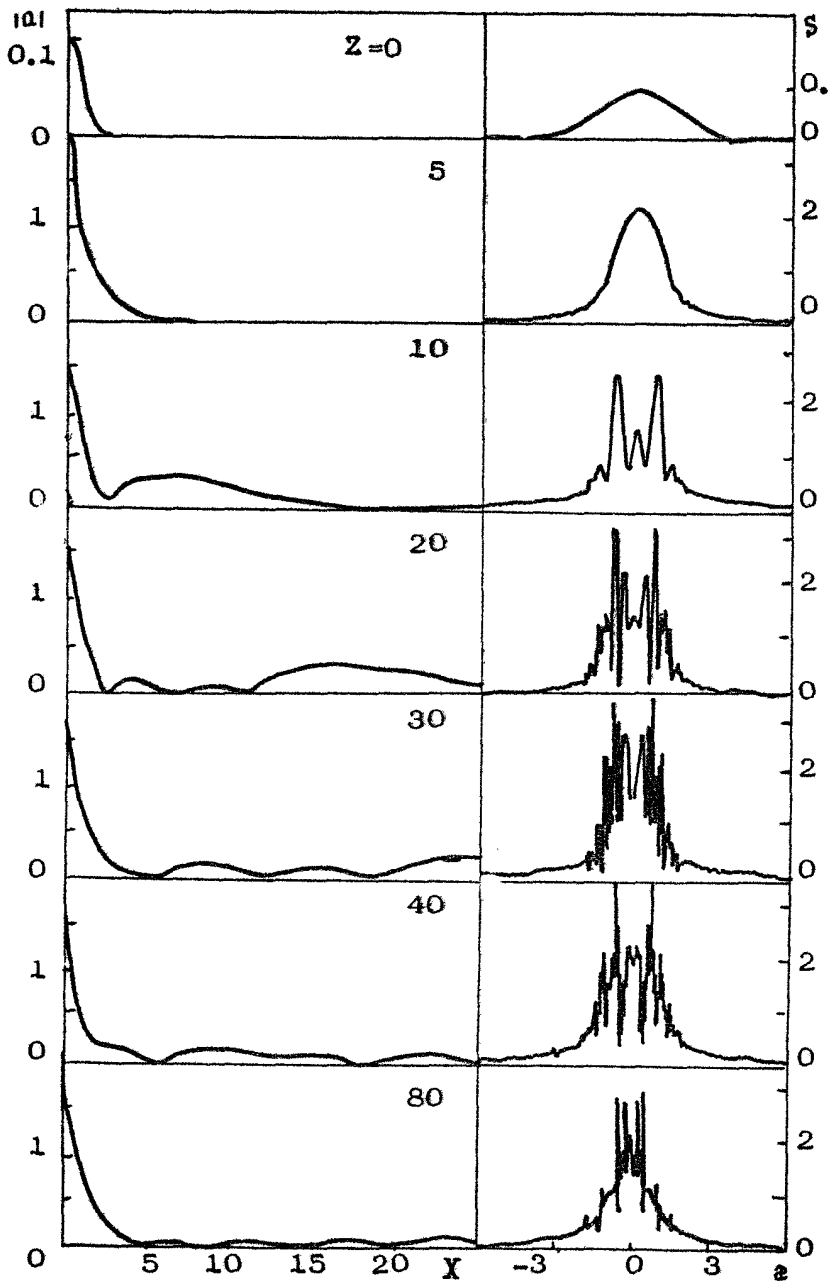
$$a_0(\hat{X}) = a_0 \exp(-\hat{X}^2/\bar{X}^2).$$

На рис. 10-13 представлены результаты численного моделирования при $\hat{\Delta} = 0$ и $\hat{\Delta} = \beta$, $q = 0$. Численное моделирование подтвердило сделанный выше вывод, что при произвольном начальном профиле волнового пучка в области линейного усиления на достаточном удалении от входного сечения (на рис. 10 $\hat{Z} \sim 5$, на рис. 13 $\hat{Z} \sim 10$) структура и угловой спектр

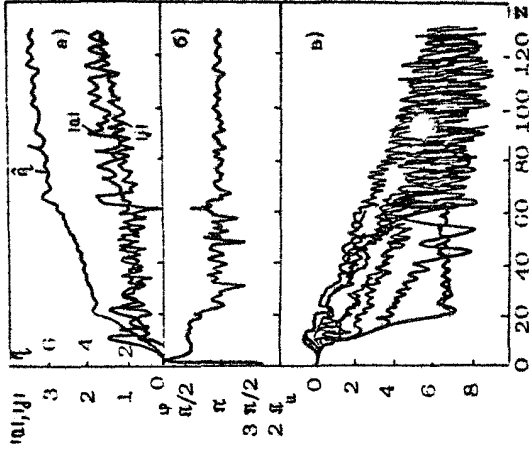
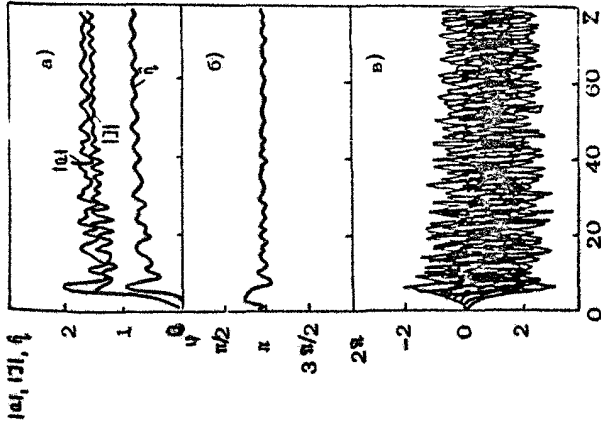
$$S_{\alpha} = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} a(\hat{X}) \exp(-i\hat{\alpha}\hat{X}) d\hat{X} \quad (2.35)$$

излучаемого поля близки к структуре собственной локализованной моды. При этом, согласно результатами разд. 1.1, имеет место частичное вытекание электромагнитной энергии из электронного канала. Это вытекание приводит к тому,

что в области (на рис. 10 $\hat{Z} > 10$, на рис. 13 $\hat{Z} > 15$), где начинают играть роль эффекты насыщения и амплитуда поля в приосевой зоне стабилизируется (см. рис. 11,а, 12,а), возникает расширение поперечных размеров волнового пучка (на периферию приходят лучи, испущенные электронами

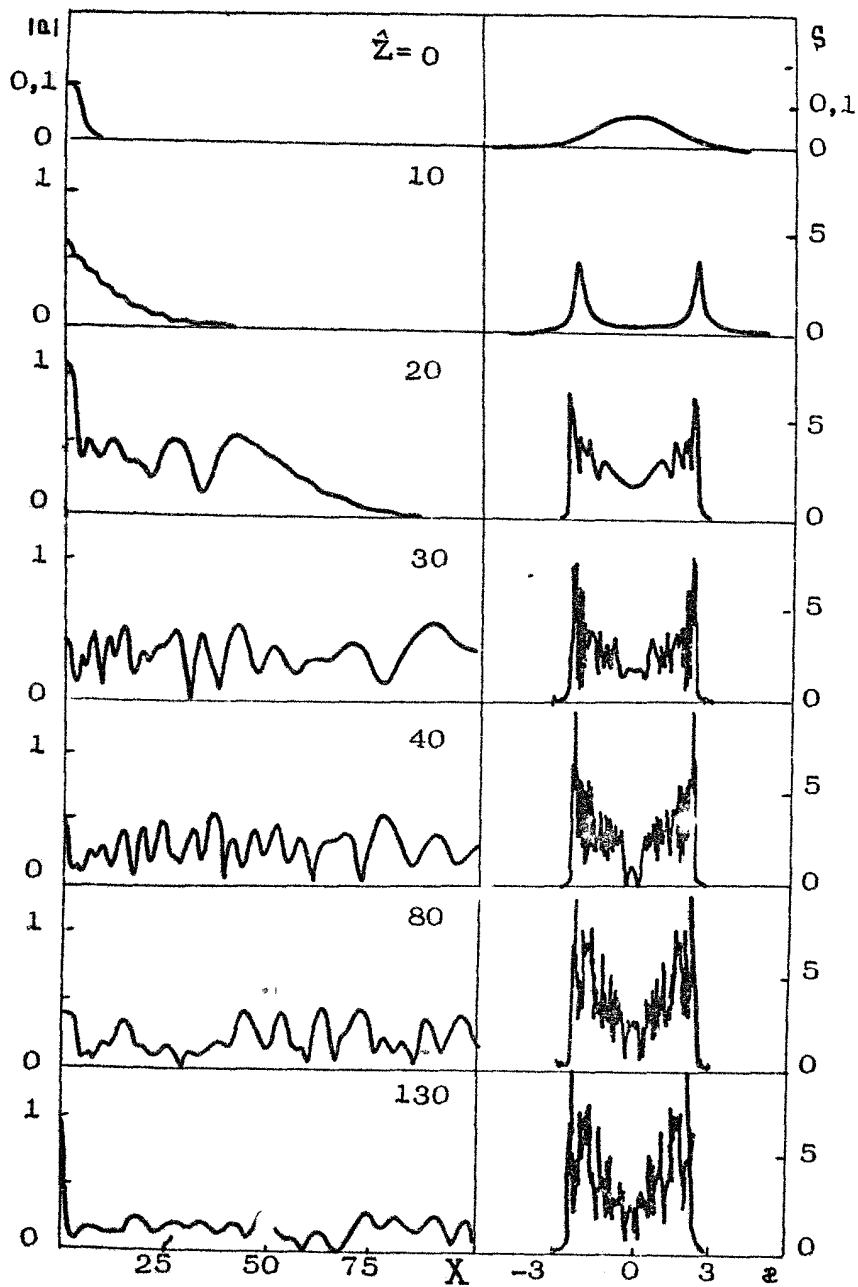


Р и с. 10. Эволюция поперечного распределения модуля амплитуды электромагнитного поля (слева) и углового спектра (справа) в ЛСЭ; $\Delta = 0$



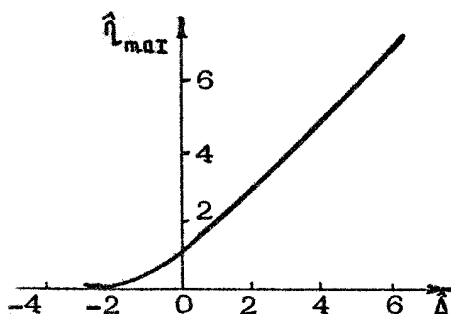
Р и с. 11. Зависимость от продольной координаты: а — амплитуды действующего на электроны поля $a|_{z=0} = 0$, амплитуды ВЧ-тока $|b|$; б — разности фазы ψ ; в — относительных потерь энергии частиц Δ ; $\Delta = 0$

Р и с. 12. То же, что на рис. 11, при $\Delta = 6$



Р и с. 13. То же, что на рис. 10, при $\hat{\Lambda} = 6$

в предшествующих сечениях). На нелинейной стадии существует достаточно протяженная область высвечивания сгенерированной электронным потоком электромагнитной энергии во внешнее пространство. На конечном участке (на рис. 10 $\hat{Z} > 40$, на рис. 13 $\hat{Z} > 10^2$) взаимодействие электронов с волновым пучком приобретает чисто реактивный характер: устанавливается стационарное солитоноподобное состояние, когда захваченные волной электроны создают ВЧ-ток, амплитуда которого вследствие сильного перемешивания частиц внутри фазового объема, ограниченного сепаратрисой, постоянна, а фаза тока по отношению к фазе поля близка к π (рис. 11,б, 12,б), т.е. энергообмен отсутствует (см. (2.14)). При этом небольшая доля излученной энергии про-



Р и с. 14. Зависимость максимального приведенного КПД от начальной расстройки комбинационного синхронизма

должна канализироваться электронным потоком благодаря эффекту полного внутреннего отражения ($\tilde{\alpha}' > 0$, $\tilde{\alpha}'' = 0$).

Важно отметить, что при излучении потока осцилляторов в свободном пространстве КПД монотонно растет (в рамках сделанных при выводе уравнений движения предположений ^{*)}) с увеличением параметра начального рассинхронизма (рис. 14).

Рост КПД обусловлен эффектом стохастического тормо-

^{*)} При тех же предположениях в системах с фиксированной поперечной структурой поля максимум приведенного КПД $\hat{\eta} = 2,56$ достигается при $\hat{\Delta} \approx 1,78$ [47], а при больших происходит срыв режима усиления.

жения частиц (ср. с [51,52]), существенным при больших положительных значениях параметра $\hat{\Delta}$ (см. рис. 12,в, область $15 < \hat{\Delta} < 100$). Дело в том, что излучаемое в свободное пространство поле представляет собой совокупность плоских волн, распространяющихся под различными углами ψ к оси системы, которым соответствуют различные скорости синхронных с электронами комбинационных волн (см. (2.26)).

При этом, если на линейной стадии (см. рис. 13,б, $\hat{\Delta} \approx 10$) в угловом спектре излучения при $\hat{\Delta} \gg 1$ спектральные максимумы ($\hat{\Delta} \approx \sqrt{\hat{\Delta}}$, ср. с (1.15)) соответствуют волнам, излучаемым под такими углами ψ , что фазовая скорость комбинационных волн близка невозмущенной поступательной скорости частиц $v_c \approx v_{||0}$, то по мере торможения частиц происходит заполнение спектра волнами, излучаемыми под меньшими углами ψ , для которых $v_c(\psi) < v_{||0}$ (см. рис. 13,б,

$\hat{\Delta} \approx 20$). Наиболее медленная компонента пакета комбинационных волн v_c^0 , очевидно, соответствует электромагнитной волне, распространяющейся строго вдоль оси системы $\psi \rightarrow 0$. Как видно из рис. 12,в, электроны последовательно (эстафетно) взаимодействуют с различными компонентами пакета комбинационных волн, пока средняя скорость всех электронов не сравняется с v_c^0 ; далее энергообмен практически прекращается. Электронный КПД при этом оказывается тем выше, чем сильнее начальная поступательная скорость частиц $v_{||0}$ превосходит v_c^0 , т.е. чем больше параметр $\hat{\Delta}$.

Анализ полных уравнений движения (т.е. уравнений, в которых не предполагается малости изменения энергии частиц) показывает, что в режиме излучения в свободное пространство в ЛСЭ может достигаться КПД $\approx 50\%$. Такой уровень КПД сравним со значениями, реализующимися в ЛСЭ с ондуляторами переменного периода [53]. Однако в рассматриваемой здесь ситуации, в отличие от [53], излучение имеет сложный угловой спектр, что, естественно, затрудняет его практическое использование.

Таким образом самоорганизующийся характер электромагнитного поля при излучении электронного потока в свободном пространстве позволяет достигнуть существенно более высокой эффективности энергообмена по сравнению с реализующимся в традиционных условиях, когда поперечная структура поля формируется внешними электродинамическими

системами. Этот вывод носит достаточно общий характер и с некоторыми вариациями справедлив и для других рассмотренных ниже механизмов излучения.

2.2. ЛСЭ-генераторы

2.2.1. Генераторы встречной волны

Выше были рассмотрены усиление и канализация ленточным потоком электронов-осцилляторов в условиях конвективной неустойчивости, когда направление групповой скорости волнового пучка совпадает с направлением поступательного движения частиц. В то же время в потоке электронов-осцилляторов возможна и абсолютная неустойчивость, реализующаяся в случае, когда указанные скорости взаимно противоположны и условие синхронизма имеет вид

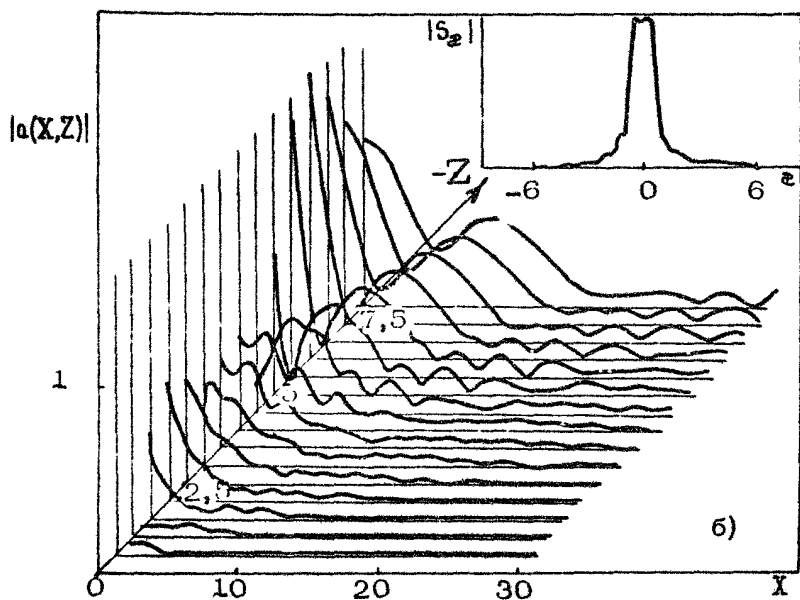
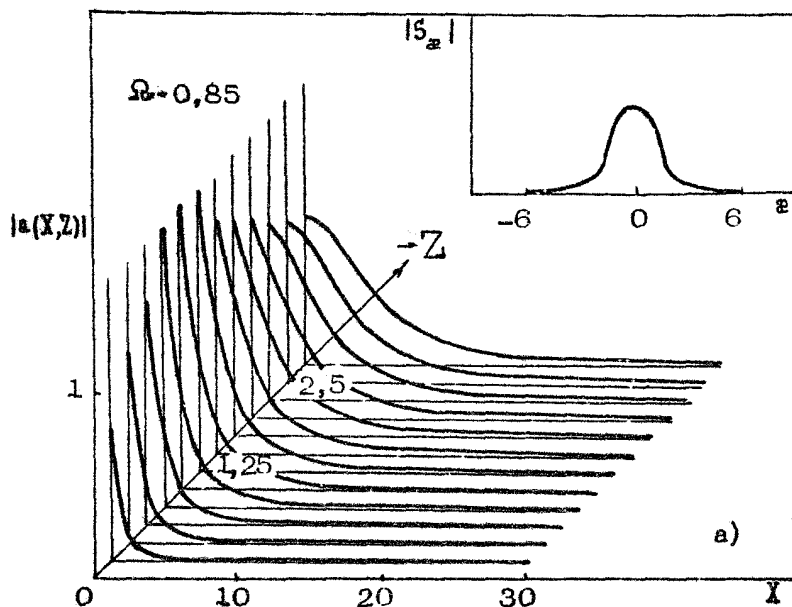
$$\omega = (h_1 - h) v_{||} \quad \text{или} \quad \omega + h v_{||} = \Omega \quad (2.36)$$

(считаем, что излучаемая волна распространяется в отрицательном направлении оси x навстречу электронному потоку). В условиях абсолютной неустойчивости самовозбуждение колебаний происходит в отсутствие внешних сигналов.

При традиционном подходе анализ стационарных режимов генерации в подобных системах (включая условия самовозбуждения) требует решения достаточно сложной краевой задачи, сводящейся к интегральному уравнению, определяющему собственные частоты и пространственные структуры собственных мод [3]. Однако, как и в обычных ЛОВ (т.е. в генераторах с фиксированной поперечной структурой поля) для решения указанных задач можно воспользоваться методом численного моделирования процесса установления колебаний [54,25]. Такой подход позволяет не только исследовать стационарные режимы генерации, но и рассмотреть сложные автомодуляционные режимы излучения в области больших превышений над порогом, где стационарные режимы генерации теряют устойчивость.

В условиях комбинационного синхронизма (2.36), представляя поле излучения в виде

$$\bar{A} = \operatorname{Re} \left\{ \bar{y}_0 A_s(\tau, x, t) \exp[-i(\omega_0 t + k_0 x)] \right\}, \quad (2.37)$$



Р и с. 15. Профиль волнового пучка и углового спектра излучения в генераторе встречной волны: а - стационарный режим генерации $\hat{L} = 2,5$; б - автомодуляционный режим генерации $\hat{L} = 7,5$

нестационарное взаимодействие ленточного электронного потока с волновым пучком описывается следующей системой уравнений:

$$\left(\frac{\partial}{\partial \hat{z}} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \text{Im}(a e^{i\theta}), \quad (2.38)$$

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial \hat{x}^2} - \frac{\partial a}{\partial \hat{z}} = 2 \cdot 8(\hat{x}) \quad (2.39)$$

Граничные условия к уравнениям (2.38), (2.39) запишем в предположении, что электронный поток не имеет начальной модуляции при влете в ондулятор ($\hat{z} = 0$) и отсутствуют электромагнитные поля, падающие на систему извне в сечении $\hat{z} = \hat{L}$ ($\hat{L} = \kappa \ell G$)

$$\theta|_{\hat{z}=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left(\frac{\partial}{\partial \hat{z}} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) \theta|_{\hat{z}=0} = 0, \quad a|_{\hat{z}=\hat{L}} = 0 \quad (2.40)$$

Здесь

$$\tau = \omega_0 (t - z/v_{gr}) (c/v_{\omega_0} + c/v_{gr})^{-1} G,$$

v_{gr} - групповая скорость волны, ω_0 - несущая частота (частота точного синхронизма), остальные обозначения совпадают с использованными при записи уравнений (2.10), (2.11).

Для описания стационарного режима генерации решение (2.38) - (2.40) следует искать в виде $a = \tilde{a}(\hat{x}, \hat{z}) e^{i\Omega\tau}$, $\theta = \Omega\tau + \tilde{\theta}(\hat{z})$, где Ω - электронный сдвиг частоты. Уравнения для \tilde{a} , $\tilde{\theta}$ совпадут с (2.10), (2.11) с точностью до знака перед членом $\partial a / \partial \hat{z}$ в уравнении (2.11).

Численное моделирование уравнений (2.38) - (2.40) показывает, что самовозбуждение колебаний имеет место

при $\hat{L} > 2$. В области $2 < \hat{L} < 3,8$ устанавливается стационарный одночастотный режим генерации и канализации излучения. Переходный процесс в этой области параметров носит характер затухающих пульсаций. Профиль генерируемого волнового пучка приведен на рис. 15,а. Продольное распределение амплитуды действующего на электроны поля $|a|_{\hat{x}=0}$, амплитуда модуляции плотности $|\theta|$ аналогичны имеющим место в обычных ЛОВ.

При достаточно большой надкритичности $\hat{U} > 3,8$ стационарный режим генерации становится неустойчивым и реализуются автомодуляционные режимы генерации. Механизм автомодуляции вызван совместным действием эффектов запаздывания и нелинейной перегруппировки электронов [54]. Вследствие перегруппировки частиц на длине системы фаза модуляции плотности совершает несколько скачков на величину $\sim \pi$, в результате чего возникают области с разной фазой поля. Взаимодействие этих областей, обусловленное выносом энергии излучения, и приводит к возбуждению автомодуляции с характерным периодом, определяемым временем прохождения возмущений по кольцу обратной связи $T_{AM} = \ell \left(\frac{1}{v_g} + \frac{1}{v_{ph}} \right)$. Волновой пучок в автомодуляционном режиме генерации приобретает сложную пространственно-временную структуру (рис. 15,б).

2.2.2. Резонансные генераторы

В ЛСЭ при излучении в направлении поступательного движения, когда частота излучения существенно превосходит частоту осцилляций электронов ($\omega \approx 2\gamma^2 \Omega$), неустойчивость носит конвективный характер и для обеспечения обратной связи используются внешние электродинамические системы. В коротковолновых диапазонах это, как правило, квазиоптические резонаторы типа Фабри-Перо. Электронный поток может оказывать влияние на пространственную структуру электромагнитного поля, возбуждаемого в таких системах. Исследуем такое влияние на простейшей модели: поток осциллирующих электронов шириной δ пронизывает двухзеркальный резонатор, образованный безграничными плоскими зеркалами с коэффициентом отражения $R_{1,2}$, близким к единице. В этом случае продольную структуру поля (структуру вдоль x) в первом приближении можно считать фиксированной и представить измеряемое поле в виде

$$\bar{A} = \text{Re} \left\{ \bar{y}_0 2A(x,t) \sin kx e^{i\omega t} \right\}, \quad (2.41)$$

где $k = \omega/c = m\pi/\ell$, ℓ - длина резонатора, m - целое число. При условии, что дифракционное расплывание волнового пучка на одном проходе через резонатор невелико, т.е. $k r_w^2 / \ell \gg 1$, где r_w - характерная ширина волнового пучка, эволюция поперечной структуры поля может быть найдена из решения

параболического уравнения [11,12]

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} + \frac{\alpha}{2Q} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial X^2} = i \frac{\omega_p^2 f}{2\omega^2 L} F(X) \int_0^L \mathcal{I} dZ \quad (2.42)$$

совместно с усредненными уравнениями движения частиц

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial Z^2} = \mathcal{I} m (\mu f \alpha e^{i\theta}), \quad (2.43)$$

$$\theta|_{z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right|_{z=0} = -\Delta, \quad \alpha|_{\tau=0} = \alpha_0(X) \quad (2.44)$$

Здесь $\tau = \omega t$; $Z = kz$; $X = kx$; $L = kL$; $Q = \omega L / \nu_{pp}$ (ν_{R_1, R_2}) - добротность резонатора, $F(X)$ - функция, характеризующая поперечное распределение плотности пучка. Далее полагаем $F(X) = 1$; $X \in \left[-\frac{b}{2}; \frac{b}{2}\right]$; $F(X) = 0$, $X \notin \left[-\frac{b}{2}; \frac{b}{2}\right]$; остальные обозначения совпадают с введенными ранее (кулоновским расталкиванием частиц пренебрегаем).

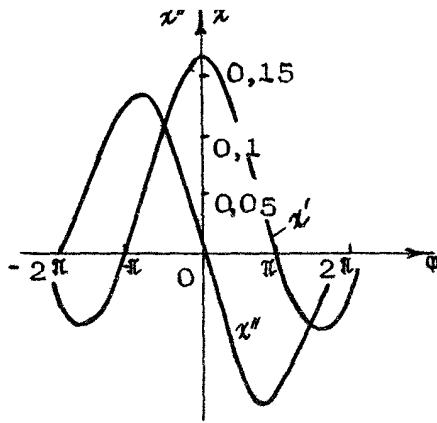
Проанализируем далее режим малого сигнала $\alpha \rightarrow 0$ и найдем условие самовозбуждения и пространственные структуры "горячих" собственных мод системы. Линеаризуя уравнения, приведем их к одному уравнению для амплитуды модуляции плотности (2.16). Интегрирование последнего в предположении о фиксированности продольной структуры поля $\alpha(Z) = \text{const}$ позволяет в линейном приближении свести систему уравнений (2.42) - (2.44) к следующему уравнению:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial \tau} + \frac{\alpha}{2Q} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial X^2} = -i \chi F(X) \alpha, \quad (2.45)$$

где $\chi_{\text{ГЕН}} = \chi' - i\chi''$ - эффективная диэлектрическая восприимчивость, вносимая электронным потоком в резонатор,

$$\chi_{\text{ГЕН}} = \chi_0 \tilde{\chi}(\varphi), \quad \tilde{\chi}(\varphi) = -\frac{1 + e^{i\varphi}}{\varphi^2} + \frac{2i(1 - e^{i\varphi})}{\varphi^3}, \quad (2.46)$$

где $\chi_0 = \omega_p^2 |\mu| f^2 L^2 / 4\omega_0^2$, $\varphi = \Delta L$ - угол пролета электронов через резонатор. Зависимость реальной и мнимой компонент восприимчивости от угла пролета приведена на рис. 16. Усиление электромагнитных колебаний имеет место в зоне углов пролета $0 < \varphi < 2\pi$, где $\chi'' < 0$. Канализация излучения, основанная на эффекте полного внутреннего отражения, возможна в области $-\pi < \varphi < \pi$, где $\chi'' > 0$



Р и с. 16. Зависимость от угла пролета электронов φ активной \tilde{x}'' и реактивной \tilde{x}' частей эффективной диэлектрической восприимчивости, вносимой электронным пучком в резонатор

Для отыскания собственных мод системы представим решение (2.45) в виде $\alpha = \tilde{\alpha}(X)e^{i\Omega X}$, где Ω — электронный сдвиг частоты генерации от частоты собственной моды резонатора. Сшивая решение (2.45) внутри и вне слоя с учетом граничных условий

$$\{\tilde{\alpha}\}_{X=\pm b/2} = \left\{ \frac{d\tilde{\alpha}}{dX} \right\}_{X=\pm b/2} = 0,$$

приходим к характеристическим уравнениям (ср. с (1.19)), определяющим частоты генерации и стартовые условия [12]:

$$\operatorname{tg}\left(\tilde{q}\frac{b}{2}\right) = i\frac{\tilde{\kappa}}{\tilde{q}} \text{ — симметричные моды} \quad (2.47a)$$

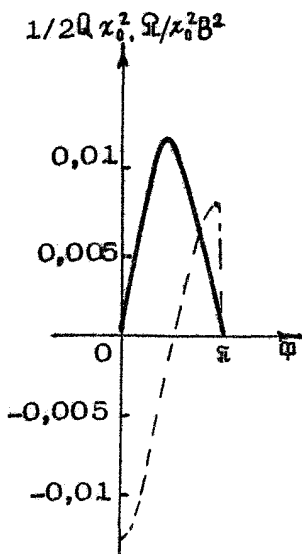
$$\operatorname{ctg}\left(\tilde{q}\frac{b}{2}\right) = -i\frac{\tilde{\kappa}}{\tilde{q}} \text{ — антисимметричные моды} \quad (2.47b)$$

$\tilde{\kappa} = \sqrt{2\Omega - iQ^{-1}}$, $\tilde{q} = \sqrt{2\Omega - iQ^{-1} + 2\alpha_{\text{ген}}}$ — поперечные волновые числа вне и внутри пучка.

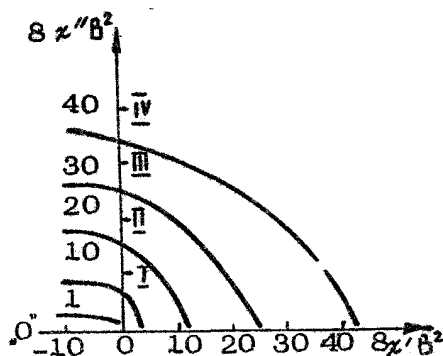
Рассмотрим сначала случай тонкого электронного пучка [26]

$$\kappa b^2 / \rho_{\text{эф}} \ll 1, \quad F(X) = \delta(X), \quad (2.48)$$

где $\rho_{\text{эф}} = \rho / (1 - R_1 R_2)$ — эффективная длина поля (расстояние, на котором амплитуда поля затухает в e раз). В этом случае



Р и с. 17. Зависимость от угла пролета условий самовозбуждения ЛСЭ-генератора с ленточным пучком. Пунктир — электронная перестройка частоты



Р и с. 18. Зоны самовозбуждения мод с различным числом поперечных вариаций на плоскости параметров

существует лишь одна симметричная мода, для которой из (2.47а) получим

$$\tilde{\alpha} = -i \chi_{\text{ген}} B \quad (2.49)$$

Из соотношения (2.49) легко находится амплитудное и фазовое условия генерации (ср. с (1.166))^{*)}:

$$Q_{st}^{-1} = -2 \chi' \chi'' B^2, \quad (2.50)$$

$$Q_{st} = (\chi''^2 - \chi'^2) \frac{B^2}{2}.$$

Согласно (2.50), локализованные моды существуют при следующих знаках действительной и комплексных компонент электронной восприимчивости: $\chi'' < 0, \chi' > 0$. В таких условиях поперечная структура собственной моды носит характер затухающих при удалении от плоскости пучка осцилляций: $\alpha(\mathbf{r}) =$

$= \alpha_0 \exp \left[(i \chi' - \chi'') B \chi \right]$ На рис. 17 приведена зависимость

^{*)} Для сравнения заметим, что в случае бесконечно широкого электронного пучка, равномерно заполняющего резонатор, условия генерации имеет вид: $Q_{st}^{-1} = -2 \chi''$, $Q_{st} = -\chi'$

величины $Q^{-1} \chi_0^{-1} b^2, Q \chi_0^{-1} b^2$ от угла пролета электронов Φ . Минимальное стартовое значение Q_{st} (минимальный стартовый ток) реализуется при $\Phi \approx 1,5$.

Результаты численного решения уравнений (2.47) при произвольных толщинах слоя b приведены на рис.18 [12]. Линии на плоскости параметров $\chi' b^2$ и $\chi'' b^2$ разграничивают области существования мод с различным числом поперечных вариаций. В области I' самовозбуждение колебаний невозможно, в области I условия самовозбуждения выполнены для первой симметричной моды, в области II наряду с симметричной модой может самовозбуждаться первая антисимметричная мода, в области III к ним добавляется вторая симметричная мода и т.д.

Как видно из рис. 18, при $\chi' < 0$ эффект канализации возникает не только при положительных, но и отрицательных значениях величины χ' , т.е. когда эффект полного внутреннего отражения отсутствует. В этом случае канализация излучения обусловлена ограниченностью в поперечном направлении области усиления [55]. Указанный механизм канализации реализуется, когда усиление превышает некоторое критическое значение, зависящее от величины $|\chi'|$ (см. границу между областями I' и I на рис.18). Для моды, канализируемой благодаря эффекту полного внутреннего отражения, характерен плоский фазовый фронт. При втором механизме световые лучи уходят от пучка к периферии и затухают там благодаря эффективным потерям, вносимым зеркалами. По этой причине фазовый фронт моды искривляется.

Различие стартовых токов мод позволяет осуществить эффективную селекцию мод по поперечному индексу. Чтобы стартовый ток первой симметричной моды был не менее чем вдвое ниже стартовых токов остальных мод, параметр Френеля должен удовлетворять условию

$$kb^2 / \rho_{ef} \lesssim 1$$

Это условие, подобно (1.26), может быть получено при рассмотрении дифракционной картины процесса, если под эффективной длиной взаимодействия понимать эффективную длину затухания.

3. КАНАЛИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В УСТРОЙСТВАХ ЧЕРЕНКОВСКОГО ТИПА

Рассмотрим индуцированное черенковское излучение прямолинейного ленточного потока электронов в однородной изотропной диэлектрической среде. Нормальные волны в такой системе описаны нами в разд.2.2. Здесь обратимся к анализу эволюционных полубезграничных задач, используя для описания поля параболическое уравнение.

Излучаемое поле является волной ТМ-типа, компоненты которой связаны уравнениями

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = i k H_y, \quad \frac{\partial H_y}{\partial z} = -i k n^2 E_x, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial T} = \frac{4\pi}{c} j_z + i k n^2 E_z \quad (3.2)$$

После исключения величин H_y и E_x приходим к волновому уравнению

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial T^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 n^2 \right) E_z = \frac{4\pi i}{c^2} \left(j_z + \frac{1}{k^2 n^2} \frac{\partial^2 j_z}{\partial z^2} \right) \quad (3.3)$$

В квазиоптическом приближении решение (3.3) следует искать в виде $E_z = A(x, z) \exp(-ikxz)$, $j_z = j(x) \exp(-ikxz)$. В результате приходим к неоднородному параболическому уравнению для медленно меняющейся амплитуды волны

$$\frac{i}{2kn} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \frac{\partial A}{\partial z} = \frac{4\pi i}{\omega n^2} \frac{\partial j}{\partial z}, \quad (3.4)$$

которое в отличие от аналогичного уравнения (2.4) записано не для поперечной, а для продольной компоненты излучаемого поля.

Дополняя уравнения возбуждения уравнениями движения ленточного (см. условие (1.18)) прямолинейного релятивистского электронного пучка (считаем, что относительные изменения энергии частиц малы $|\omega| \ll 1$), приходим к самосогласованной системе уравнений

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial \tilde{x}^2} + \frac{\partial a}{\partial \tilde{z}} = 2i\delta(\tilde{x}) \frac{\partial \tilde{z}}{\partial \tilde{z}}, \quad \gamma = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \hat{z}^2} = \text{Re} (a e^{i\theta}),$$

$$a|_{\hat{z}=0} = a_0 (\hat{X}), \quad \theta|_{\hat{z}=0} = \theta_0 + \gamma_1 \cos \theta_0, \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial \hat{z}} \right|_{\hat{z}=0} = -\hat{\Lambda} + \gamma_2 \cos \theta_0,$$

$$\theta_0 \in [0, 2\pi) \quad (3.6)$$

Здесь

$$\hat{Z} = \kappa \kappa \hat{z} \hat{G}, \quad \hat{X} = \kappa \kappa \hat{x} \sqrt{2\hat{G}}, \quad a = eA / m c \omega \gamma_0^3 \beta_0 \hat{G}^2, \quad \gamma_{1,2} -$$

параметры, описывающие начальную модуляцию пучка, остальные обозначения идентичны с действующими в разд. 2.2. В используемом здесь квазиоптическом приближении можно считать, что амплитуды поперечных компонент электромагнитного поля связаны соотношением $H_y \approx n E_x$. Для нормированных значений этих величин

$$h_y, e_x = \frac{\sqrt{2} e}{m c \omega \gamma_0^3 \hat{G}^{3/2}} (H_y, n E_x)$$

зависимость от координат с помощью уравнения (3.2) может быть представлена в виде

$$h_y, e_x = \mathcal{J} + i \int_0^{\hat{X}} a d\hat{X} \quad (3.7)$$

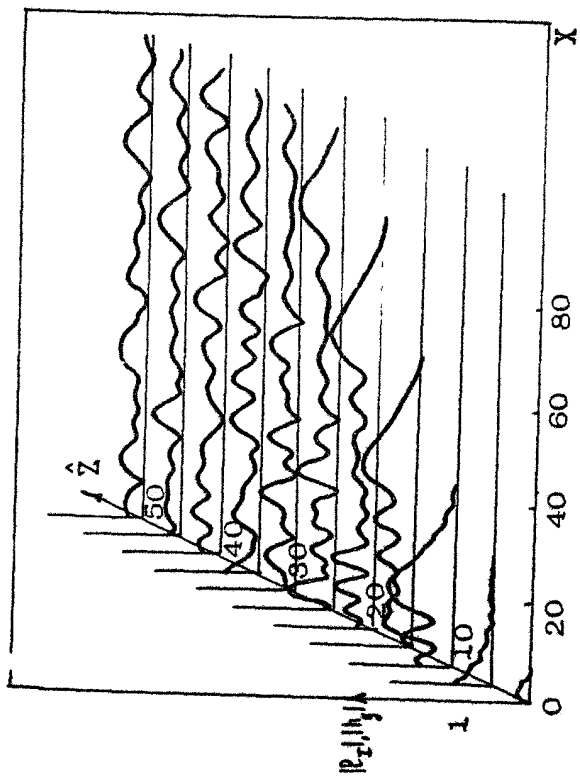
Закон сохранения энергии в рассматриваемой системе может быть записан в форме, аналогичной (2.14), где суммарный продольный поток энергии будет определяться соотношением

$$\rho_v = \int_{-\infty}^{\infty} (e_x h_y^*) d\hat{X}$$

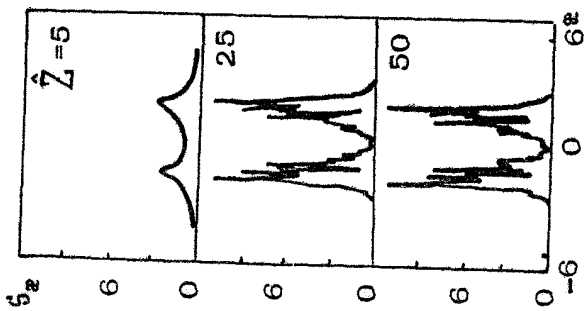
В приближении малого сигнала уравнения движения (3.6) линеаризуются и приобретают вид

$$\left(\frac{\partial}{\partial \hat{z}} - i\hat{\Lambda} \right)^2 \mathcal{J} = -i a, \quad (3.8)$$

$$\mathcal{J}|_{\hat{z}=0} = \mathcal{J}_0, \quad \left. \frac{\partial \mathcal{J}}{\partial \hat{z}} \right|_{\hat{z}=0} = \mathcal{J}'_0 \quad (3.9)$$



а)



б)

Р и с. 19. Черенковское излучение ленточного электронного пучка. Эволюция профиля волнового пучка (а) и углового спектра (б)

Для безграничной в продольном направлении системы из уравнений (3.5), (3.8) вытекает дисперсионное уравнение, идентичное с (1.34).

Для полубезграничной системы, считая для определенности, что на входе задана начальная модуляция плотности пучка $J_0 \neq 0$ ($a_0 = J_0' = 0$), решая уравнения (3.5), (3.8) с помощью преобразований Лапласа аналогично разд.2.1, получим следующее выражение для излучаемого поля:

$$a(\hat{\lambda}, \hat{Z}) = iJ_0 \hat{\Delta} \sum_{j=1}^4 M_j \exp(-i\hat{\alpha}_j |\hat{\lambda}| + i\hat{\Gamma}_j \hat{Z}) \left[1 - \Phi \left(\frac{i\hat{\Delta} |\hat{\lambda}|}{2\hat{Z}^{1/2}} - \hat{\alpha}_j \sqrt{i\hat{Z}} \right) \right], \quad (3.10)$$

где

$$M_j = [1 + 4i\hat{\alpha}_j (\hat{\Delta} - \hat{\alpha}_j^2)]^{-1},$$

величины $\hat{\alpha}_j, \hat{\Gamma}_j$ - корни дисперсионного уравнения (1.34).

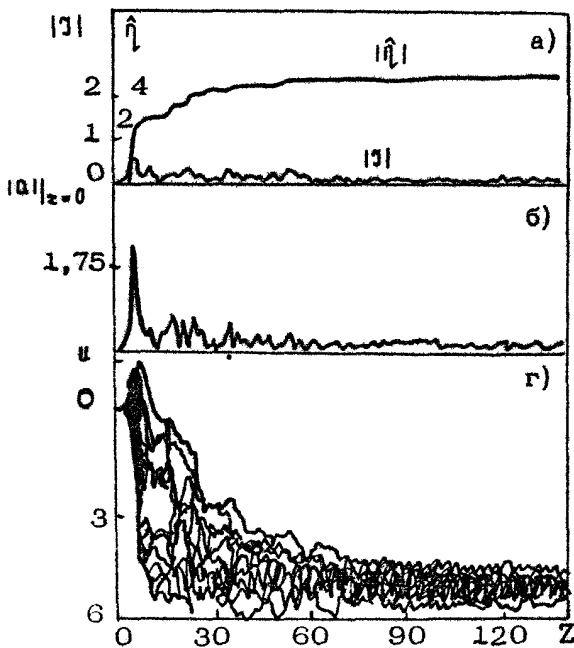
Анализ асимптотического представления решения (3.10)

на большом удалении от входного сечения $\hat{Z} \gg 1$ показывает, что при $\hat{\Delta} \gg \hat{\Delta}_{кр}$, когда согласно разд.1.2 в системе существует усиливающаяся локализованная мода $j=4$, излучаемое поле может быть записано в виде

$$a(\hat{\lambda}, \hat{Z}) \rightarrow 2J_0 \hat{\Delta} M_4 \exp(-i\hat{\alpha}_4 |\hat{\lambda}| + i\hat{\Gamma}_4 \hat{Z}), \quad (3.11)$$

где величины $\hat{\alpha}_4$ и $\hat{\Gamma}_4$ находятся из рис. 5.

Численное моделирование уравнений (3.5), (3.6) (начальные условия задавались в виде $a_0(\hat{\lambda}) = 0,2e^{-4\hat{\lambda}^2} - 0,1e^{-\hat{\lambda}^2}$) показывает, что на линейной стадии процесса усиления $\hat{Z} \sim 5$ поле в области электронного потока близко по структуре к локализованной моде. На нелинейной стадии $\hat{Z} > 10$, как и при взаимодействии с ТЕ-волнами, в ЛСЭ возникает расширение волнового пучка (рис. 19,а). Для этой стадии также характерен режим стохастического торможения электронов (рис. 20), эстафетно взаимодействующих с волнами, излучающимися под различными углами ψ , фазовые скорости которых в направлении поступательного движения частиц различаются $v_\psi = c/n \cos \psi$ (рис. 19,б). Этот процесс заканчивается, когда средняя (по ансамблю) скорость электронов сравнивается с фазовой скоростью $v_\psi^0 = c/n$ наиболее медленной волны, излучающейся вдоль оси системы $\psi \rightarrow 0$. По этой



Р и с. 20. Зависимость от продольной координаты: а - приведенного КПД $\hat{\eta}$ и амплитуды ВЧ-тока $|I|$, б - амплитуды действующего на электроны продольного электрического поля $|E|_{z=0}$, в - разности фазы $\psi = \arg a|_{z=0} - \arg j$, г - относительных потерь энергии электронов u , $\hat{\Delta} = 5$

причине КПД, как и в ЛСЭ, является монотонной функцией параметра $\hat{\Delta} \sim (v_{н0} - v_{ф}^0)$. Определенные отличия от ЛСЭ имеют место на заключительной стадии взаимодействия и состоят в том, что после прекращения процесса энергообмена отсутствует захват частиц волной (ср. рис. 20, в и рис. 12, в). Дело, очевидно, в том, что в черенковском случае для ТМ-волн, распространяющихся под малыми углами к оси z , стремится к нулю продольная компонента поля $E_z \rightarrow 0$, и также волны не могут эффективно взаимодействовать с прямолинейно движущимися электронами, в том числе и захватывать их.

4. КАНАЛИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛИВИНТОВЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ В МЦР

Рассмотрим двумерную модель МЦР. Допустим, что электронный пучок, имеющий ширину δ в x -направлении и безграничный в y -направлении, состоит из электронов, движущихся по винтовым траекториям вдоль однородного магнитного поля $\vec{H} = H_0 \vec{x}_0$ в среде (например, плазме) с показателем преломления n . Будем считать пучок поливинтовым, предполагая, что ширина пучка δ существенно превосходит ларморовский радиус электронов $r_L = v_{\perp} / \omega_H$, где $v_{\perp} = \beta_{\perp} c$ — поперечная скорость электронов, $\omega_H = eH_0 / mc\gamma$ релятивистская гирачастота. Излучаемое электронным пучком поле может быть задано вектор-потенциалом

$$\vec{A} = \text{Re} \left\{ (\vec{x}_0 + i\vec{y}_0) A(x, z) \exp[i(\omega t - hz)] \right\}, \quad (4.1)$$

где $h = n \frac{\omega}{c}$, $A(x, z)$ — амплитуда волнового пучка. Взаимодействие электронного потока с волной в условиях циклотронного резонанса

$$\omega - h v_{\parallel} = \omega_H \quad (4.2)$$

в предположении, что ларморовский радиус электронов мал в масштабе поперечной неоднородности волны внутри слоя

$$|r_L q| \ll 1, \quad (4.3)$$

описывается следующей системой уравнений (ср. с [56,30]):

$$\frac{\partial w}{\partial Z} = - \frac{\hat{p}_{\perp}}{\hat{p}_{\parallel}} \text{Re} (\alpha e^{i\theta}), \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Z} = \frac{\Delta + \mu w - nK}{\hat{p}_{\parallel}} - \frac{1 - \beta_{\parallel} n}{\hat{p}_{\perp} \hat{p}_{\parallel}} \text{Re} (\alpha e^{i\theta}), \quad (4.5)$$

$$\frac{\partial K}{\partial Z} = - \text{Re} \left(\frac{\hat{p}_{\perp}}{\hat{p}_{\parallel}} \frac{\partial \alpha}{\partial Z} e^{i\theta} \right), \quad (4.6)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial X^2} + \frac{\partial \alpha}{\partial Z} =$$

$$= i \frac{\omega_{p\perp}^2}{2\omega^2 n} F(X) \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\hat{p}_{\perp}}{\hat{p}_{\parallel}} e^{-i\theta} d\theta, \quad (4.7)$$

с граничными условиями

$$\psi|_{z=0} = 0, \quad \theta|_{z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \kappa|_{z=0} = 0, \quad \alpha|_{z=0} = \alpha_0(X). \quad (4.8)$$

Здесь использованы следующие безразмерные обозначения:

$$Z = \kappa z, \quad X = \kappa t, \quad \psi = 1 - \xi/\xi_0, \quad \theta = \omega t - \kappa z - \int_0^t \omega_n dt - \arg(p_x + ip_y),$$

$\alpha = eA/mc^2 \gamma_0$, $\mu = n^2 - 1$ - параметр инерционной группировки, $\Delta = 1 - n\beta_n - \omega_{n0}/\omega$ - начальная расстройка циклотронного резонанса.

$$\hat{p}_n = p_n/mc = \beta_{n0} - n\psi, \quad \hat{p}_\perp = \frac{p_\perp}{mc} = \sqrt{\beta_{\perp 0}^2 - 2(1 - n\beta_{n0})\psi + \mu\psi^2} -$$

продольный и поперечный импульсы электронов,

$$K = [(\rho_n - \rho_{n0})t - n(\xi - \xi_0)]/mc^2 \quad *)$$

Линеаризуем систему уравнений (4.4) - (4.7), сделав предварительно замену переменных $\theta = \Delta Z + \phi$, $\Delta = \Delta/\beta_{n0}$. Используя обозначение

$$\langle f \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\theta) e^{-i\theta_0} d\theta_0,$$

получим

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \alpha}{\partial X^2} + \frac{\partial \alpha}{\partial Z} = iF(X) \alpha, \quad (4.9)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial Z} + i\Delta \right)^2 \alpha = -\frac{\omega_{p_n}^2}{2\omega^2 n} \left[\frac{\mu \beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{n0}^2} \alpha - \frac{1 - \beta_{n0} n}{\beta_{n0}} \left(-\Delta + i \frac{\partial}{\partial Z} \right) \alpha + \frac{n \beta_{\perp 0}^2}{\beta_{n0}^2} i \frac{\partial \alpha}{\partial Z} \right], \quad (4.10)$$

*)

При движении частиц в поле волны постоянной амплитуды имеет место интеграл $\rho_n - n\xi = \text{const}$ [57, 58]. Величина K описывает нарушение этого интеграла, обусловленное изменением амплитуды волны. Подобные поправки существенны в уравнении для фазы (4.5) и обуславливают возможность излучения в вакууме [$n=1$] в условиях точного авторезонанса ($\mu=0$), когда основные механизмы группировки (азимутальный и продольный) взаимно компенсируют друг друга.

где

$$J = \frac{\omega_{p1}^2 \beta_{10}}{\omega^2 n} \left[\left(\frac{n}{\beta_{10}} - \frac{1 - n \beta_{10}}{\beta_{10}^2} \right) \bar{\omega} - i \bar{\gamma} \right] \exp(-i \tilde{\Delta} Z)$$

Представляя решение (4.9), (4.10) в виде $\alpha = \hat{\alpha}(X) e^{i \Gamma Z}$, приходим к уравнению

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 \hat{\alpha}}{dX^2} + \Gamma \hat{\alpha} = -F(X) \chi \hat{\alpha}, \quad (4.11)$$

где

$$\chi = - \frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2 n} \left[\frac{\mu \beta_{10}^2}{2 \beta_{10}^2 (\Gamma + \tilde{\Delta})^2} + \frac{1 - \beta_{10} n}{\beta_{10} (\Gamma + \tilde{\Delta})} - \frac{n \beta_{10}^2 \Gamma}{2 \beta_{10}^2 (\Gamma + \tilde{\Delta})^2} \right] \quad (4.12)$$

— эффективная восприимчивость винтового электронного потока. Очевидно, при произвольной толщине слоя, представляя решение (4.11) в виде (1.4), (1.5), придём к дисперсионному уравнению, совпадающему по форме с (1.19), где под χ следует понимать величину, определяемую соотношением (4.12). Как и в разд. 2, 3, ограничимся здесь исследованием случая тонкого слоя $F(X) = \beta \delta(X)$. В этом случае дисперсионное уравнение приобретает вид

$$\sqrt{\Gamma (\Gamma + \tilde{\Delta})^2} = \pm \frac{\hat{\omega}_{p1}^2}{2\sqrt{2} \omega c n} \left[\frac{\mu \beta_{10}^2}{2 \beta_{10}^2} + \frac{(1 - \beta_{10} n)(\Gamma + \tilde{\Delta})}{\beta_{10}} - \frac{n \beta_{10}^2 \Gamma}{2 \beta_{10}^2} \right] \quad (4.13)$$

Проанализируем уравнение (4.13) в различных частных случаях.

1) Винтовой электронный пучок в среде (плазме) с показателем преломления $n < 1$. Предположим также, что плотность пучка достаточно мала и можно пренебречь вторым и третьим слагаемыми в правой части (4.13) по сравнению с первым. В таких предположениях после перенормировки $\tilde{\Gamma} = \Gamma/\tilde{\omega}$, $\tilde{\Delta} = \tilde{\Delta}/\tilde{\omega}$, где

$$\tilde{\omega} = \left(\hat{\omega}_{p1}^2 \beta_{10}^2 |\mu| / 4\sqrt{2} \omega c n \beta_{10}^2 \right)^{1/5}$$

(ср. с (1.12)) сводится к виду (1.11) (случай $\mu < 0$), подобно исследованному в разд. 1. Зависимость поперечных и продольных волновых чисел усиливающейся локализованной моды $j=1$ от параметра расстройки циклотронного резонанса $\tilde{\Delta}$ приведена на рис. 2, в, г. Указанная волна существует

в зоне расстройек $\hat{\Lambda} > -1,65$. Максимум инкремента достигается при $\hat{\Lambda} = 0$. В области $\hat{\Lambda} \gg 1$ асимптотическое поведение волновых чисел аналогично имеющему место в ЛСЗ.

Согласно (1.19), (4.12) поперечное волновое число внутри электронного слоя порядка

$$|\tilde{q}| \sim \left(\frac{2\omega_{p_1}^2 |\mu_1| \beta_{10}^2}{\omega^2 n \beta_{n0}^2} \right)^{1/4} B^{-2/5}. \quad (4.14)$$

Соответственно условие $\tilde{q} B \ll 1$ будет выполнено, если толщина пучка не превышает

$$B \ll \frac{\omega^2 n \beta_{n0}^2}{2\omega_{p_1}^2 |\mu_1| \beta_{10}^2} \quad (4.15)$$

(это условие эквивалентно (1.18)). С другой стороны, предполагалось, что ширина пучка значительно превосходит ларморовский радиус. Если взять типичные для релятивистских МЦР значения параметров $\beta_{10} \sim \gamma_0^{-1}$, $|\mu_1| \sim \gamma_0^{-2}$, то указанные соотношения совместимы, если плотность пучка достаточно мала: $\omega_{p_1}/\omega \ll \gamma_0^{-1}$. Одновременное выполнение этих условий влечет за собой и выполнение условия дипольности (4.3).

2) Винтовой электронный пучок в вакууме $n=1$. В этом случае, как известно, имеет место эффект авторезонанса [57,58], при котором происходит взаимная компенсация основных механизмов инерционной группировки ($\mu=0$), обусловленных зависимостью гирочастоты (азимутальная группировка) и поступательной скорости (продольная группировка) от энергии частиц [56]. Этому соответствует обращение в нуль первого члена в правой части (4.12), (4.13). Возможность индуцированного излучения при $n=1$ обеспечивают дополнительные механизмы [56], к числу которых относится перестройка структуры волны (связи между E- и H-компонентами волны), в результате чего эффект авторезонанса частично нарушается (см. сноску на стр.57).

В условиях точного начального синхронизма $\tilde{\Lambda}=0$ уравнение (4.13) при $n=1$ может быть представлено в виде

$$\Gamma^{3/2} = -i \tilde{\Gamma}^{3/2} \quad \text{или} \quad \tilde{\epsilon}^3 = -i \tilde{\Gamma}^{3/2}, \quad (4.16)$$

$$\Gamma = \left[\frac{\hat{\omega}_{p_1}^2 (\beta_{10}^2 - \beta_{10} + \beta_{20}^2)}{2\sqrt{2} \omega c \beta_{10}^2} \right]^{2/3} \quad (4.17)$$

При $\beta_{10}^2 > \beta_{10}(1 - \beta_{20})$ после перенормировки $\hat{\Gamma} = \Gamma/\hat{\omega}$, $\hat{x} = x/\sqrt{\hat{\omega}}$ эти уравнения сводятся к (2.21), решения которых даются соотношениями (2.22) и рис. 8. Очевидно, в рассматриваемой ситуации существует усиливающаяся локализованная быстрая ($v_{\varphi} > c$) волна.

3) Прямолинейный электронный пучок в среде с показателем преломления $n > 1$. Полагая в (4.13) $\beta_{10} = 0$, $\Delta = 0$ приведем это уравнение к виду, совпадающему при $n\beta_{10} > 1$ с (4.16), где

$$\Gamma = \left[\frac{\hat{\omega}_{p_1}^2 (n\beta_{10} - 1)}{2\sqrt{2} \omega c n \beta_{10}} \right]^{2/3} \quad (4.18)$$

Для прямолинейного электронного потока усиливающиеся локализованные волны существуют только в условиях аномального эффекта Доплера $n\beta_{10} > 1$. В условиях нормального эффекта Доплера $n\beta_{10} < 1$ подобная волна отсутствует.

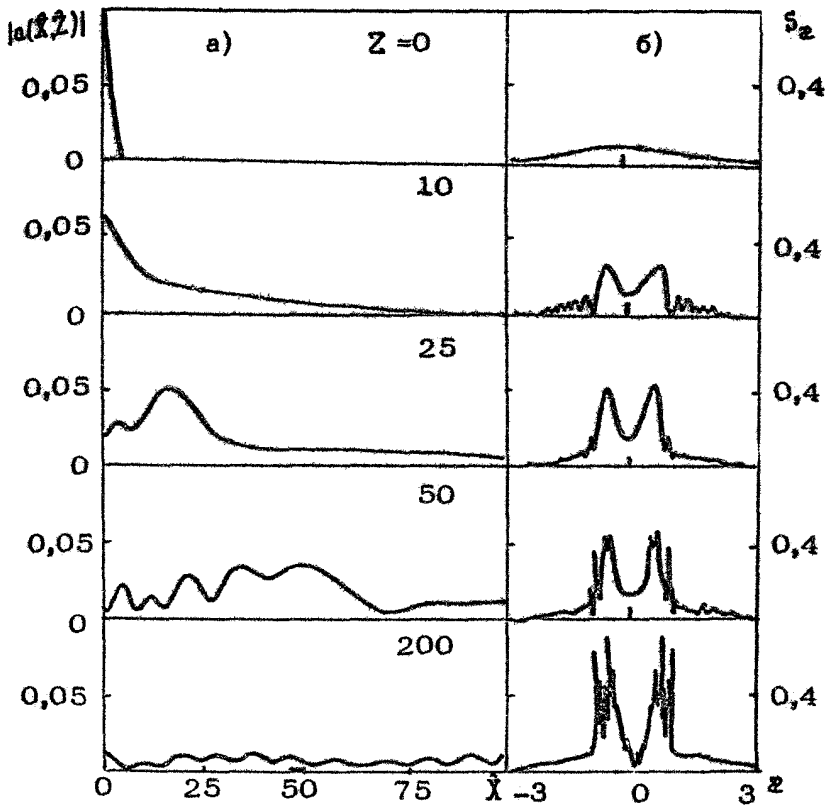
Анализ задач об эволюции начальных возмущений проводится аналогично разд. 2 и показывает, что на достаточном удалении от входного сечения структура излучаемого поля в перечисленных выше случаях (1 - 3) близка по структуре к локализованной усиливаемой волне.

Исследование нелинейной стадии взаимодействия ограничим здесь случаем слаборелятивистских скоростей частиц, считая выполненным условие $n\beta_{10}^2/2\beta_{10} \ll 1$, при котором можно пренебречь изменением продольного импульса и свести систему уравнений к виду

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \hat{z}} + i\Phi(\hat{\Delta} + |\Phi|^2) = i\alpha, \quad (4.19)$$

$$i \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \hat{z}^2} + \frac{\partial \alpha}{\partial \hat{z}} = 2iI\delta(\hat{X})\mathcal{J}, \quad \mathcal{J} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \Phi d\theta_0; \quad (4.20)$$

$$\Phi|_{\hat{z}=0} = e^{i\theta_0}, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi); \quad \alpha|_{\hat{z}=0} = \alpha_0(\hat{X}) \quad (4.21)$$



Р и с. 21 (начало)

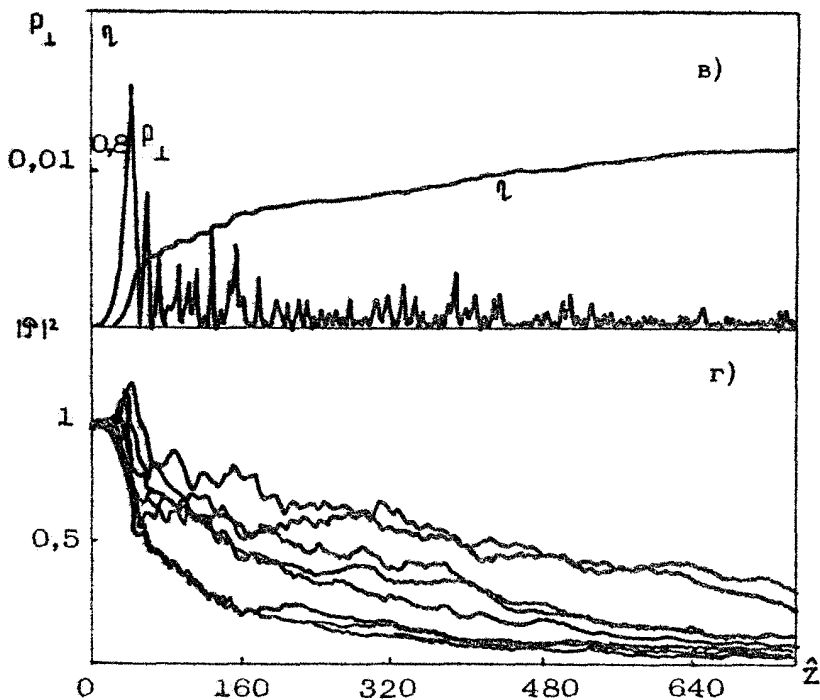
Здесь

$$\hat{Z} = \kappa z \beta_{10}^{-1} |\tilde{\mu}|, \quad \hat{X} = \kappa T \sqrt{2|\tilde{\mu}| \beta_{10}^{-1}}, \quad \Phi = \sqrt{1 - \frac{2W}{\beta_{10}^2} e^{-i\theta}},$$

$$\hat{\Delta} = \left(\Delta - \frac{1}{2} |\mu| \beta_{10}^2 \right) |\tilde{\mu}|^{-1}, \quad \tilde{\mu} = \frac{1}{2} \beta_{10}^2 \mu, \quad \alpha = \frac{\alpha}{\beta_{10} |\tilde{\mu}|},$$

$$I = \frac{2\omega_p^2}{\sqrt{2} \omega \epsilon n (\beta_{10} |\tilde{\mu}|)^{1/2}}$$

Результаты численного моделирования уравнений (4.19), (4.21) представлены на рис. 21. Анализ пространственного распределения излучаемого поля показывает, что, как в ЛСЭ и черенковских приборах, на линейной стадии взаимодействия



Р и с. 21 (окончание). Циклотронное излучение электронного слоя. Зависимость от продольной координаты: а – профили волнового пучка, б – углового спектра, в – мощности излучения поперек слоя и электронного КПД, г – относительных потерь энергий электронов; $\Delta = 0$, $\Gamma = 0,01$

независимо от начальных условий формируется структура поля, близкая к усиливающейся локализованной моде. На нелинейной стадии возникает расширение волнового пучка, сопровождающееся постепенным высвечиванием электромагнитной энергии во внешнее пространство. На этой стадии реализуется механизм стохастического торможения электронов, при котором энергия вращательного движения частиц трансформируется в энергию излучения. В отличие от ЛСЭ механизм стохастического торможения в МЦР реализуется уже при точном начальном резонансе $\Delta = 0$. Это обусловлено тем, что если в ЛСЭ при фиксированной частоте излучения по мере торможения частиц могут синхронно взаимодействовать с волнами, распространяющимися под все меньшими углами

ψ к оси индуктора, то в МЦР, наоборот, по мере торможения увеличивается гирочастота и становится возможным синхронное взаимодействие с волнами, излучающимися под все большими углами к оси ^{*)}). Это различие проявляется в различном характере эволюции углового спектра излучения (ср. рис. 13,6 и 21,6). Если в ЛСЭ на нелинейной стадии происходит заполнение спектра компонентами с малыми поперечными волновыми числами ϑ , то в МЦР, напротив, имеет место расширение углового спектра.

5. ЭФФЕКТЫ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В АНСАМБЛЯХ ВОЗБУЖДЕННЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

Рассмотрим здесь процессы индуцированного излучения в ансамблях осцилляторов, образующих электронные резонаторы. Особенностью исследуемых далее вопросов по сравнению с традиционными для электроники СВЧ постановками генераторных задач является "непролетность", т.е. бесконечно большое время жизни и взаимодействия осцилляторов с высокочастотным полем ^{**)}. При этом электронный сгусток (резонатор) может двигаться как целое [38,39,41]. Соответственно, если в сопровождающей системе отсчета излучение является квазимонохроматическим (по мере высвечивания энергии может меняться частота осцилляций, а за ней и частота излучения), то в лабораторной системе отсчета частота излучения с учетом эффекта Доплера зависит от угла наблюдения и примерно совпадает с частотой спонтанного излучения ^{***)}. Однако в отличие от обычного некогерентного

*) Нетрудно показать, что приращение угла, под которым излучается синхронная волна $\Delta\psi^2$, связано с изменением энергии электронов соотношением $\Delta\psi^2 = (-2\mu/n\beta_{||}) \Delta\mathcal{E}/\mathcal{E}_0$. Очевидно, в МЦР в случае $\mu < 0$ при $\Delta\mathcal{E} < 0$ $\Delta\psi^2 > 0$

***) На практике достаточно, чтобы время жизни превосходило обратные инкременты неустойчивостей и время высвечивания энергии.

***) Под спонтанным излучением классических частиц здесь понимается излучение при заданном движении. Для сгустка частиц это излучение вызвано флуктуациями плотности частиц, а также наличием фронтов импульса тока.

спонтанного излучения, обусловленного флуктуациями плотности электронов в сгустке, обсуждаемое излучение вызвано развитием группировки частиц внутри электронного сгустка, и потому оно является когерентным и более интенсивным, чем обычное спонтанное излучение. Если интенсивность некогерентного спонтанного излучения, обусловленного флуктуациями плотности, пропорциональна N_{Σ} (N_{Σ} - число частиц), то интенсивность когерентного излучения сгруппированных осцилляторов пропорциональна N_{Σ}^2 . С другой стороны, если поступательная скорость частиц близка к скорости света, то частота излучения в направлении поступательного движения может существенно превосходить частоту их осцилляций. Таким образом, наличие сверхизлучательных неустойчивостей открывает возможность получения коротковолнового когерентного излучения в отсутствие внешней обратной связи (например, в диапазонах, где реализация эффективных откателей затруднена).

Выше, в разд. 1.1.3, мы получили инкременты сверхизлучательной неустойчивости в рамках феноменологической модели. В данном разделе будут рассмотрены конкретные типы электронных осцилляторов (циклотронные, ондуляторные и т.д.) и обсуждены нелинейные механизмы насыщения.

5.1. Циклотронное сверхизлучение

5.1.1. Излучение в плазмподобной среде

Как видно уже из анализа дисперсионного уравнения (1.10), существует определенная аналогия между процессами сверхизлучения и канализации. В ряде случаев эта аналогия является полной и сводится к переходу от пространственной (канализация) к временной (сверхизлучение) постановке задачи. Покажем это на примере ансамбля электронов, вращающихся в однородном магнитном поле $\vec{H}_0 = H_0 \vec{z}_0$ в среде (волновод, плазма) с законом дисперсии $h = c^{-1} \sqrt{\omega^2 - \omega_c^2}$, где h - продольное волновое число, ω_c - частота отсечки. Пусть ансамбль образует слой (электронный резонатор) ширины l по оси z . Выбрав ω_c в качестве несущей частоты, воздействующее на электроны, циркулярно-поляризованное поле, можно представить в виде

$$A_+ = A_x + i A_y = A(z, t) \exp(i \omega_c t). \quad (5.1)$$

При условии, что гирочастота ω_H близка к частоте отсечки ω_c , процесс излучения описется следующей системой уравнений:

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} = 2i F(Z) I \Gamma, \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial \tau} + i(\Delta + |\Phi|^2) \Phi = i a, \quad (5.3)$$

$$a|_{\tau=0} = a_0(Z), \quad \Phi|_{\tau=0} = e^{i\theta_0},$$

которая очевидно эквивалентна с точностью до замены $\tau \rightarrow Z$, $Z \rightarrow X$ системе уравнений (4.19), (4.20), описывающей канализацию излучения слоем слаборелятивистских циклотронных осцилляторов ^{*}). Здесь

$$Z = (\omega_c/c) z \beta_{10}, \quad \tau = \omega_c t \beta_{10}^2 / 2, \quad a = 2eA / mc^2 \beta_{10}^3,$$

$$\Delta = 2(\omega_c - \omega_H) / \omega_c \beta_{10}^2, \quad I = 2\omega_p^2 / \omega_c^2 \beta_{10}^4, \quad \Phi = (p_x + i p_y) / p_{10}$$

В случае тонкого слоя $b^2 / \Gamma \lambda c \ll 1$ (ср. с (1.18)), где Γ - характерное время взаимодействия (обратный инкремент), можно положить: $F(Z) = (\omega_c/c) \beta_{10} b \delta(X)$. В приближении малого сигнала, представляя излучаемое поле в виде $a(Z, \tau) = a(0) \exp(-i \hat{h} |Z| + i \hat{Q} \tau)$, где $\hat{h} = h c / \omega_c \beta_{10}$, приходим к характеристическому уравнению

$$i \sqrt{\hat{Q} + \Delta} \hat{Q}^2 + \hat{I} \hat{Q} = \hat{I}, \quad (5.4)$$

где $\hat{I} = \frac{\omega_p}{c} b \beta_{10} I$. При малых плотностях электронов $\hat{I} \ll 1$ и $\Delta = 0$ решения (5.4) аналогичны (1.13) (см. рис. 1, б, г):

$$\hat{Q}_j = \hat{I}^{2/5} \exp\left\{i \left[-\frac{\pi}{5} + (j-1) \frac{4\pi}{5}\right]\right\}, \quad \hat{h}_j = \hat{I}^{1/5} \exp\left\{i \left[\frac{\pi}{10} + (j-1) \frac{2\pi}{5}\right]\right\}, \quad (5.5)$$

^{*} С другой стороны, с точностью до членов $\partial \Phi / \partial Z$ характеризующих поступательное движение электронов, уравнения (5.2), (5.3) эквивалентны уравнениям, описывающим нестационарные процессы в гиротронах со слабонерегулярными электродинамическими системами [59].

$$j = 1 \text{ и } 5.$$

Как нетрудно видеть, $j = 1$ соответствует нарастающему по времени возмущению $\text{Im } \Omega_1 < 0$ с потоком электромагнитной энергии, направленным из электронного резонатора во внешнее пространство $\text{Re } \hat{h}_1 > 0$. Инкремент неустойчивости в размерных величинах равен

$$|\text{Im } \omega| = 2^{-3/5} \omega_c (\omega_p^2 \hat{b} \beta_{10} / \omega_c t)^{2/5} \sin \frac{\pi}{5}.$$

Нелинейная стадия сверхизлучательной неустойчивости описывается уравнениями (5.2), (5.3) или, с учетом указанной выше замены переменных, уравнениями (4.19), (4.20), результаты численного моделирования которых приведены на рис. 21. Как следует из рис. 21,а, на линейной стадии излучения удерживается вблизи электронного слоя (режим канализации), а затем на нелинейной стадии высвечивается на бесконечность. Зависимость мощности излучения $\beta_{\perp} = |\text{Im } (a \hat{J}^*)|$ от времени показывает (рис. 21,в), что основная доля вращательной энергии электронов трансформируется в энергию электромагнитных колебаний за время порядка нескольких обратных инкрементов.

5.1.2. Излучение движущегося слоя в вакууме

Рассмотрим теперь сверхизлучение тонкого слоя возбужденных циклотронных осцилляторов в вакууме [41]. Пусть слой движется с поступательной скоростью v_0 , направленной вдоль оси x . Исследуем сначала процесс в сопровождающей системе отсчета K' . Очевидно, в системе K' частота излучения ω' близка к гирочастоте ω'_H . Допустим также, что толщина слоя b' в этой системе отсчета бесконечно мала в масштабе длины излучаемой волны $\lambda' = 2\pi c / \omega'$, т.е. имеется плоскость, заполненная вращающимися электронами и излучающая в обе стороны циркулярнополяризованные плоские волны. Вследствие полной симметрии излучения в $\pm z$ -направлениях эффект продольной отдачи отсутствует и продольный импульс электронов в системе K' остается равным нулю — движение является двумерным. Соответственно электрическая компонента электромагнитного поля непрерывна в плоскости слоя $z' = 0$, в то время как магнитная компонента на электронном слое претерпевает разрыв

$$\{H'_+\}_{z'=0} = -\frac{4\pi}{c} i j'_+, \quad (5.6)$$

где

$$j'_+ = -|p'_0| v'_{10} \beta' \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varphi' d\theta_0$$

— поверхностная плотность электронного тока. Принимая во внимание, что $H'_+|_{z'=0+\delta} = \pm i E'_+|_{z'=0}$, получим

$$E'_+(0, t') = -\frac{2\pi}{c} j'_+. \quad (5.7)$$

В предположении, что в системе K' движение электронов является слабoreлятивистским $\beta'_{10} \ll 1$, излучение слоя с учетом (5.7), (5.3) опишется следующей самосогласованной системой уравнений (в качестве несущей выбрана гирочастота ω_{H_0})^{*}

$$\frac{\partial \varphi'}{\partial \tau'} + i |\varphi'|^2 \varphi' = -e_+, \quad e_+ = \frac{I}{2\pi} \int_0^{2\pi} \varphi' d\theta_0, \quad (5.8)$$

$$\varphi'|_{\tau'=0} = e^{i\theta_0},$$

где

$$e_+ = 2e E_+ / m c \omega_{H_0} \beta'_{10}{}^3, \quad \tau' = \omega_{H_0} t' \beta'_{10}{}^2 / 2, \quad I = \omega_p^2 \beta' / \omega_{H_0} c \beta'_{10}{}^2.$$

Из уравнений (5.8) вытекает закон сохранения энергии

$$I \frac{d\eta'_+}{d\tau'} = 2\dot{\rho}, \quad (5.9)$$

^{*} Заметим, что уравнениями вида (5.8) описывается когерентное излучение достаточно широкого круга возбужденных неизохронных осцилляторов [40-42], включая акустические системы [60].

где

$$\eta'_1 = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |\varphi|^2 d\theta,$$

— электронный КПД, $\hat{P} = |e_+|^2$ — приведенная мощность излучения (полная мощность излучения пропорциональна квадрату числа частиц). Представляя амплитуду поля в виде $e_+ \sim e^{i\Omega\tau}$ и линеаризуя уравнение движения, приходим к характеристическому уравнению

$$\Omega^2 - iI\Omega + iI = 0. \quad (5.10)$$

В случае малой плотности частиц $I \ll 1$, пренебрегая вторым слагаемым в уравнении (5.10) (ответственным за циклотронное поглощение), для собственных частот колебаний слоя получим (ср. с (1.29))

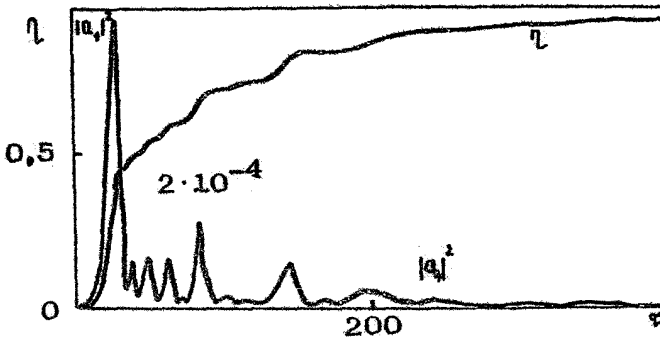
$$\Omega_j = \sqrt{I} \exp\left[-i\frac{\pi}{4} + i(j-1)\pi\right], \quad j = 1, 2 \quad (5.11)$$

Очевидно, $j=1$ соответствует неустойчивой нарастающей моде $\Im \Omega_1 < 0$ с инкрементом

$$|\Im \omega'| = 2^{-3/2} (\omega'_0{}^2 \beta'_{\perp 0}{}^2 \omega'_0 / c)^{1/2} \quad (5.12)$$

Частота излучения несколько превосходит гирочастоту: $\text{Re} \Omega_1 > 0$. Таким образом, неустойчивости сверхизлучательного типа могут наблюдаться при сколь угодно малой плотности частиц в слое, т.е. она как бы внутренне присуща подобным системам. Это позволяет назвать излучение, возникающее в результате развития таких неустойчивостей, когерентным спонтанным излучением [35, 36].

Результаты исследования нелинейной стадии процесса, полученные путем численного решения уравнений (5.8), представлены на рис. 22. В качестве начальных условий задавалась небольшая модуляция электронов по фазам вращения ϑ_0 , моделирующая начальные флуктуации плотности электронов. Очевидно, процесс можно разделить на две стадии: стадия линейной неустойчивости, на которой происходит азимутальная группировка электронов с характерным временем $T_g \sim 2\pi / |\Im \omega'|$ и нелинейная стадия высвечивания энергии образовавшихся электронных сгустков. В предположении об идеальной группировке электронов в сгустки из



Р и с. 22. Зависимость мощности циклотронного сверхизлучения тонкого слоя в вакууме от времени

уравнений (5.8) получим следующий закон изменения поперечного импульса электронов $|\mathcal{P}'| = \varepsilon \Gamma \rho (-I \tau')$ из которого находим время высвечивания $\Gamma'_{\text{выт}} = 2c/\omega'^2 \beta' \gg \Gamma'_H$. В реальных условиях ступок в процессе излучения деформируется, происходит частичная разгруппировка и образование новых ступок. В конечном итоге поперечный импульс всех электронов стремится к нулю и $\eta'_{\perp} \rightarrow 1$ (см. рис. 22).

Рассмотрим теперь сверхизлучение в лабораторной системе отсчета K , относительно которой слой движется с поступательной скоростью v_H . В этой системе отсчета благодаря эффекту Доплера частоты волн, излучаемых в $\pm z$ -направлениях, будут существенно (при $v_H \rightarrow c$, $\gamma \gg 1$) различаться:

$$\omega^{\pm} \approx \frac{\omega_H}{1 \mp v_H/c}, \quad \frac{\omega^{+}}{\omega^{-}} \approx 4\gamma^2. \quad (5.13)$$

Поскольку число излучаемых квантов — инвариант преобразований Лоренца, то энергия, излучаемая движущимся слоем в направлении своего движения, будет превосходить энергию, излучаемую в противоположном направлении. Соответственно для отношения мощностей излучений (энергий, излучаемых за единицу времени) получаем

$$\frac{P^{+}}{P^{-}} = \frac{1 + \beta_H}{1 - \beta_H} \approx 4\gamma^2. \quad (5.14)$$

Примем теперь во внимание, что излучение, испущенное движущимся слоем за время $\Delta t'_{\text{изл}}$, будет проходить через неподвижные площадки, расположенные справа и слева от

слоя, за интервалы [61]

$$\Delta t^{\pm} = (1 \mp \beta_{||}) \Delta t_{\text{изл.}}$$

Тогда для отношения потоков энергии (векторов Пойнтинга) через указанные площадки получим

$$\frac{S^+}{S^-} = \frac{1 + \beta_{||}}{1 - \beta_{||}} \frac{P^+}{P^-} \approx 16 \gamma^4 \quad (5.15)$$

Таким образом, в лабораторной системе отсчета для слоя, движущегося с поступательной скоростью, близкой к скорости света, основная доля энергии излучения сосредоточена в коротковолновой компоненте.

Заметим также, что поскольку в лабораторной системе энергии и импульсы квантов, испускаемых слоем в $\pm x$ -направлении, различны, то в процессе излучения электроны должны испытывать отдачу и их продольный импульс должен убывать. Действительно, используя преобразование Лоренца, получим, что при стремлении к нулю поперечного импульса (величина которого инвариантна) относительные изменения энергии и продольного импульса ультрарелятивистских ($\gamma \gg 1$) электронов составят

$$\eta = \frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} = \frac{\Delta p_{||}}{p_{||0}} = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + \gamma^2 \beta_{\perp 0}^2}} \quad (5.16)$$

Например, при $\beta_{\perp 0} = \gamma_0^{-1}$, $\eta \approx 0,3$. При этом поступательная скорость частиц в процессе излучения остается неизменной.

Следовательно, в лабораторной системе отсчета в энергию электромагнитных колебаний преобразуется энергия, связанная не только с поперечным импульсом, но и частично энергия, связанная с продольным импульсом. Это объясняется тем, что в системе K магнитная компонента поля в месте нахождения слоя отлична от нуля ($H_+ = \beta_{||} \gamma E'_+$), воздействие этого поля приводит к трансформации части продольного импульса в поперечный.

5.1.3. Сверхизлучение при движении электронного сгустка в ондуляторном поле или в поле электромагнитной волны накачки

Рассмотрим одномерную модель [39]. Допустим, что электронный сгусток представляет собой слой, безграничный

в x, y -направлениях и имеющий ширину b в z -направлении. Пусть электронный слой движется вдоль оси z с поступательной скоростью v_n . Предположим, что на указанный слой электронов воздействует интенсивная плоская волна накачки, распространяющаяся навстречу поступательному движению частиц и задающаяся вектор-потенциалом.

$$\bar{A}_i = \text{Re} \left\{ \bar{y}_0 A_i \exp[i(\omega_i t + h_i z)] \right\}, \quad (5.17)$$

В частном случае $\omega_i = \omega$, $h_i = \frac{2\pi}{d}$, d -период ондулятора, волна накачки может представлять собой периодическое магнитостатическое поле.

Дальнейшее рассмотрение проведем в сопровождающей системе отсчета K' , движущейся с невозмущенной поступательной скоростью электронов. В этой системе отсчета поле, излучаемое (рассеиваемое) электронной плазмой, осциллирующей в поле накачки (5.17), может быть представлено в виде

$$\bar{A}'_s = \text{Re} \left\{ \bar{y}'_0 A'_s(x') \exp(i\omega'_s t') \right\}. \quad (5.18)$$

Совместное воздействие на электроны полей (5.17), (5.18) при выполнении условий резонанса $\omega'_s \approx \omega'_i$ ($\omega'_i = (\omega_i + h_i v_n) \gamma$) приведет к возникновению усредненной поперечной силы и развитию продольной группировки электронов в слое. С учетом силы кулоновского расталкивания частиц E'_x продольное движение в линейном приближении опишется уравнениями

$$\frac{\partial v'_z}{\partial t'} = - \frac{e^2}{2m^2 c^2} \frac{\partial}{\partial x'} \text{Re} \left\{ A'_s A_i^* \exp[i[(\omega'_s - \omega'_i)t' - h'_i x']] \right\} - \frac{e}{m} E'_z, \quad (5.19)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t'} + \rho'_0 \frac{\partial v'_z}{\partial x'} = 0,$$

где ρ'_0 - невозмущенная плотность электронов слоя, ρ' - возмущения этой величины. В предположении, что невозмущенный статический заряд электронов скомпенсирован ионным фоном, для кулоновского поля получим

$$\frac{\partial E'_z}{\partial x'} = - 4\pi \rho'. \quad (5.20)$$

Представляя кулоновское поле, а также возмущения продольной скорости и плотности в виде

$$E'_z, v'_z, \rho' = \text{Re} \left\{ \hat{E}'_z(x'), \hat{v}'_z(x'), \hat{\rho}'(x') \exp\{i[(\omega'_s - \omega'_i)t' - h'_i x']\} \right\},$$

для амплитуды модуляции плотности получим

$$\hat{p}' = - \frac{e^2 \rho_0'}{2m^2 c^2 [(\omega_s' - \omega_i')^2 - \omega_p'^2]} \left(\frac{\partial}{\partial z'} - i h_i' \right)^2 A_s' A_i'^*, \quad (5.21)$$

где

$$\omega_p' = \sqrt{4\pi e \rho_0' / m}.$$

Амплитуда рассеиваемого поля может быть найдена из волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 A_s'}{\partial z'^2} + \frac{\omega_s'^2}{c^2} A_s' = - \frac{4\pi j_y'}{c} \quad (5.22)$$

со следующими излучательными граничными условиями на концах электронного слоя

$$\left(\frac{\partial A_s'}{\partial z'} + \frac{\omega_s'}{c} A_s' \right) \Big|_{z'=b'} = 0, \quad \left(\frac{\partial A_s'}{\partial z'} - \frac{\omega_s'}{c} A_s' \right) \Big|_{z'=0} = 0, \quad (5.23)$$

где $b' = b\gamma$ — ширина слоя в сопровождающей системе отсчета. Входящая в правую часть уравнения (5.22) поперечная компонента электронного тока на частоте ω_s' определяется соотношением

$$j_y' = - \frac{e}{mc} \left(\rho_0' A_s' + \frac{1}{2} \rho_s' A_i' \right) \quad (5.24)$$

Подставляя (5.24) с учетом (5.21) в уравнения (5.22), приведем последнее к виду $(\omega_i' = e A_i' / mc^2)$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 A_s'}{\partial z'^2} + \frac{\omega_s'^2 - \omega_p'^2}{c^2} A_s' = \\ & = - \frac{\omega_p'^2 \alpha_i'^2}{4 [(\omega_s' - \omega_i')^2 - \omega_p'^2]} \left(\frac{\partial}{\partial z} - i h_i' \right)^2 A_s' \end{aligned} \quad (5.25)$$

Решение уравнения (5.25) следует искать в виде

$$A_s' = C_1 \exp(i h_{s1}' z') + C_2 \exp(i h_{s2}' z'), \quad (5.26)$$

где $C_{1,2}$ — произвольные постоянные, $h_{s1,2}'$ — корни вытекающего из (5.25) дисперсионного уравнения

$$\left(h_s'^2 - \frac{\omega_s'^2}{c^2} + \frac{\omega_p'^2}{c^2} \right) [(\omega_s' - \omega_i')^2 - \omega_p'^2] = - \frac{\omega_p'^2 \alpha_i'^2}{4} (h_s' - h_i')^2 \quad (5.27)$$

Подставляя (5.26) в граничные условия (5.27), приходим к характеристическому уравнению, определяющему собственные частоты колебаний слоя:

$$\exp [i(h'_{s1} - h'_{s2})B'] = \frac{(h'_{s1} - \omega'_s/c)(h'_{s2} + \omega'_s/c)}{(h'_{s1} + \omega'_s/c)(h'_{s2} - \omega'_s/c)}. \quad (5.28)$$

Наша задача состоит в доказательстве существования нарастающих по времени $\text{Im} \omega'_s < 0$ собственных мод рассматриваемой системы. Далее удобно перейти к безразмерным обозначениям

$$\begin{aligned} \hat{h}_{1,2} &= h'_{s1,2} \frac{c}{\omega'_i}, & \Omega &= \frac{\omega'_s}{\omega'_i}, & q &= \frac{\omega'_p}{\omega'_i}, \\ \rho &= \frac{\omega'_p}{\omega'_i} \frac{d'_i}{2}, & \hat{h}_i &= h'_i \frac{c}{\omega'_i}, & \delta &= 1 - \Omega, \end{aligned}$$

в которых дисперсионное уравнение (5.27) приобретает вид

$$\hat{h}^2 (\delta^2 - q^2 + \rho^2) - 2\rho^2 \hat{h}_i \hat{h} + (q^2 - \Omega^2) (\delta^2 - q^2) + \rho^2 \hat{h}_i^2 = 0 \quad (5.29)$$

Естественно предположить, что частоты собственных мод системы сдвинуты от частоты поля накачки на величину порядка редуцированной плазменной частоты, т.е.

$$\delta = \pm \sqrt{q^2 - \rho^2} + \epsilon, \quad \text{где} \quad |\epsilon| \ll \sqrt{q^2 - \rho^2}. \quad (5.30)$$

В таком предположении волновые числа двух нормальных волн системы согласно (5.29) даются соотношениями

$$\hat{h}_1 = \left[1 \mp \sqrt{q^2 - \rho^2} - \frac{\rho^2}{2} + \frac{\hat{h}_i^2 - 1}{2} \right] / \hat{h}_i, \quad (5.31)$$

$$\hat{h}_2 = \pm \frac{\rho^2 \hat{h}_i}{\epsilon \sqrt{q^2 - \rho^2}} - \hat{h}_i \quad (5.32)$$

Соответственно, предполагая $|\hat{h}_2| \gg 1$ приведем характеристическое уравнение (5.28) к виду

$$R = \exp \left(\mp i \rho^2 \hat{h}_i B' / \epsilon \sqrt{q^2 - \rho^2} + 2i \hat{h}_i B' \right), \quad (5.33)$$

где

$$R = \frac{\hat{h}_1 \mp \sqrt{q^2 - \rho^2}}{\hat{h}_1 \pm \sqrt{q^2 - \rho^2}}, \quad B' = B' \omega'_i / c. \quad (5.34)$$

Если плотность слоя достаточно мала $q, \rho \ll 1$ а приведенное волновое число волны накачки близко к единице (например, при ондуляторной накачке и поступательной скорости ступки, близкой к скорости света, $h'_i = \gamma h_i, \omega'_i = \gamma \beta h_i, \hat{h}_i^2 - 1 = \gamma_0^{-2} \ll 1$ эффективный коэффициент отражения равен

$$R = \pm \sqrt{q^2 - \rho^2} (\hat{h}_i - 1) / 2 - \rho^2 / 4, |R| \ll 1 \quad (5.35)$$

Решения (5.33) для величины ϵ даются соотношениями

$$\epsilon = \pm \frac{i\rho^2 \hat{h}_i B' [|\rho_n |R|| - 2i \hat{h}_i B' - 2\pi i m - i\varphi]}{\sqrt{q^2 - \rho^2} [|\rho_n |R||^2 + (2\hat{h}_i B' + 2\pi m + \varphi)^2]}, \quad (5.36)$$

где $m=0, \pm 1, \pm 2$, $\varphi = \arctg R$ ($\varphi=0, R>0$ $\varphi=\pi, R<0$). Очевидно, использованное выше предположение $|\epsilon| < \sqrt{q^2 - \rho^2}$ выполнено, если ширина слоя достаточно мала

$$\rho^2 B' / (q^2 - \rho^2) |\rho_n |R|| \ll 1. \quad (5.37)$$

С учетом соотношений (5.30), (5.36) для собственных частот колебаний слоя имеем

$$\omega_{\epsilon m} = \omega'_i \left\{ 1 \mp \sqrt{q^2 - \rho^2} \mp \frac{i\rho^2 \hat{h}_i B' (|\rho_n |R|| - 2i \hat{h}_i B' - 2\pi m - i\varphi)}{\sqrt{q^2 - \rho^2} [|\rho_n |R||^2 + (2\hat{h}_i B' + 2\pi m + \varphi)^2]} \right\}. \quad (5.38)$$

Верхний знак в уравнении (5.38) соответствует нарастающим по времени модам, из которых максимальным инкрементом обладает мода $m=0$

$$\gamma_m \omega'_{m \text{ max}} = \frac{\omega'_i \omega'_i B' \alpha_i'^2}{4 \sqrt{1 - \alpha_i'^2} / 4 c |\rho_n |R||} \quad (5.39)$$

С учетом вытекающего из граничных условий (5.27) соотношение между амплитудами нормальных волн

$$\frac{C_1}{C_2} = - \frac{\hat{h}_2 - \Omega}{\hat{h}_1 - \Omega}$$

для величины потока электромагнитной энергии основной моды выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} S' &= \frac{c}{8\pi} \operatorname{Re} [E'_y H'^*_x] = \frac{\omega'_i}{8\pi} \gamma_m \left[A'_s \frac{\partial A'^*_s}{\partial z'} \right] = \\ &= \frac{\omega'_i{}^2}{8\pi c} |C_1|^2 [2|R|^{(1-\gamma'/B')} - 1] \exp [2|\gamma_m \omega'_i| t']. \end{aligned} \quad (5.40)$$

Согласно (5.30) поток энергии при

$$Z' < Z'_* = 1 - \frac{\ln 0,5}{\ln |R|},$$

т.е. при $|R| \ll 1$ на большей части длины слоя, направлен в отрицательном направлении оси Z' и только на небольшом участке $Z' > Z'_*$ в положительном направлении. Тем не менее поток энергии, излучаемый слоем в сопровождающей системе отсчета в положительном направлении оси z' несколько превосходит величину, излучаемую в противоположном направлении:

$$|S'|_{z'=b'} / |S'|_{z'=0} = (1 - 2|R|)^{-1}. \quad (5.41)$$

В лабораторной системе отсчета при поступательной скорости сгустка, близкой к скорости света, частоты волн, излучаемые слоем в положительном и отрицательном направлениях оси z , будут существенно различаться:

$$\omega_{sm}^{\pm} = \gamma (1 \pm \beta_{||}) \operatorname{Re} \omega'_{sm},$$

$$\operatorname{Re} \omega_s^{\pm} (m=0) \approx (1 \mp \beta_{||})^{-1} (\omega_L + \kappa_L v_{||} - \omega_p \gamma^{-3/2} \sqrt{1 - \alpha_L^2/4}) \quad (5.42)$$

Соответственно, будут существенно различаться и мощности излучения (см. соотношения (5.14), (5.15)). В рассматриваемом случае основным источником энергии излучения является энергия поступательного движения.

Как уже отмечалось выше, сверхизлучательные неустойчивости носят беспороговый характер. Однако, чтобы для движущегося сгустка подобная неустойчивость могла быть обнаружена в реальном эксперименте, необходимо выполнение условия

$$|T_m \omega'_s| T'_H \gg 1, \quad (5.43)$$

где $T'_H = \frac{L}{c} \gamma^{-1}$, L - длина области накачки (длина ондулятора) в лабораторной системе отсчета.

Сделаем оценку инкрементов сверхизлучательной неустойчивости применительно к электронному сгустку, формируемому в станфордском линейном ускорителе [62]: $b = 1$ мм, $\gamma = 85$, $\omega_p = 7 \cdot 10^9$ с⁻¹. При параметре ондуляторности $\alpha_L = 1$ и периоде ондулятора $d = 3$ см ($\omega'_L = 5 \cdot 10^{12}$ с⁻¹) для основной моды получаем

$$\left| 1 - \frac{\operatorname{Re} \omega'_1}{\omega'_1} \right| = 1,2 \cdot 10^{-4}, \quad |\operatorname{Im} \omega'_1| = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}.$$

Таким образом, нарастание возмущений в e раз будет иметь место при длине ондулятора $L \approx 1,7$ м. На полной длине ондулятора $L \sim 5$ м, использованного в эксперименте [62], возмущения нарастут в e^5 раз. Заметим, однако, что эта оценка по формуле (5.34) носит экстраполяционный характер, поскольку в рассматриваемом примере $B' = 1,4 \cdot 10^3$, $|R| = 2,5 \cdot 10^{-9}$ и условие применимости (5.37) указанной формулы нарушено.

Авторы признательны А.С.Сергееву за помощь в проведении численного моделирования рассмотренных в работе систем.

Л и т е р а т у р а

1. Вандау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
2. Вайнштейн Л.А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988.
3. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием // Релятивистская высокочастотная электроника / ИПФ АН СССР. Горький, 1981. С.62.
4. Tang C.M., Sprangle P. The three-dimensional nonlinear theory of free-electron lasers amplifier // Free-electron generators of coherent radiation. Phys. of Quant. Electr. V.9. Addison-Wesley, 1982. P.627.
5. Prosnits D., Haas R.A., Doss S., Gelinus R.J. A two-dimensional numerical model of the tapered wiggler free-electron laser // Ibid. P.1047.
6. Афонин А.М., Канавец В.И., Черепенин В.А. Высокоэффективное направленное синхротронное излучение интенсивного потока релятивистских электронных осцилляторов // Радиотехника и электроника. 1980. Т.25, №9. С.1945.
7. Канавец В.И., Корженевский А.В., Черепенин В.А. Теория многоволнового усилителя на релятивистских циклотронных осцилляторах. // Радиотехника и электроника. 1985. Т.30, №11. С.2202.

8. Черепенин В.А. Многоволновое когерентное излучение релятивистских электронных потоков // Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987. С.76.
9. Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др. Физические процессы в многоволновых черенковских генераторах // Релятивистская высокочастотная электроника: Вып.5 / ИПФ АН СССР, Горький, 1988. С.78.
10. Кондратенко А.М., Салдин Е.А. Генерация когерентного излучения пучком релятивистских электронов в ондуляторе // ЖТФ. 1981. Т.51, №8. С.1633.
11. Ginzburg N.S. Self-focusing effects in free-electron lasers // Opt. Comm. 1982, V.43, N 3. P.203.
12. Ginzburg N.S., Kovalev N.F., Rusov N.Yu. // Electron-diffractive mode selection in free-electron lasers // Opt. Comm. 1983. V. 46, N5-6. P.300.
13. Sharlemann E.T., Sessler A.M., Wurtele J.S. Optical guiding in a free-electron laser // Phys. Rev.Lett. 1985. V.54, N17. P.1925.
14. Moore G.T. High-gain small-signal modes of the free-electron laser // Opt.Comm. 1985. V.52, N1. P.46-52.
15. Moore G.T. High-gain and large-diffraction regimes of the FEL // Nucl.Instr. and Math.Phys. Res. 1986. V.A250. P.381.
16. LaSala J.E., Deacon D.A.G., Sharlemann E.T. Optical guiding simulations for high gain-short wavelength FELs // Ibid. P.384.
17. Amir A., Greenzweig Y. Three-dimensional free electron laser gain and evolution of optical mode // Ibid. P.409.
18. Luchinin P., Solimeno, Y. Optical guiding in FEL // Ibid. P.413.
19. McVey B.D. Three-dimensional simulation of free electron laser physics // Ibid. P.432.
20. Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. Канализация излучения релятивистским ленточным электронным пучком в ЛСЭ с плоским ондулятором. // Письма в ЖТФ. 1987. Т.13, №5. С.234.

21. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. Линейная теория эффекта канализации излучения ленточным релятивистским электронным пучком в лазере на свободных электронах // ЖТФ. 1989. Т.59, №3. С.126.
22. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. Коллективное индуцированное излучение пространственно-ограниченных ансамблей электронов-осцилляторов: эффекты канализации и сверхизлучения. ЖТФ, 1990, Т.60, №8, С.40.
23. Гинзбург Н.С., Горшкова М.А., Сергеев А.С. Теория вынужденного ондуляторного излучения ленточного релятивистского электронного пучка в свободное пространство: Препринт ИПФ АН СССР №216, 1988.
24. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. Индуцированное излучение ленточного потока релятивистских электронов-осцилляторов в свободное пространство // Письма в ЖТФ. 1988. Т.14, №20. С.1844.
25. Гинзбург Н.С., Сергеев А.С. Нелинейная нестационарная теория генераторов встречной волны с канализацией излучения сильноточным релятивистским электронным потоком // Письма в ЖТФ. 1989. Т.15, №10. С.78.
26. Гинзбург Н.С. Канализация излучения ленточным пучком электронов-осцилляторов в генераторных схемах лазеров на свободных электронах // Радиотехника и электроника. 1989. Т.34, №9. С.1935.
27. Petelin M.I. Eigenmodes of a thin beam of excited electron oscillators // Int.J.Electr. 1989. V.6, N1. P.131.
28. Ванин Е.В., Петелин М.И. Фильтрация волн при их канализации и усилении слоем возбужденных электронов-осцилляторов // Изв.вузов. Радиофизика. 1989. Т.32, №11. С.1440.
29. Kleva R.G., Levush B., Sprangle P. Radiation focusing in the cyclotron autoresonance maser // Phys.Fluid. 1988. V.31, N11, P.3171.
30. Гинзбург Н.С. Канализация электромагнитного излучения поливинтовыми электронными пучками в релятивистских лазерах на циклотронном резонансе // Физика плазмы. 1989. Т.15, №11. С.1279.
31. Барышевский В.Г., Дубовская И.Я., Метелица О.Н. Волновое распространение электромагнитной волны при резонансном взаимодействии с релятивистским электронным потоком в продольном магнитном поле // ДАН БССР. Сер. физ. 1989. №2. С.22.

32. Карбушев Н.И., Шаткус А.Д. Излучательная неустойчивость открытых плазменно-пучковых систем // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т.49, №11. С.594.
33. Карбушев Н.И. Особенности развития неустойчивости поперечно-ограниченного электронного пучка в замагниченной плазме // Письма в ЖТФ. 1989. Т.15, №24. С.93.
34. Dicke R.H. Coherence in spontaneous radiation processes // *Phys.Rev.* 1959. V.93, N1. P.99.
35. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. Коллективное спонтанное излучение (сверхизлучение Дике) // УФН. 1980. Т.131, №4. С.653.
36. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. Волны поляризации и сверхизлучение в активных средах // УФН. 1989. Т.159, №2. С.194.
37. Железняков В.В., Кочаровский В.В., Кочаровский Вл.В. Циклотронное сверхизлучение – классический аналог сверхизлучения Дике // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т.29, №9. С.1095.
38. Bonifacio R., Maroli C., Piovella N. Slippage and superradiance in the high-gain FEL linear theory // *Opt. Comm.* 1988. V.68, N5. P.369.
39. Гинзбург Н.С. Об эффекте сверхизлучения ступок релятивистских электронов-осцилляторов // Письма в ЖТФ. 1988. Т.14, №5. С.440.
40. Ильинский Ю.А., Маслова Н.С. Классический аналог сверхизлучения в системе взаимодействующих нелинейных осцилляторов // ЖЭТФ, 1988. Т.94, №1. С.171.
41. Гинзбург Н.С., Зотова И.В. Нелинейная теория эффекта когерентного сверхизлучения движущегося слоя возбужденных циклотронных осцилляторов // Письма в ЖТФ. 1989. Т.15, №14. С.83.
42. Вайнштейн Л.А., Клеев А.И. // Кооперативное излучение из малых объемов в квантовой и классической (вакуумной) электронике // Лекции по электронике СВЧ и радиофизике: 8-я школа-семинар инженеров. Кн.1 /СГУ. Саратов, 1989. С.25.
43. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В. Коллективное ускорение ступка частиц в плоской электромагнитной волне, обусловленное эффектом сверхизлучательной неустойчивости // Письма в ЖТФ. 1989. Т.15, №19. С.60.
44. Beck A.H.W. Thermionic valves. Cambridge at University Press, 1953.

45. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т.10, №9-10. С.1414.
46. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. и др. Общие свойства коротковолновых приборов с длительной инерционной группировкой электронов // Релятивистская высокочастотная электроника / ИПФ АН СССР. Горький, 1979. С.249.
47. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.
48. Палоч И., Олинер А. Самосогласованная теория излучения Черенкова и Смита-Парселла // Квазиоптика. М.: Мир, 1986. С. 167.
49. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. Нелинейная теория вынужденного рассеяния волн на релятивистских электронных пучках // ЖЭТФ. 1979. Т.76, №3. С.930.
50. Бейтмен Г., Эрдейн А. Таблицы интегральных преобразований. Т.1. М.: Наука, 1969.
51. Гинзбург Н.С., Пиковский А.С., Сергеев А.С. Хаотизация излучения в системах с конвективной неустойчивостью электронного пучка // Радиотехника и электроника. 1989. Т.34, №3. С.861.
52. Гинзбург Н.С. Об использовании в лазерах на свободных электронах некогерентной накачки // Письма в ЖТФ. 1984. Т.16, №10. С.584.
53. Kroll N.M., Morton P.L., Rosenbluth M.N., et al. Free-electron lasers with variable parameter wigglers // IEEE J. Quant. Electr. 1981, V.QE-17, N8. P.1436.
54. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н. Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т.21, №7. С.1037.
55. Маркузе Д. Оптические волноводы. М.: Мир, 1974.
56. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. Циклотронные и синхротронные мазеры // Релятивистская высокочастотная электроника / ИПФ АН СССР. Горький, 1979. С.157.
57. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Авторезонансное движение частицы в плоской электромагнитной волне // ДАН СССР. 1962. Т.145, №6. С.1259.

58. Давыдовский В.Я. О возможности ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле // ЖЭФ. 1962. Т.93, №3(9). С.886.
59. Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Нусинович Г.С. Динамика гиротронов с нефиксированной продольной структурой высокочастотного поля // Радиотехника и электроника. 1987. Т.32, №5, С.1031.
60. Кобелев Ю.А., Островский Л.А., Соустова И.А. Автосинхронизация нелинейных осцилляторов в акустике // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т.29, №9, С.1129.
61. Железняков В.В. Электромагнитная волна в космической плазме. М.: Наука, 1977.
62. Deacon D.A.G., Elias L.R., Madey J.M.J. e.e. First operation of free-electron laser // Phys. Rev.Lett. 1977. V.38, N16. P.892.

ТЕОРИЯ ЛСЭ
С АДИАБАТИЧЕСКИ ВКЛЮЧАЮЩИМСЯ
ПОЛЕМ ОНДУЛЯТОРА И ОДНОРОДНЫМ ПРОДОЛЬНОМ
МАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

Н. С. Гинзбург, Ю. В. Новожилова, Н. Ю. Песков

1. ВВЕДЕНИЕ

ЛСЭ с комбинированными – периодическим ондуляторным и однородным продольным – магнитными полями по сей день являются объектами интенсивного экспериментального [1 – 6] и теоретического [7 – 33] исследования. В практическом плане это обусловлено возможностью дополнительного управления характеристиками ЛСЭ, которую открывает наложение ведущего магнитного поля (не говоря уже о том, что транспортировка сильноточных РЭП без такого поля трудно осуществима); в теоретическом же аспекте повышенный интерес вызван большим разнообразием режимов работы таких ЛСЭ.

Для классификации этих режимов существенно состояние, в котором находится электронный пучок в отсутствие сигнальной электромагнитной волны. В этой связи следует выделить два способа включения ондуляторного поля: резкое и плавное.

В случае резкого включения, реализующегося при выполнении условия

$$\left| (\omega_H - \Omega_B) \frac{l_{вк}}{v_H} \right| < 2\pi. \quad (1)$$

($\Omega_B = 2\pi v_H / d$ – баунс-частота, d – период ондулятора, $l_{вк}$ – характерная длина области включения, $\omega_H = eH_p / \gamma mc$ –

релятивистская гирочастота, H_0 - напряженность ведущего поля, v_n - поступательная скорость частиц), у первоначально прямолинейного *) пучка электронов при влете в ондулятор одновременно возбуждаются вынужденные баунс- и собственные циклотронные колебания. Если частоты этих колебаний достаточно сильно разнесены в масштабе полос отрицательной (положительной) реабсорбции

$$\left| (\omega_n - \Omega_B) \frac{l}{v_n} \right| \gg 2\pi, \quad (2)$$

где l - длина области взаимодействия с высокочастотным полем, то возможно раздельное наблюдение индуцированного излучения (поглощения) на ондуляторном и циклотронном резонансах:

$$\omega - hv_n = \Omega_B, \quad (3)$$

$$\omega - hv_n = \omega_n, \quad (4)$$

где ω и h - частота и продольное волновое число сигнальной волны. При этом для ондуляторного излучения присутствие ведущего магнитного поля в определенной области параметров сводится к некоторому увеличению амплитуды и баунс-осцилляций, и соответственно связи электронов с сигнальной волной. В случае же, когда баунс- и гирочастоты близки между собой

$$\left| (\omega_n - \Omega_B) \frac{l}{v_n} \right| \leq 2\pi, \quad (5)$$

синхронизмы (3) и (4) не разрешены (режим двойного циклотронного резонанса [7 - 9]) и излучение будет представ-

*) Возможны и ситуации, когда еще до входа в ондулятор в электронном потоке возбуждены циклотронные осцилляции или таковые сообщаются частицам при взаимодействии с электромагнитным полем благодаря аномальному эффекту Доплера. При этом возможно излучение на синхронизмах [11 - 15]:

$$\omega - hv_n = \Omega_B \pm n\omega_n, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

При $n \neq 0$ работающие в таких режимах ЛСЭ можно рассматривать как двухквантовые аналоги мазеров на циклотронном резонансе.

лять собой смесь ондуляторной и циклотронной компонент. В этом режиме траектория электронов в пространстве взаимодействия представляет собой раскручивающуюся спираль, в которой поперечная скорость увеличивается, а поступательная падает. Последнее обстоятельство приводит к выходу электронов из синхронизма с сигнальной волной и ограничивает эффективность энергообмена.

Для получения ондуляторного излучения в чистом виде при произвольном соотношении между баунс- и гирочастотой более предпочтительным является адиабатически плавное включение ондуляторного поля [18 - 33]

$$\left| (\omega_n - \Omega_g) \frac{v_{\text{вк}}}{v_n} \right| \gg 2\pi, \quad (6)$$

когда возбуждаются только вынужденные колебания электронов на баунс-частоте. Такой способ включения ондуляторного поля оптимален и с точки зрения транспортировки электронного потока и исследуется в большинстве экспериментальных реализаций ЛСЭ с высокоточными РЭП [1 - 6]. При адиабатическом включении в области, где амплитуда ондуляторного поля принимает постоянное значение, электроны движутся по стационарным винтовым траекториям с постоянной поступательной скоростью и частотой вращения, равной баунс-частоте. Если в этой области электроны начинают взаимодействовать с электромагнитным полем, то возможно излучение на ондуляторном синхронизме (3), а также на специфических комбинационных синхронизмах [30 - 33, 26]

$$\omega - h\nu_n = \Omega_g + \Omega, \quad (7)$$

$$\omega - h\nu_n = \Omega_g - \Omega, \quad (8)$$

обусловленных возбуждением под действием ВЧ-поля малых колебаний электронов около равновесной стационарной траектории (аномальный эффект Доплера). Частота этих колебаний Ω определяется соотношением (19) (см. ниже).

Настоящий обзор посвящен теории ЛСЭ с адиабатически включающимся ондуляторным полем. В разд. 2 рассмотрен процесс предварительной раскачки электронов в секции с плавно нарастающим полем винтового ондулятора и однородным продольным магнитным полем. Разд. 3 посвящен теории генераторов с высокодобротными резонаторами, расположенными в области постоянной амплитуды ондуляторного

поля. В разд. 4 рассмотрена теория усилителя; получено общее дисперсионное уравнение 5-го порядка и на его основе определены инкременты в различных режимах взаимодействия; описана нелинейная стадия усиления в условиях ондуляторного синхронизма (3).

2. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В СЕКЦИИ РАСКАЧКИ

Будем предполагать, что электроны движутся вблизи оси винтового ондулятора, где магнитное поле имеет круговую поляризацию *):

$$\vec{H}_+ = (\vec{x}_0 \cos h_u z + \vec{y}_0 \sin h_u z) H_u(z). \quad (9)$$

Здесь H_u — плавно меняющаяся вдоль продольной координаты z амплитуда, $h_u = 2\pi/d$. Поперечной неоднородностью ондуляторного поля на траектории электронов пренебрегаем.

Движение электронов в ондуляторном поле \vec{H}_+ и однородном магнитном поле $\vec{H} = H_0 \vec{z}_0$ описывается уравнениями

$$\frac{d\rho_+}{dZ} - i \frac{f}{\rho_0} \rho_+ = -i \alpha_u e^{iZ}, \quad (10)$$

$$\frac{d\rho_{||}}{dZ} = \text{Im} \left(\frac{\rho_+}{\rho_{||}} \alpha_u e^{-iZ} \right), \quad (11)$$

где сделан переход к безразмерным переменным: $\rho_+ = (\rho_x + i\rho_y)/mc$, $\rho_{||} = p_z/mc$, ρ_x, ρ_y, z — проекции импульса, $\alpha_u = eH_u/h_u mc^2$, $Z = h_u z$, $f = \omega_{H_0}/h_u c$, $\omega_{H_0} = eH_0/mc$ — нерелятивистская гирочастота.

Представляя решение (10) в виде $\rho_+ = (\rho_1 + i\rho_2) e^{iZ}$, где $\rho_{1,2}$ — действительные величины, и учитывая, что энергия частицы при движении в магнитном поле сохраняется:

$$\mathcal{E} = \gamma mc^2 = mc^2 \sqrt{\rho_{||}^2 + |\rho|^2 + 1} = \text{const}, \quad (12)$$

получим систему уравнений:

*) Случай эллиптической поляризации ондуляторного поля рассмотрен в приложении.

$$\frac{d\rho_1}{dZ} = \rho_2 \left(1 - \frac{f}{\sqrt{\gamma^2 - 1 - \rho_1^2 - \rho_2^2}} \right), \quad (13)$$

$$\frac{d\rho_2}{dZ} = -\alpha_u - \rho_1 \left(1 - \frac{f}{\sqrt{\gamma^2 - 1 - \rho_1^2 - \rho_2^2}} \right).$$

Уравнения (13) могут быть также представлены в канонической форме [34, 30]

$$\frac{d\rho_1}{dZ} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \rho_2}, \quad \frac{d\rho_2}{dZ} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \rho_1}, \quad (14)$$

с гамильтонианом

$$\mathcal{H} = -\alpha_u \rho_1 - \frac{1}{2}(\rho_1^2 + \rho_2^2) - f \sqrt{\gamma^2 - 1 - \rho_1^2 - \rho_2^2}. \quad (15)$$

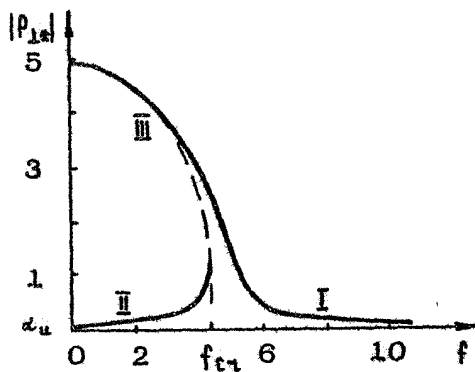
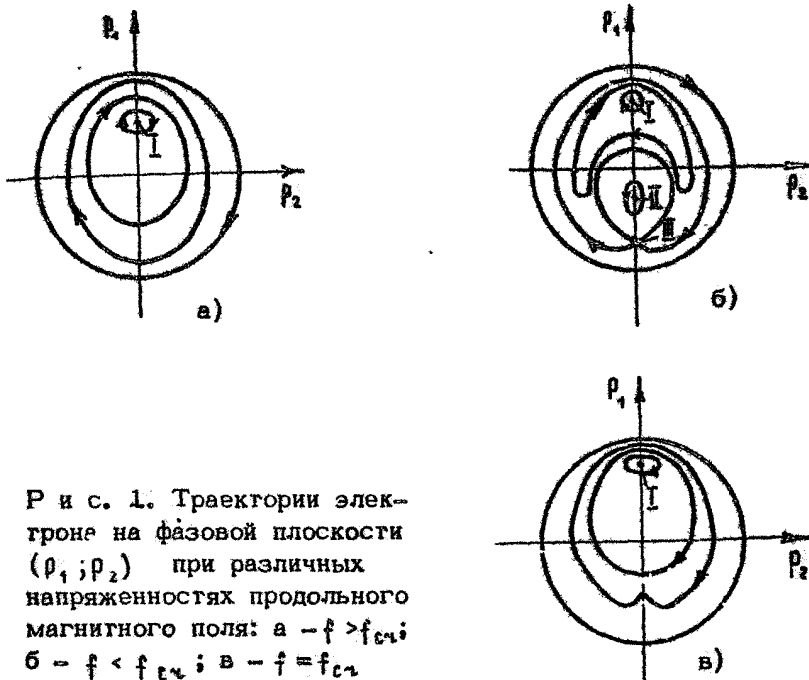
При постоянной амплитуде ондуляторного поля $\alpha_u = \text{const}$ уравнение $\mathcal{H} = \text{const}$ задает траекторию частицы на фазовой плоскости (ρ_1, ρ_2) (рис. 1). Движению электрона по стационарным винтовым траекториям на этой плоскости соответствуют состояния равновесия $\rho_{1,2*}$ определяемые выражениями

$$\rho_{1*} \left(1 - \frac{f}{\sqrt{\gamma^2 - 1 - \rho_{1*}^2}} \right) = -\alpha_u, \quad \rho_{2*} = 0. \quad (16)$$

Зависимость поперечного импульса $\rho_{1*} \equiv \rho_{1*}$ на стационарной траектории от напряженности продольного магнитного поля f приведена на рис. 2. В области больших напряженностей продольного магнитного поля $f > f_{cr}$ электрон имеет одно состояние равновесия (см. рис. 2). В области малых напряженностей продольного магнитного поля $f < f_{cr}$ существует три состояния равновесия. Бифуркационное значение напряженности продольного магнитного поля

$$f_{cr} = \left[1 - \frac{\alpha_u^{2/3}}{(\gamma^2 - 1)^{1/3}} \right] \sqrt{\gamma^2 - 1 - [\alpha_u (\gamma^2 - 1)]^{2/3}} \quad (17)$$

находится из условия $d\rho_{1*}/df = 0$.



Для определения устойчивости состояний равновесия ли-
неаризуем уравнения (13):

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_1}{dZ} &= \rho_2 \left(1 - \frac{f}{\rho_{H*}} \right), \\ \frac{d\rho_2}{dZ} &= -\rho_1 \left(1 - \frac{f}{\rho_{H*}} - \frac{f \rho_{L*}^2}{\rho_{H*}^3} \right), \end{aligned} \quad (18)$$

где $\rho_{1,2}$ - малые отклонения от равновесных значений,
 $\rho_{H*} = \sqrt{g^2 - 1 - \rho_{L*}^2}$ - значение продольного импульса в
состоянии равновесия. Система (18) эквивалентна уравнению
гармонического осциллятора с частотой колебаний

$$\Gamma = \sqrt{\left(1 - \frac{f}{\rho_{H*}} \right) \left(1 - \frac{f}{\rho_{H*}} - \frac{f \rho_{L*}^2}{\rho_{H*}^3} \right)}. \quad (19)$$

Согласно (16), (19) устойчивые состояния равновесия -
центры ($\Gamma^2 > 0$) - лежат на кривых I и II, неустойчи-
вые - седла ($\Gamma^2 < 0$) - на кривой III (см. рис. 2).

Отметим, что в случае, когда гиро- и баунс-частота
достаточно сильно разнесены между собой, а амплитуда он-
дуляторного поля мала, так что выполнено условие

$$\frac{\alpha_u^2 f}{\hat{\rho}_{H0}^3 \left| 1 - \frac{f}{\hat{\rho}_{H0}} \right|^3} \ll 1, \quad (20)$$

для частоты осцилляций электронов около состояния равно-
весия справедливо следующее приближенное выражение

$$\Gamma = \begin{cases} 1 - \frac{f}{\hat{\rho}_{H0}} - \frac{f \alpha_u^2}{\hat{\rho}_{H0}^3 (1 - f/\hat{\rho}_{H0})^2} & \text{для ветви } \frac{f}{\hat{\rho}_{H0}} < 1, \\ -1 + \frac{f}{\hat{\rho}_{H0}} + \frac{f \alpha_u^2}{\hat{\rho}_{H0}^3 (1 - f/\hat{\rho}_{H0})^2} & \text{для ветви } \frac{f}{\hat{\rho}_{H0}} > 1 \end{cases}$$

где $\hat{\rho}_{H0} = \sqrt{g^2 - 1}$. Таким образом, в размерных обозначе-
ниях частота осцилляций $\Omega = h_u \nu$, Γ представляет собой
по существу частоту биений $\Omega \approx |\omega_H - \Omega_B|$.

Рассмотрим теперь процесс раскачки осцилляций элек-
трона в плавно нарастающем ондуляторном поле. При выпол-
нении условия адиабатичности $\left| \frac{1}{\alpha_u} \Lambda \frac{d\alpha_u}{dZ} \right| \ll 1^{**}$,

^{**}) В пределе малой амплитуды ондуляторного поля это
условие совпадает с условием (6).

где Λ — период движения электрона на фазовой плоскости, сохраняется площадь, охватываемая фазовой траекторией электрона [35]:

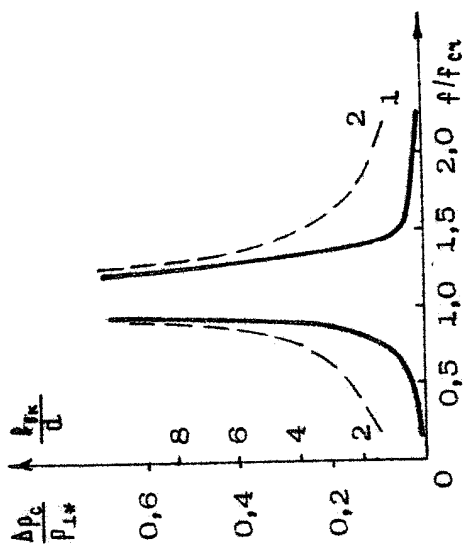
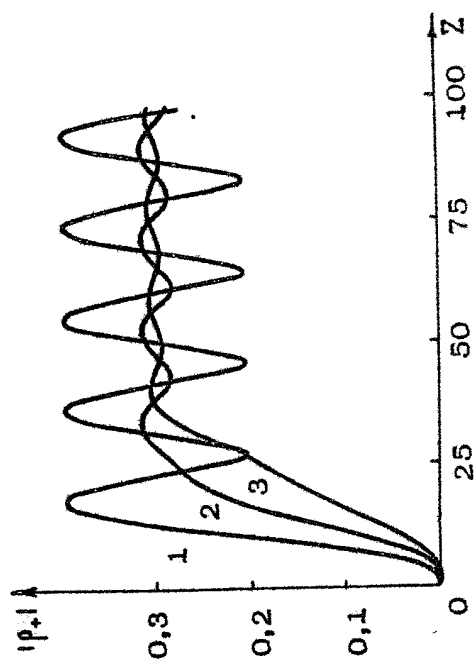
$$I = \oint \rho_1 d\rho_2 = \text{const.} \quad (22)$$

Предположим, что при $Z = 0$, где поле ондулятора стремится к нулю, электроны двигаются вдоль оси ондулятора, т. е. находятся в состоянии равновесия $\rho_{1,2,*} = 0$, соответственно $I = 0$. С ростом α_{\perp} в силу условия сохранения адиабатического инварианта (22) электроны остаются в состоянии равновесия, которое смещается вдоль оси ординат на плоскости $(\rho_1; \rho_2)$. При этом происходит раскачка осцилляций электронов на баунс-частоте. В области больших напряженностей продольного магнитного поля $f > \hat{f}_{110}$ (т. е. $f > f_{cr}$ при $\alpha_{\perp} = 0$), когда состояние равновесия I единственно и расположено на положительной полуоси $\rho_{1,*} > 0$ (см. рис. 1,а), описанный выше процесс раскочки идёт до любых значений α_{\perp} . В области малых магнитных полей $f < \hat{f}_{110}$ сначала с ростом α_{\perp} также имеет место раскачка баунс-колебаний. Электрон при этом оказывается в состоянии равновесия \bar{I} , расположенном на отрицательной полуоси $\rho_{1,*} < 0$ (рис. 1,б). Однако, если поле ондулятора достигает критического значения

$$\alpha_{cr} = \left[1 - \frac{f^{1/3}}{(\hat{f}^2 - 1)^{1/3}} \right] \sqrt{\hat{f}^2 - 1 - [f(\hat{f}^2 - 1)]^{2/3}}, \quad (23)$$

при котором f становится равным f_{cr} (см. (17)), происходит бифуркация, в результате которой центр и седло сливаются (рис. 1,в). При этом условие адиабатичности нарушается, поскольку вблизи сепаратрисы период движения стремится к бесконечности. Когда амплитуда ондуляторного поля превышает критическое значение, центр и седло исчезают, фазовая плоскость становится идентичной плоскости, изображенной на рис. 1,а, а электрон движется по траектории, охватывающей на фазовой плоскости площадь, равную площади под сепаратрисой в момент бифуркации (см. [34]). В реальном пространстве движение электрона становится сложнопериодическим с переменной продольной скоростью и представляет собой смесь баунс- и гиросцилляций^{*)}.

*) После выключения ондуляторного поля электроны будут совершать только циклотронные осцилляции. Поэтому на этом эффекте может быть основана раскачка винтовых электронных пучков для МЦР.



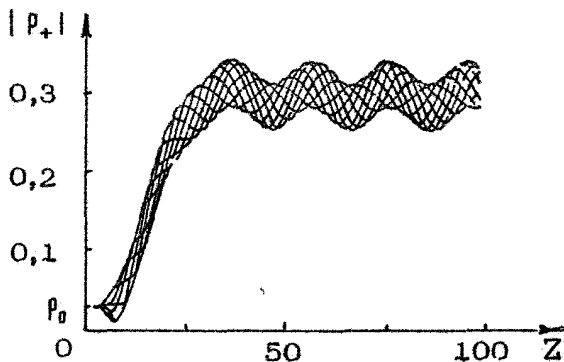
Р и с. 3. Зависимость модуля поперечного импульса от продольной координаты Z при различных длинах включения ондуляторного поля: 1 - $l_{\text{вк}}/d = 3$, 2 - $l_{\text{вк}}/d = 5$, 3 - $l_{\text{вк}}/d = 7$; $\gamma = 5$; $\alpha_u = 0,1$; $f/f_{c\gamma} = 1,5$.

Р и с. 4. Зависимость от величины $f/f_{c\gamma}$ относительной амплитуды циклотронных осцилляций $\Delta\rho_c/\rho_{L*}$ при $l_{\text{вк}}/d = 5$ (кривая 1); и длины включения $l_{\text{вк}}$, обеспечивающей $\Delta\rho_c/\rho_{L*} = 0,1$ (кривая 2); $\gamma = 5$; $\alpha_u = 0,1$

Заметим, что если электроны еще до влета в ондулятор совершали циклотронные осцилляции $\rho_{\pm} |_{z=0} \neq 0$, то эти осцилляции сохраняются и при движении в поле ондулятора. На фазовой плоскости это соответствует малым колебаниям частиц около состояния равновесия; амплитуда этих колебаний может быть определена из условия равенства фазовых площадей в начальном и конечном состояниях.

Еще одним фактором, который может стать причиной возбуждения циклотронных осцилляций, является неадиабатичность включения ондуляторного поля. Поэтому для поддержания адиабатичности длина области включения должна увеличиваться по мере сближения $\Omega_{\beta 0}$ и ω_n , где под $\Omega_{\beta 0}$ следует понимать невозмущенную баунс-частоту, в которой величина поступательной скорости полагается равной своему значению до влета электрона в ондулятор.

На рис. 3 - 5 представлены результаты численного моделирования движения частиц в секции раскачки, подтверждающие результаты качественного анализа. Рис. 3 иллюстрирует зависимость амплитуды возбуждающихся циклотронных осцилляций от длины области включения ондулятора при фиксированном отношении f/f_{cr} . Очевидно, включения за 5 периодов ондулятора (кривая 2 рис. 3) достаточно, чтобы амплитуда циклотронных осцилляций составляла менее 10% от амплитуды ондуляторных осцилляций. Однако при прибли-



Р и с. 5. Траектории частиц $|\rho_+(Z)|$, отличающиеся разными фазами начального импульса $\rho_{+n}(0) = \rho_0 \exp [i(2\pi/8)n]$, $n = 1 \div 8$, $\rho_0 = 0,03$; $\gamma = 5$; $\alpha_u = 0,1$; $l_{\beta 0}/d = 5$; $f/f_{cr} = 1,5$

жении к резонансу (когда $f/f_{c\alpha}$ стремится к единице) амплитуда циклотронных осцилляций растет при неизменной длине области включения, и для поддержания соотношения между амплитудами ондуляторных и циклотронных осцилляций на прежнем уровне ($\Delta\rho_c/\rho_{\perp*} \ll 0,1$) требуется увеличивать длину области включения.

Влияние начального разброса электронов поpitch-углам показано на рис. 5: различные траектории соответствуют различным (по азимуту) углам влета электронов в ондулятор. Видно, что при движении в ондуляторном поле абсолютная величина разброса электронов по поперечным импульсам примерно сохраняется.

3. ЛСЭ-ГЕНЕРАТОР С ВЫСОКОДОБРОТНЫМ РЕЗОНАТОРОМ

3.1. Линейная теория.

Исследуем процесс взаимодействия электронов с электромагнитным полем высокочастотного резонатора, расположенного в области постоянной амплитуды поля ондулятора. Будем считать, что невозмущенное движение электронов происходит по стационарной винтовой траектории.

Предположим, что синхронная с электронным пучком составляющая поля резонатора представляет собой плоскую циркулярно поляризованную волну, задаваемую вектор-потенциалом

$$A_{\pm} = A_x + iA_y = A_s(z) \exp[i(\omega t - kz)] \quad (24)$$

Движение электронов в полях (9), (24) и однородном магнитном поле будем описывать уравнениями

$$\frac{d\rho_1}{dZ} = \rho_2 \left(1 - \frac{f}{\beta_{\parallel}}\right) - (\beta_{\parallel}^{-1} - 1) \operatorname{Im}(\alpha_s e^{i\theta}),$$

$$\frac{d\rho_2}{dZ} = -\alpha_u - \rho_1 \left(1 - \frac{f}{\beta_{\parallel}}\right) + (\beta_{\parallel}^{-1} - 1) \operatorname{Re}(\alpha_s e^{i\theta}),$$

$$\frac{d\gamma}{dZ} = -\frac{1}{\rho_n} \operatorname{Re} \left[(i\rho_1 - \rho_2) \alpha_s^* \exp(-i\theta) \right], \quad (25)$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = g(\rho_n^{-1} - 1) - 1.$$

Для моноскоростного немодулированного на входе в пространство взаимодействия электронного пучка граничные условия к уравнениям (25) имеют вид

$$\rho_1(0) = \rho_{10}; \quad \rho_2(0) = 0; \quad \gamma(0) = \gamma_0; \quad \theta(0) = \theta_0 \in [0; 2\pi]. \quad (26)$$

В уравнениях (25), (26) $\theta = \omega t - hz - h_{\omega} z$ — комбинационная фаза электрона, $h = \omega/c$, $\alpha_s = e h A_s / h_{\omega} m c^2$ — безразмерная амплитуда сигнала, $\rho_n = \rho_n / g$, $\rho_n = \sqrt{g^2 - 1 - \rho_1^2 - \rho_2^2}$, $g = \omega / h_{\omega} c$ — коэффициент преобразования частоты.

Исследуем энергообмен электронного пучка с полем сигнальной волны малой амплитуды, пользуясь методом последовательных приближений. Предполагая $\alpha_s = \text{const}$, в первом не исчезающем при усреднении по фазам влета электронов приближении получим следующее выражение для КПД в режиме малого сигнала (линейного КПД) [30]:

$$\eta = \frac{1}{2\pi(1-\gamma_0^{-1})} \int_0^{2\pi} \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_0} \right) \Big|_{z=L} d\theta_0 = \frac{\alpha_s^2 L^2}{1-\gamma_0^{-1}} \chi, \quad (27a)$$

$$\chi = L R_1 \frac{d}{d(\Delta L/2)} \left[\frac{\sin^2 \Delta L/2}{(\Delta L/2)^2} \right] + R_2 \frac{\sin^2 \Delta L/2}{(\Delta L/2)^2} + R_3 \frac{\sin^2 [(\Gamma - \Delta)L]}{[(\Gamma - \Delta)L]^2} + R_4 \frac{\sin^2 [(\Gamma + \Delta)L]}{[(\Gamma + \Delta)L]^2}. \quad (27b)$$

где $L = h_{\omega} \ell$, $\Delta = g(\rho_{n0}^{-1} - 1) - 1$, $\rho_{n0} = \sqrt{g^2 - 1 - \rho_{10}^2}$,

$$R_1 = \frac{g \alpha_u (\alpha_u - \rho_{10}^2)}{8 \rho_{n0}^5 \gamma_0 \Gamma^2}, \quad R_2 = -\frac{\alpha_u \rho_{10} (2 + \Delta)}{4 \rho_{n0}^4 \Gamma^2},$$

$$R_{3,4} = \frac{1}{2\rho_{н0} \gamma_0 \Gamma_0^2} \left(-1 - \frac{\rho_{\perp 0}^2}{\rho_{н0}} \pm \frac{\rho_{\perp 0}^2 \gamma_0 \varrho}{\Gamma_0 \rho_{н0}^2} + \frac{\rho_{\perp 0} \Gamma_0}{\alpha_u} \right) \times$$

$$\times \left[\left(\Gamma_0^2 \pm \frac{\Gamma_0 \alpha_u}{\rho_{\perp 0}} \right) (\beta_{н0}^{-1} - 1) - \frac{f \gamma_0 \rho_{\perp 0} \alpha_u}{\rho_{н0}^4} \right].$$

Подставляя (27) в уравнение баланса мощностей

$$\frac{\omega W}{Q} = J_{st} \frac{m c^2 (\gamma_0 - 1)}{e},$$

где $W = \frac{1}{4\pi} k^2 A_s^2 l S$ — энергия, запасенная в резонаторе.

Q — добротность резонатора, S — площадь зеркал, найдем стартовый ток генератора

$$J_{st} = \frac{m c^3}{e} \frac{h S}{4\pi \gamma_0 l Q \chi}. \quad (28)$$

Проанализируем теперь выражение (276) для функции χ , пропорциональной активной части электронной проводимости. Первые два слагаемых характеризуют резонанс электронного потока с сигнальной волной на бункс-частоте Ω_B (условие синхронизма (3)), третье и четвертое слагаемые описывают резонансы (7), (8) на комбинационных частотах $\Omega_B (1 \pm \Gamma)$, когда под действием сигнальной волны возбуждаются малые колебания электронов около состояния равновесия.

Если число осцилляций электрона около состояния равновесия на длине пространства взаимодействия велико

$$\Gamma L \gg 2\pi, \quad (29)$$

то синхронизмы (3), (7), (8) разрешены. При этом основно вклад в выражение (27) вносит резонансное слагаемое, а остальными можно пренебречь.

Предположим сначала, что выполнено условие обычного ондуляторного синхронизма (3). В этом случае выражение для функции χ может быть представлено в виде

$$\chi = - \frac{\alpha_u \rho_{\perp 0}}{2 \rho_{н0}^4 \Gamma^2} \frac{\sin^2 \psi / 2}{(\psi / 2)^2} + \frac{L \mu \rho_{\perp 0}^2 \varrho}{\delta \gamma_0^2 \rho_{н0}^2} \frac{d}{d \psi / 2} \left[\frac{\sin^2 \psi / 2}{(\psi / 2)^2} \right], \quad (30)$$

где $\psi = \Delta L$ — угол пролета. Здесь первое слагаемое характеризует силовую, а второе — инерционную группировки;

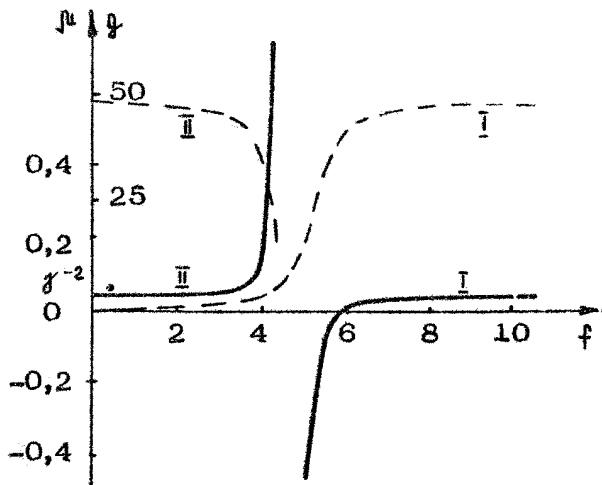
$$\mu = \frac{\gamma_0}{\beta_{10}^2} \left. \frac{d\beta_n}{d\gamma} \right|_{\gamma=\gamma_0} = \frac{(\alpha_u - \beta_{10}^2) \gamma_0}{\beta_{10} \beta_{10}^2 (\alpha_u^2 + \beta_{10}^2 + \alpha_u \beta_{10}^2 / \beta_{10}^2)} \quad (31)$$

— параметр инерционной группировки [18, 20, 29]. Силовая группировка обуславливает поглощение энергии ($\rho_{10} > 0$) для ветви стационарных решений I и излучение ($\rho_{10} < 0$) для ветви II (механизм этой группировки обсуждается в разд. 3.2). Инерционная группировка обусловлена зависимостью поступательной скорости от энергии частиц. При этом излучение имеет место при $\mu > 0$ в области расстройек $\Delta < 0$, а при $\mu < 0$ в области $\Delta > 0$.

В условиях синхронизма (3) инерционная группировка при достаточно больших длинах пространства взаимодействия

$$L \mu_0 \Gamma \gg 1. \quad (32)$$

является доминирующей и определяющей основные характеристики процесса энергообмена. Зависимость величины параметра группировки от напряженности магнитного поля приведена на рис. 6. При относительно небольших величинах поперечного импульса (условия (20)) для параметра группировки в ультрарелятивистском случае имеем



Р и с. 6. Зависимость параметра группировки μ (сплошная линия) и коэффициента преобразования частоты γ^{-2} (пунктир) от напряженности продольного магнитного поля f на ветвях стационарных состояний I и II;
 $\gamma = 5; \quad \alpha_u = 0,1$

$$\mu = \frac{\gamma_0^{-2}}{\beta_{10}^2} \left[1 - \frac{\alpha_u^2}{(f/\beta_{10} - 1)^2} \right] \quad (33)$$

В отсутствие продольного магнитного поля $f = 0$ для параметра μ получаем известное выражение $\mu = \gamma_0 (1 + \beta_{10}^2) / \beta_{10}^3$. Как следует из формулы (31) и рис. 6, при наложении магнитного поля $f \neq 0$ параметр группировки может как существенно превышать, так и быть существенно меньше указанного значения. Например, для ветви стационарных состояний I этот параметр обращается в нуль при $f = \gamma_0 (1 + \alpha_u^{2/3})$.

Как следует из соотношений (28), (30), увеличение параметра группировки приводит к снижению стартовых токов и увеличению инкрементов (см. разд. 4). Снижение же этого параметра может благоприятно сказываться на увеличении эффективности энергообмена, поскольку при $|\mu| \ll \gamma_0^{-2}$ при изменении энергии электронов их поступательная скорость изменяется незначительно, и в результате увеличивается протяженность области синхронного взаимодействия с волной. Представляет интерес и сочетание этих возможностей, когда вследствие вариации напряженности ведущего поля параметр группировки имеет относительно большую величину на начальном участке взаимодействия (снижение стартовых токов и увеличение инкрементов) и малую величину на конечном участке (повышение КПД).

В работах [18, 36] рассматривалась реализация такой возможности за счет вариации параметров системы, например, напряженности ведущего магнитного поля. Однако, как показано в разд. 3.2, для ветви стационарных решений подобный режим может реализоваться в процессе торможения частиц автоматически за счет наличия зависимости параметра группировки от энергии электронов.

При выполнении условий (7), (8) восприимчивость электронного потока определяется соотношением

$$\chi = R_{3,4} \frac{\sin^2 \psi_{\pm}}{\psi_{\pm}^2}, \quad (34)$$

где $\psi_{\pm} = (\Gamma \pm \Delta) L$. В этом случае взаимодействие электронов с электромагнитным полем приводит к раскачке колебаний электронов с частотой Ω около состояния равновесия. Анализ выражения для коэффициентов $R_{3,4}$ показывает, что электроны, первоначально находившиеся в состоянии равновесия на ветви I ($\beta_{10} > 0$, см. рис. 2), раскачиваясь,

поглощают энергию волны при выполнении условия (7) и, наоборот, отдают энергию волне при выполнении условия (8). Если электроны находились в другом состоянии равновесия — на ветви II (см. рис. 2), где $\rho_{10} < 0$, характер энергообмена меняется: при раскачке осцилляций в случае, когда справедливо выражение (7), энергия электронов передается волне; когда справедливо (8), электрон, раскачиваясь, поглощает энергию волны^{*}. Различный характер энергообмена в состояниях равновесия I и II связан с разным направлением вращения электрона на фазовой плоскости ($\rho_1; \rho_2$) около этих состояний равновесия (см. рис. 1), а также с разными знаками приращения гамильтониана (15) при возбуждении осцилляций около этих состояний.

При относительно небольших напряженностях ондуляторного поля, когда для частоты осцилляций электрона около равновесной траектории справедливы соотношения (21), условия синхронизма (7), (8), при которых имеет место излучение, можно записать в универсальном для обеих ветвей стационарных состояний виде

$$\omega - h\nu_n = 2\Omega_B - \omega_n - \omega_n \beta_{1u}^2 / \beta_{n0}^2 \quad (35)$$

Обратим внимание, что для ветви I это излучение может быть более высокочастотным, чем обычное ондуляторное излучение. Соответственно поглощение имеет место при синхронизме

$$\omega - h\nu_n = \omega_n + \omega_n \beta_{1u}^2 / \beta_{n0}^2 \quad (36)$$

Здесь $\beta_{1u}^2 = \frac{\alpha_u^2}{\gamma_0^2 (1 - v/\rho_{n0})^2}$

Очевидно, при стремлении амплитуды ондуляторного поля к нулю ($\alpha_u \rightarrow 0$) соотношение (36) определяет частоты, а соотношение (34) — интенсивности

$$\chi = - \frac{2(\beta_{n0}^{-1} - 1)}{\beta_{n0} \gamma_0^2} \frac{\sin^2 \psi_{\pm}}{\psi_{\pm}^2} \quad (37)$$

обычного циклотронного поглощения. В то же время при резонансах (35) при $\alpha_u \rightarrow 0$ энергообмен исчезает ($\chi \rightarrow 0$).

^{*})

Очевидна аналогия рассмотренных процессов с излучением и поглощением энергии пучком предварительно возбужденных осцилляторов в условиях нормального и аномального эффекта Доплера [37, 38].

3.2. Нелинейная стадия взаимодействия

Анализ нелинейной стадии взаимодействия электронного пучка с электромагнитной волной проведем в предположении, что в поле ондулятора электроны находятся в состоянии устойчивого равновесия или совершают малые колебания около этих состояний. Допустим также, что амплитуда сигнальной волны достаточно мала $\alpha_s / \gamma_0 \Gamma_0 \ll 1$, так что изменение энергии электрона за период осцилляций $2\pi/\Omega$ невелико. В таких условиях целесообразно ввести понятие текущего (зависящего от энергии электрона) состояния равновесия, координата которого определяется соотношением (16), и представить поперечный импульс электрона в виде

$$p_1 = p_{1*}(\gamma) + p_1, \quad p_2 = p_2. \quad (38)$$

Рассматривая (38) как замену переменных в уравнениях (25) и считая, что отклонения от состояния равновесия, вызванные начальными колебаниями, а также воздействием сигнальной волны, не слишком велики ($|p_{1,2}| \ll |p_{1*}|$), после разложения правых частей уравнений в ряд по малым величинам $p_{1,2}$ приведем уравнения (25) к виду

$$\begin{aligned} \frac{dp_1}{dZ} = & p_2 \left(1 - \frac{f}{\beta_{**}} \right) - \frac{dp_{1*}}{d\gamma} \frac{d\gamma}{dZ} - p_2 f F_1(p_1; p_2) - \\ & - \alpha_s \left(\beta_{**}^{-1} - 1 + \frac{\gamma p_{1*}}{\beta_{**}^3} p_1 \right) \sin \theta, \end{aligned} \quad (39)$$

$$\begin{aligned} \frac{dp_2}{dZ} = & - p_1 \left(1 - \frac{f}{\beta_{**}} - \frac{f p_{1*}^2}{\beta_{**}^3} \right) + p_1 f F_1(p_1; p_2) + p_{1*} f F_2(p_1, p_2) + \\ & + \alpha_s \left(\beta_{**}^{-1} - 1 + \frac{\gamma p_{1*}}{\beta_{**}^3} p_1 \right) \cos \theta; \end{aligned}$$

$$\frac{d\gamma}{dZ} = \frac{\alpha_s}{\beta_{**}} \left\{ \left[p_{1*} + p_1 \left(1 + \frac{p_{1*}}{\beta_{**}^2} \right) \right] \sin \theta - p_2 \cos \theta \right\};$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = g (\beta_{**}^{-1} - 1) - 1 + g \gamma F_1(p_1; p_2)$$

Здесь $\beta_{**} = \beta_{**} / \gamma$, функции $F_{1,2}$ характеризующие ангармоничность колебаний электрона около состояния равновесия, с точностью до кубических членов определяются соотношениями

$$F_1 = \frac{1}{\rho_{ns}^3} \left\{ \rho_{\perp n} \rho_1 + \frac{1}{2} \left[\rho_1^2 \left(1 + \frac{3\rho_{\perp n}^2}{\rho_{ns}^2} \right) + \rho_2^2 \right] \right\},$$

$$F_2 = \frac{1}{2\rho_{ns}^3} \left[\rho_1^2 \left(1 + \frac{3\rho_{\perp n}^2}{\rho_{ns}^2} \right) + \rho_2^2 + \frac{3\rho_{\perp n}}{\rho_{ns}^2} \rho_1 \rho_2^2 + \right. \quad (40)$$

$$\left. + \rho_1^3 \left(\frac{3\rho_{\perp n}}{\rho_{ns}^2} + \frac{5\rho_{\perp n}^3}{\rho_{ns}^4} \right) \right].$$

Нетрудно видеть, что уравнения (39) представляют собой уравнения нелинейного осциллятора, находящегося под воздействием внешней силы со стороны электромагнитного поля. Поэтому при $\alpha_s \neq 0$ решение этих уравнений следует искать методом вариации произвольных постоянных, взяв в качестве опорного решение линеаризованной системы уравнений (13):

$$\rho_1 = C_1(Z) \sin \chi + C_2(Z) \cos \chi, \quad (41)$$

$$\rho_2 = R [C_1(Z) \cos \chi - C_2(Z) \sin \chi],$$

где

$$\chi = \int_0^Z \Gamma dZ, \quad R = \sqrt{\left(1 - \frac{f}{\rho_{ns}} - \frac{f\rho_{\perp n}^2}{\rho_{ns}^3} \right) \left(1 - \frac{f}{\rho_{ns}} \right)^{-1}}.$$

Подставляя (41) в систему уравнений (39), приведем эту систему к эквивалентной форме, удобной для последующего усреднения:

$$e^{i\chi} \frac{dC_+}{dZ} = -\alpha_s \left[\rho_{ns}^{-1} - 1 + \frac{f\rho_{\perp n}}{\rho_{ns}^3} (C_1 \sin \chi + C_2 \cos \chi) \right] (i \sin \theta - R^{-1} \cos \theta) -$$

$$- i \frac{d\rho_{\perp n}}{d\gamma} \frac{d\gamma}{dZ} - \frac{f}{R} \frac{dR}{d\gamma} \frac{d\gamma}{dZ} (C_1 \cos \chi - C_2 \sin \chi) +$$

$$+ R^{-1} \rho_{\perp n} f F_2(C_+, \chi) + f R^{-1} [C_1 (\sin \chi - i R^2 \cos \chi) +$$

$$+ C_2 (\cos \chi + i R^2 \sin \chi)] F_1(C_+, \chi),$$

$$\frac{d\gamma}{dZ} = -\frac{\alpha_s}{\rho_{ns}} \left\{ \left[\rho_{\perp n} + \left(1 + \frac{\rho_{\perp n}^2}{\rho_{ns}^2} \right) (C_1 \sin \chi + C_2 \cos \chi) \right] \sin \theta - \right. \quad (42)$$

$$\left. - R (C_1 \cos \chi - C_2 \sin \chi) \cos \chi \right\},$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = g(\beta_{n*}^{-1} - 1) - 1 + g\gamma F_1(C_+, \chi),$$

где $C_+ = C_1 + iC_2$. Для моноскоростного, не имеющего начальной модуляции электронного пучка граничные условия к уравнениям (42) имеют вид

$$C_{1,2}(0) = C_{0,1,2}, \quad \chi(0) = \chi_0, \quad \theta(0) = \theta_0 \in [0, 2\pi] \quad (43)$$

Режим ондуляторного синхронизма. Предположим, что выполнено условие обычного ондуляторного синхронизма (3). В этом случае фаза θ является медленной, а фаза χ при выполнении соотношения (6) быстрой. Проводя усреднение уравнений (42) по этой фазе, приведем уравнения для поперечного импульса к виду

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{C}_+}{dZ} = \bar{C}_+ \left\{ \frac{d\rho_{1*}}{d\gamma} \frac{\alpha_S}{2\rho_{n*}} \left[\left(1 + \frac{\rho_{1*}^2}{\rho_{n*}^2} \right) \sin\theta - iR \cos\theta \right] + \right. \\ \left. + \frac{1}{R} \frac{dR}{d\gamma} \frac{\alpha_S \rho_{1*}}{2\rho_{n*}} \sin\theta - \frac{\alpha_S \gamma \rho_{1*}}{2\rho_{n*}^2} (\sin\theta + iR^{-1} \cos\theta) \right\} + \\ + Q (\bar{C}_+^* C_1 C_2 + \bar{C}_2^3 - i \bar{C}_+^3), \end{aligned} \quad (44)$$

где

$$\begin{aligned} Q = \frac{fR}{8\rho_{n*}^5} (3\rho_{1*}^2 + \rho_{n*}^2) + \frac{3fR^3}{16\rho_{n*}^3} + \frac{3f}{16R\rho_{n*}^2} + \\ + (5\rho_{1*}^4 + \rho_{n*}^4 + 6\rho_{1*}^2 \rho_{n*}^2) \end{aligned}$$

Для получения корректного усредненного уравнения для медленной фазы ^{*} необходимы также выражения для осцилляторных составляющих поперечного импульса

^{*} В уравнении для энергии учет осцилляторных составляющих поперечного импульса приводит к появлению членов порядка α_S^2 , которыми можно пренебречь. В то же время в уравнении для фазы после усреднения возникает дополнительный член, пропорциональный α_S , который входит аддитивно с малой начальной расстройкой синхронизма.

$$\tilde{C}_+ = \frac{\alpha_s}{\Gamma} \left[(\beta_{H*}^{-1} - 1)(\sin\theta + iR^{-1}\cos\theta)e^{-ix} - \frac{d\rho_{\perp*}}{dZ} \frac{\rho_{\perp*}}{\rho_{H*}} \sin\theta e^{-ix} \right]$$

Подставляя в уравнения (42) поперечный импульс в виде $\tilde{C}_+ = \tilde{C}_+ + \tilde{C}_+$ и производя усреднение этих уравнений по быстрой фазе x , получим [32]

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{\gamma}}{dZ} &= - \frac{\alpha_s \rho_{\perp*}}{\rho_{H*}} \sin\theta, \\ \frac{d\theta}{dZ} &= g(\beta_{H*}^{-1} - 1) - 1 + \frac{\tilde{\gamma} \rho_{\perp*} \alpha_s}{\rho_{H*}^3 R \Gamma} \cos\theta + \\ &\frac{g \tilde{\gamma}}{4 \rho_{H*}^3} \left(1 + R^2 + \frac{3 \rho_{\perp*}^2}{\rho_{H*}^2} \right) (\tilde{C}_1^2 + \tilde{C}_2^2) \end{aligned} \quad (45)$$

Если невозмущенное движение электронов происходит по равновесной траектории $\tilde{C}_+(0) = 0$, то в соответствии с уравнениями (44) $\tilde{C}_+(Z) = 0$, т. е. при ондуляторном синхронизме (3) электроны в процессе взаимодействия с сигнальной волной остаются в состоянии равновесия, если они находились там в начальный момент. В этом случае усредненные уравнения движения сводятся к двум уравнениям (45). При $\tilde{C}_+ \neq 0$ уравнения (45) могут быть представлены в канонической форме (знак усреднения здесь и далее опускается)

$$\frac{d\gamma}{dZ} = - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \theta}, \quad \frac{d\theta}{dZ} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \gamma} \quad (45')$$

с гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \int_{\gamma_0}^{\gamma} \left[g(\beta_{H*}^{-1} - 1) - 1 \right] d\gamma - \frac{\alpha_s \rho_{\perp*}}{\rho_{H*}} \cos\theta.$$

Зависимости $\rho_{\perp*}(\gamma)$, $\rho_{H*}(\gamma)$, $\Gamma(\gamma)$ в уравнениях (45) заданы неявным образом посредством соотношений (16), (19). В случае, когда гиро- и баунс-частоты достаточно сильно различаются и поперечный импульс, приобретаемый электроном в поле ондулятора, мал по сравнению с продоль-

ным (20), эти зависимости могут быть выражены в явной форме:

$$\rho_{1*} = -\frac{\alpha_u}{1 - \omega_{H0}/\gamma\Omega_b}, \quad \rho_{II*} = \sqrt{\gamma^2 - 1}, \quad \Gamma = 1 - \frac{\omega_{H0}}{\gamma\Omega_b}.$$

В таких условиях при $\bar{C}_+ = 0$ уравнения (45) могут быть получены в рамках метода усредненного пондеромоторного потенциала [39]:

$$\frac{d\gamma}{dZ} = \frac{\alpha_u \alpha_s}{\sqrt{\gamma^2 - 1} (1 - \omega_{H0}/\gamma\Omega_b)} \sin \theta, \quad (46)$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = \Delta + \frac{q\gamma}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} + \frac{q\gamma\alpha_u^2 - 2\alpha_u\alpha_s\gamma\cos\theta}{2(\gamma^2 - 1)^{3/2} (1 - \omega_{H0}/\gamma\Omega_b)}$$

Перейдем теперь к анализу на основе усредненных уравнений (45) энергообмена с волной пучка электронов, движущихся по стационарным винтовым траекториям. Для такого пучка граничные условия имеют вид

$$\gamma(0) = \gamma_0, \quad \theta(0) = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad C_+(0) = 0 \quad (47)$$

В режиме малого сигнала $\alpha_s \rightarrow 0$, решая уравнения (45) методом последовательных приближений, получим выражение для линейного КПД, совпадающее с уравнениями (27а), (30). Первый член в (30) ответствен за инерционную, а второй – за силовую группировку. Напомним, что за счет последней излучение имеет место для ветви I, а поглощение для ветви II. В рамках усредненных уравнений (45) это объясняется тем, что для ветви II при торможении электронов их питч-фактор ρ_{1*}/ρ_{II*} увеличивается и они начинают более эффективно взаимодействовать с волной, чем ускоренные (ср. с [38]). Поэтому в среднем по фазам влета превалирует торможение. Для ветви I ситуация обратная (т. е. у заторможенных электронов питч-фактор падает) и превалирует поглощение. Заметим также, что наряду с упомянутым эффектом такой же вклад в член, ответственный за силовую группировку, вносит слагаемое, пропорциональное $\alpha_s \cos \theta$ в уравнении для фазы (45).

Если параметр инерционной группировки μ отличен от нуля, то при достаточно большой длине пространства взаимодействия (см. условие (32)) и относительно малых напряжениях ВЧ-тока в силу своего саморазвивающегося характера инерционная группировка становится преобладающей (второй член в (276) становится пренебрежимо мал). Соответственно в нелинейных уравнениях движения можно считать $P_{1*} = P_{10}$; $P_{n*} = P_{n0}$, а также опустить член, пропорциональный α_s , в уравнении для фазы. Кроме того, при выполнении условия (32) малы относительные изменения энергии электронов (см. ниже формулу (51)), что позволяет упростить уравнения (45), представив их в форме, эквивалентной уравнениям физического маятника [7]:

$$\frac{d\psi}{dZ} = \frac{\alpha_s P_{10}}{\gamma_0 P_{n0}} \sin \theta, \quad \frac{d\theta}{dZ} = \hat{\Delta} + g \mu \psi, \quad (48)$$

где $\psi = \gamma - \gamma_0$ — относительные изменения энергии электронов. Далее в уравнениях (48) с помощью замены переменных

$$\xi = Z \left(\frac{\alpha_s \mu g P_{10}}{\gamma_0 P_{n0}} \right)^{1/2}, \quad \hat{\Delta} = \hat{\Delta} \left(\frac{\gamma_0 P_{n0}}{\alpha_s \mu g P_{10}} \right)^{1/2}, \quad u = \psi \left(\frac{g \mu \gamma_0 P_{n0}}{\alpha_s P_{10}} \right)^{1/2}$$

удобно минимизировать число независимых параметров и привести указанные уравнения к виду

$$\frac{du}{d\xi} = \sin \theta, \quad \frac{d\theta}{d\xi} = \hat{\Delta} + u \operatorname{sign} \mu. \quad (49)$$

КПД в новых переменных определяются соотношениями

$$\eta = \left(\frac{\alpha_s P_{10}}{g \mu \gamma_0 P_{n0}} \right)^{1/2} \cdot \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} u d\theta_0 \quad (50)$$

Максимальное значение приведенного КПД $\hat{\eta}_{\max} = 1,37$ достигается при

$$\hat{\Delta}_{\text{opt}} = -1,3 \operatorname{sign} \mu; \quad L_{\text{opt}} = 3,9$$

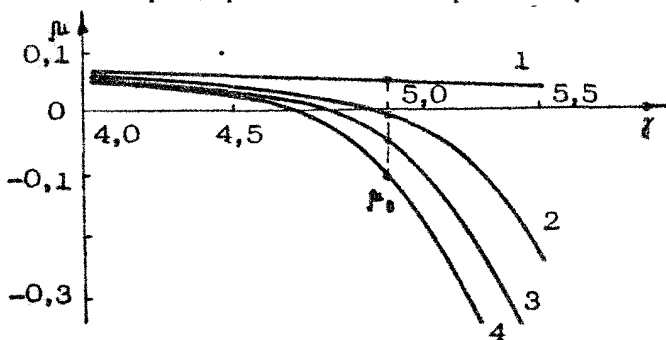
Согласно (50) при заданных амплитуде сигнальной волны и питч-факторе электронов величина полного КПД определяется величиной параметра группировки. В отсутствие магнитного поля (или при значительном удалении величина этого поля от резонансного значения $f \approx \gamma$) параметр

группировки $\mu = \gamma^{-2}$. В этом случае для ультрарелятивистских электронов $\gamma \gg 1$ в условиях, когда частота излучения существенно превосходит баунс-частоту ($q = 2\gamma^2 \gg 1$), КПД сравнительно невелик и определяется числом периодов ондулятора N , укладываемых на оптимальной длине [7]:

$$\eta \sim \frac{1}{\mu q N} \approx \frac{1}{2N}. \quad (51)$$

Наличие магнитного поля, значение которого близко к резонансному, позволяет эффективно менять величину параметра группировки (см. рис. 6). В частности, при $f \approx \gamma_0(1 + \alpha_u^{2/3})$ для ветви стационарных решений I величина параметра μ стремится к нулю и согласно (50) должна наблюдаться тенденция к росту КПД.

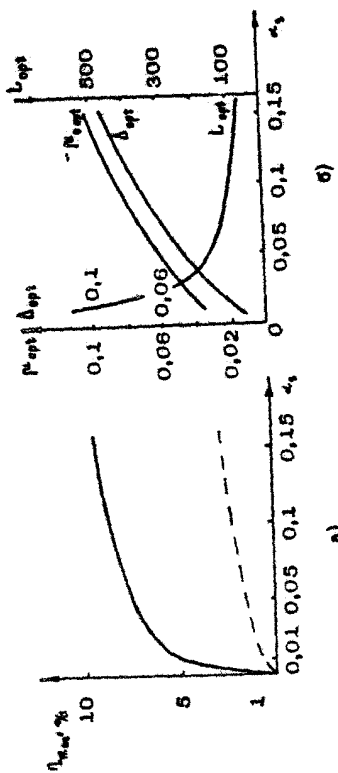
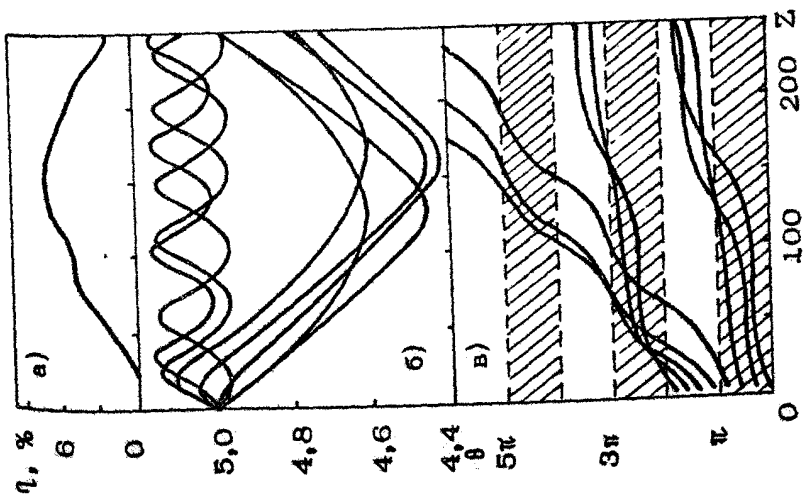
Однако в режимах с высоким КПД условие преобладания инерционной группировки (32) нарушается и для их анализа необходимо использовать полные усредненные уравнения движения (45). При этом важным обстоятельством становится зависимость параметра группировки от энергии электронов (рис. 7). Если параметры системы выбраны так, что началь-



Р и с. 7. Зависимость параметра группировки μ от энергии частиц γ при $\alpha_u = 0,1$ и разных значениях продольного магнитного поля f : 1 - $f = 10$, 2 - $f = 5,85$, 3 - $f = 5,65$, 4 - $f = 5,52$

ной энергии электронов соответствует точка μ_0 на рис. 7, то, как нетрудно видеть, у тормозящихся электронов параметр группировки (характеризующий степень изменения поступательной скорости частицы при изменении ее энергии, см. (31)) будет по модулю уменьшаться, а у ускоряющихся увеличиваться. Соответственно первые будут дольше удержи-

Р и с. 8. Зависимость КПД (а), энергий частиц β (б) и текущих фаз ϑ (в) от продольной координаты Z в оптимальном по КПД режиме генерации (заштрихованы области горюющих фаз): $\alpha_u = 0,1$; $\alpha_s = 0,05$; $\mu_0 = -0,06$; $f = 5,6$; $q = 36$, $\Delta = 0,05$



Р и с. 9. Зависимость максимального КПД η_{max} (а) и оптимальных значений параметров Δ, β, L (б) от напряженности ВЧ-поля α_s ($\alpha_u = 5$; $\alpha_u = 0,1$). Пунктир на рис. а соответствует максимальному КПД, оптимизированному по начальной расстройке Δ при $\mu \propto \alpha_s^{-2}$ ($f = 10$)

ваться в синхронизме и отдавать энергию волне, чем вторые отбирать энергию от волны. На рис. 8 ясно видно разделение частиц на две фракции, одна из которых с малым (в среднем) параметром μ достаточно продолжительно удерживается в тормозящей фазе волны, тогда как энергия частиц второй несинхронной фракции с большим параметром μ быстро осциллирует.

Описанный выше процесс селективной дискриминации ускоренных электронов приводит к увеличению эффективности энергообмена по сравнению со случаем отсутствия магнитного поля (ср. сплошную кривую и пунктир на рис. 9,а). Заметим, что в обсуждаемом режиме взаимодействия начальное значение параметра μ_0 отрицательно (т. е. при уменьшении энергии электронов их поступательная скорость увеличивается), а его оптимальная величина растет с ростом амплитуды ВЧ-поля (см. рис. 9). Следует также подчеркнуть, что относительно большое начальное значение параметра группировки (рис. 8 соответствует $|\mu_0| = 0,06$) благоприятно с точки зрения условий самовозбуждения ($I_{st} \sim 1/|\mu|$, см. (28), (30)).

Режим комбинационных синхронизмов. В условиях синхронизмов (7), (8) медленной является разностная (суммарная) фаза. $\theta \mp \alpha$. Производя усреднение уравнений (25) по быстрым фазам θ и α и переходя к полярным координатам $l = \sqrt{l_1^2 + l_2^2}$, $\varphi_c = \arctg l_1 / l_2$, получим [32]

$$\frac{dl}{dZ} = a \alpha_s \cos \varphi, \quad \frac{d\varphi}{dZ} = -b l \alpha_s \cos \varphi, \quad (52)$$

$$\frac{d\varphi}{dZ} = g \left(\beta_{H*}^{-1} - 1 \right) - 1 \mp \Gamma + \kappa l^2 - \frac{\alpha_s a}{l} \sin \varphi,$$

где

$$\varphi = \theta \mp \alpha \mp \varphi_c,$$

$$a = \frac{1}{2} \left[\left(\beta_{H*}^{-1} - 1 \right) \left(\mp 1 + R^{-1} \right) \mp \frac{\rho_{L*}^2 \gamma f}{\rho_{H*}^2 \Gamma R} \right],$$

$$b = \pm \frac{1}{2 \rho_{H*}^3} \left[\rho_{L*}^2 + \rho_{H*}^2 \left(1 \mp R \right) \mp \frac{\rho_{L*}^2 Q \gamma}{\rho_{H*} \Gamma} \right],$$

$$\kappa = \pm Q + \frac{Q \gamma}{4 \rho_{H*}^3} \left[3 \rho_{L*}^2 + \rho_{H*}^2 \left(1 + R^2 \right) \right].$$

Верхний знак в (52) и последующих соотношениях соответствует синхронизму (7), а нижний — (8). В режиме малого сигнала $\alpha_s \rightarrow 0$, предполагая, что невозмущенное движение электронов происходит по стационарной винтовой траектории $\zeta_0 = 0$, из уравнений (52) получим выражение для линейного КПД, совпадающее с (27а), (34), где, как нетрудно видеть, $R_{3,4} = a_0/b_0$.

Уравнения (52) имеют интеграл

$$\zeta^2 - \zeta_0^2 = -2 \int_{\zeta_0}^{\zeta} \frac{a}{b} d\zeta \quad (53)$$

В рассматриваемом ниже случае малых относительных изменений энергии частиц ($|W| \ll 1$) соотношение (53) может быть записано в виде

$$\zeta^2 - \zeta_0^2 = -2 \frac{a_0}{b_0} (\zeta - \zeta_0) \quad (54)$$

Согласно (53) при $a_0/b_0 > 0$ торможение электрона сопровождается раскачкой осцилляций электрона около состояния равновесия, а при $a_0/b_0 < 0$ — уменьшением амплитуды этих осцилляций. Поэтому для получения излучения во второй ситуации невозмущенное движение электронов должно происходить по траектории, отличной от равновесной, т. е. электроны должны обладать начальным запасом колебательной энергии: $\zeta_0^2 \neq 0$ *). В первой ситуации излучение возможно и при движении электронов по равновесной траектории $\zeta_0 = 0$. Очевидно, первый случай типичен для излучения электронов-осцилляторов в условиях аномального эффекта Доплера, а второй — в условиях нормального эффекта Доплера [37, 38]. Аномальный эффект Доплера реализуется в условиях синхронизма (35), нормальный эффект Доплера имеет место при синхронизме (36).

Ограничимся здесь исследованием излучения в условиях синхронизма (35) пучка электронов, движущихся в поле он-

*) Излучение, имеющее место при $\zeta_0 \neq 0$ в условиях синхронизма (36), представляет собой модифицированное циклотронное излучение, переходящее в обычное циклотронное излучение винтовых электронных пучков [38] в предельном случае $\alpha_s \rightarrow 0$.

дулятора по равновесным траекториям. В этом случае граничные условия к уравнениям (52) для всех электронов пучка идентичны

$$C(0)=0, \quad \chi(0) = \chi_0, \quad \varphi(0) = 0 \quad (55)$$

Следовательно, раскачка поперечных осцилляций и энергообмен с волной у всех частиц протекает совершенно одинаково и превалирует силовая группировка частиц, за которую ответствен последний член в уравнении для фазы (52). Считая что относительные потери энергии частиц малы, и учитывая интеграл (54), сведем систему уравнений (52) к двум уравнениям, универсальным для генераторов, основанных на аномальном эффекте Доплера (ср. с [38, 7]):

$$\begin{aligned} \frac{d u}{d \xi} &= \sqrt{u} \cos \varphi, \\ \frac{d \varphi}{d \xi} &= \delta_{\mp} + \text{sign} \nu \cdot u - \frac{1}{2 \sqrt{u}} \sin \varphi \end{aligned} \quad (56)$$

с граничными условиями $u(0) = 0, \quad \varphi(0) = 0$. Здесь

$$u = \frac{|\nu|^{2/3} \omega}{(2 a_0 b_0 \alpha_s^2)^{1/3}}, \quad \xi = Z(2|\nu| a_0 b_0 \alpha_s^2)^{1/3},$$

$$\delta_{\mp} = \frac{g(\beta_{\text{н0}}^{-1} - 1) - 1 \mp \Gamma_0}{(2|\nu| a_0 b_0 \alpha_s^2)^{1/3}},$$

$$\nu = \pm g \left[\beta_{\text{н0}}^{-1} (1 \mp 1) - 1 \right] + \frac{\Gamma_0}{\beta_{\text{н0}}} \left[\beta_{\text{н0}}^{-1} (1 \pm 1) - 1 \right] + \frac{g \Gamma_0^3}{\beta_{\text{н0}}^3}$$

Значение параметра ν записано для случая $\alpha_u \ll 1$. Электронный КПД с учетом идентичности энергообмена с волной всех электронов определяется соотношением

$$\eta = \frac{1}{1 - \Gamma_0^{-1}} \frac{1}{|\nu|^{2/3}} u (2 a_0 b_0 \alpha_s^2)^{1/3}. \quad (57)$$

Исходя из интеграла уравнений (56)

$$\sin \varphi = \delta_{\mp} \sqrt{u} + \text{sign} \nu \frac{u^{3/2}}{2}. \quad (58)$$

нетрудно получить (см. подробнее [38]), что максимальное торможение электронов $u_{\text{max}} = 4$ достигается при $\delta_{\text{opt}} = -\frac{3}{2} \text{sign} \nu$ и $\varphi = \frac{\pi}{2} \text{sign} \nu$. В режиме точного

синхронизма ($\delta_{\mp} = 0$) $u_{\text{max}} = 2^{2/3}$ при $\psi = \frac{\pi}{2} \text{ sign } \psi$.
 Оптимальная длина генератора в последнем случае составляет $L_{\text{opt}} = 3$.

4. ЛСЭ-УСИЛИТЕЛИ

Для описания усилительных схем ЛСЭ уравнения движения должны быть дополнены уравнением медленно меняющейся амплитуды сигнальной волны

$$\frac{d\alpha_s}{dZ} = \frac{i}{2\pi} J \int_0^{2\pi} \frac{\rho_1 + i\rho_2}{\rho_n} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad (59)$$

где $J = 2\pi I_0 / I_* h_u^2 S$, I_0 - невозмущенный ток пучка, $I_* = mc^3/e$, S - площадь поперечного сечения пространства взаимодействия. Кроме того, в усилителях из-за увеличения длины пространства взаимодействия по сравнению с генераторами с высокочастотными резонаторами может быть более существенным влияние высокочастотного пространственного заряда пучка. Найдем собственное поле пространственного заряда, считая для простоты электронный пучок безграничным и однородным в поперечном направлении. Плотность пространственного заряда, промодулированного полями ондулятора и сигнала, может быть представлена в виде [7]

$$\epsilon = -\epsilon_0 \left(1 + \text{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \epsilon_n e^{in\theta} \right), \quad \epsilon_n = \frac{\rho_{n0}}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-in\theta}}{\rho_n} d\theta_0,$$

где ϵ_0 - невозмущенная плотность заряда. Пренебрегая высшими гармониками плотности заряда, получим следующее выражение для собственного продольного электрического поля пучка:

$$E_z = - \frac{4J}{1+g} \cdot \frac{h_u mc^2}{e} \text{Re} \left[\frac{i e^{i\theta}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-i\theta}}{\rho_n} d\theta_0 \right]. \quad (60)$$

Уравнение (25) для изменения энергии электронов с учетом поля кулоновского взаимодействия E_z примет вид

$$\frac{d\gamma}{dZ} = \text{Re} \left[\frac{i\rho_1 + \rho_2}{\rho_u} \alpha_s e^{i\theta} \right] - \frac{eE_z}{h_u mc^2} \quad (61)$$

4.1. Линейная теория. Дисперсионное уравнение

Рассмотрим приближение малого сигнала $|\alpha_s| \rightarrow 0$, и на основе (25), (59), (61) получим дисперсионное уравнение для нормальных волн системы. Делая замену переменных

$$\alpha'_s = \alpha_s e^{i\Delta Z}, \quad \theta = \Delta Z + \theta_0 + \theta', \quad \omega = 1 - \frac{\gamma}{\gamma_0},$$

где $|\theta'|, |\omega| \ll 1$, после линеаризации уравнений движения (25), (61) и уравнения возбуждения для усредненных по начальным фазам величин

$$\mathcal{Z} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \mathcal{Z} e^{-i\theta_0} d\theta_0$$

получим систему линейных однородных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{p}_1}{dZ} &= -\frac{\alpha_u}{\rho_{10}} \bar{p}_2 + \frac{1}{2} (\beta_{u0}^{-1} - 1) \alpha'_s, \\ \frac{d\bar{p}_2}{dZ} &= \left(\frac{\alpha_u}{\rho_{10}} + \frac{f\rho_{10}^2}{\rho_{u0}^3} \right) \bar{p}_1 + \frac{\gamma_0^2 \rho_{10} f}{\rho_{u0}^3} \bar{\omega} + \frac{1}{2} (\beta_{u0}^{-1} - 1) \alpha'_s, \\ \frac{d\bar{\omega}}{dZ} &= -\frac{i\rho_{10}}{2\gamma_0 \rho_{u0}} \alpha'_s - \frac{Q^2}{g} \left[i(\beta_{u0}^{-2} - 1) \bar{\omega} + \bar{\theta}' + \frac{i\rho_{10}}{\rho_{u0}} \bar{p}_1 \right], \\ \frac{d\bar{\theta}'}{dZ} &= \frac{Q}{\rho_{u0}} (\beta_{u0}^{-2} - 1) \bar{\omega} + \frac{Q\gamma_0 \rho_{10}}{\rho_{u0}^3} \bar{p}_1, \\ \frac{d\alpha'_s}{dZ} - i\Delta \alpha'_s &= \frac{J}{\rho_{u0}} \left[i\bar{p}_1 - \bar{p}_2 + \rho_{10} \bar{\theta}' + \frac{i\rho_{10}}{\rho_{u0}^2} (\gamma_0^2 \bar{\omega} + \rho_{10} \bar{p}_1) \right], \end{aligned} \quad (62)$$

где $q^2 = 2qJ / \rho_{n0} (1+q)$ - параметр пространственного заряда. Представляя решение (62) в виде $\alpha'_s, \overline{\varphi}, \overline{W}, \overline{P}_{1,2} \sim e^{i\lambda z}$, приходим к дисперсионному уравнению пятого порядка [31, 33]

$$\begin{aligned}
 (\lambda - \Delta) \left\{ \lambda^2 (\lambda^2 - \Gamma^2) - q^2 (q \rho_{n0}^{-1} - \lambda) \left[(\lambda^2 - \Gamma^2) \frac{\rho_{n0}^{-2} - 1}{q} - \right. \right. \\
 \left. \left. - \frac{f \gamma_0^2 \rho_{10} \alpha_u}{q \rho_{n0}^2} \right] \right\} - \frac{J}{2 \rho_{n0}} \left\{ (\lambda^2 - \Gamma^2) \left[\frac{q \gamma_0^2 \rho_{10}^2}{\rho_{n0}^4} - \frac{q \rho_{10}^2}{\rho_{n0}^2} - \frac{\lambda \rho_{10}^2 \gamma_0}{\rho_{n0}^3} - \right. \right. \\
 \left. \left. - \frac{\lambda^2 \rho_{10} (\rho_{n0}^{-1} - 1)}{\alpha_u} \right] + \left(1 + \frac{\rho_{10}^2}{\rho_{n0}^2} + \frac{\rho_{10} \lambda}{\alpha_u} - \frac{q \gamma_0 \rho_{10}^2}{\rho_{n0}^3 \lambda} \right) \left[\lambda^2 (\lambda + \right. \right. \\
 \left. \left. + \frac{\alpha_u}{\rho_{10}}) (\rho_{n0}^{-1} - 1) - \frac{\lambda \gamma_0 f \rho_{10} \alpha_u}{\rho_{n0}^4} \right] \right\} = 0 \quad (63)
 \end{aligned}$$

В пределе $J \rightarrow 0$ уравнение (63) распадается на дисперсионные уравнения пяти парциальных волн. Это попутная электронам электромагнитная волна $\lambda = \Delta$, т. е. $\omega = h\epsilon$, две двукратно вырожденные (без учета кулоновского взаимодействия) волны продольных смещений электронов $\lambda^2 = 0$, т. е. $\omega - (h + h_u) v_n = 0$, и две волны поперечных смещений электронов $\lambda = \pm \Gamma$, т. е. $\omega - (h + h_u) v_n = \pm \Omega$. Следует отметить, что при исчезающе малой амплитуде ондуляторного поля $\alpha_u \rightarrow 0$ волны поперечных смещений преобразуются в быструю и медленную циклотронные волны, первая из которых, как известно [40], обладает положительным, а вторая - отрицательным знаком энергии. Если состояние равновесия лежит на ветви I рис. 2 ($\rho_{10} > 0$), то волна $\lambda = \Gamma$ переходит в быструю, а волна $\lambda = -\Gamma$ - в медленную циклотронные волны. Для ветви II ($\rho_{10} < 0$) ситуация обратная: волне $\lambda = \Gamma$ соответствует медленная, а волне $\lambda = -\Gamma$ - быстрая циклотронные волны.

Рассмотрим теперь различные случаи связи электромагнитной и электронных волн. Допустим, что на характерной длине пространства взаимодействия, которая обратно пропорциональна величине инкрементов $L_{хар} \sim |\text{Im } \lambda|^{-1}$, число осцилляций электронов с частотой Ω велико, т. е. выполнено условие (29). Тогда резонансы (3), (7), (8) разрешены и могут быть рассмотрены по отдельности.

Рассмотрим сначала усиление сигнальной волны в условиях обычного ондуляторного синхронизма (3). В этом ре-

жиме $|\lambda| \ll \Gamma$ и дисперсионное уравнение (63) переходит в уравнение третьего порядка, описывающее взаимодействие электромагнитной волны с быстрой и медленной волнами пространственного заряда электронного пучка:

$$(\lambda^2 - q^2 \mu) (\lambda - \Delta) = J \left(\frac{\lambda \gamma_0 \rho_{\perp 0} \alpha_u}{\Gamma^2 \rho_{\perp 0}^4} + \frac{\mu q \rho_{\perp 0}^2}{2 \gamma_0 \rho_{\perp 0}^4} \right) \quad (64)$$

Первый член в правой части (64) обусловлен силовой, второй — инерционной группировкой электронов (ср. с [38]). Если амплитуда огибающей достаточно мала, так что выполнено условие $|J \gamma_0 \rho_{\perp 0} \alpha_u / \Gamma^2 \rho_{\perp 0}^4| \ll |q^2 \mu|$, или

$$\beta_{\perp \text{н.}} \ll \gamma_0^{-1}, \quad (65)$$

силовой группировкой можно пренебречь и представить дисперсионное уравнение в виде *)

$$(\hat{\lambda}^2 - \hat{q})(\hat{\lambda} - \hat{\Delta}) + 1 = 0, \quad (66)$$

где $\hat{\lambda} = -\lambda \Gamma^{-1} \text{sign} \mu$, $\hat{\Delta} = -\Delta \Gamma^{-1} \text{sign} \mu$, $\hat{q} = q^2 \mu \Gamma^{-2}$, $\Gamma = (J q |\mu| \rho_{\perp 0}^2 / 2 \rho_{\perp 0}^2 \gamma_0)^{1/3}$ — аналог параметра Пирса. Результаты численного исследования уравнения (66) приведены на рис. 10. При $\hat{q} > 0$, т. е. при положительных значениях параметра группировки μ , неустойчивость имеет место в некоторой полосе расстройек $\hat{\Delta}$. В этом случае, если $\hat{q} \ll 1$ (малый пространственный заряд), инкремент максимален при $\hat{\Delta} = 0$ и равен [18, 20]

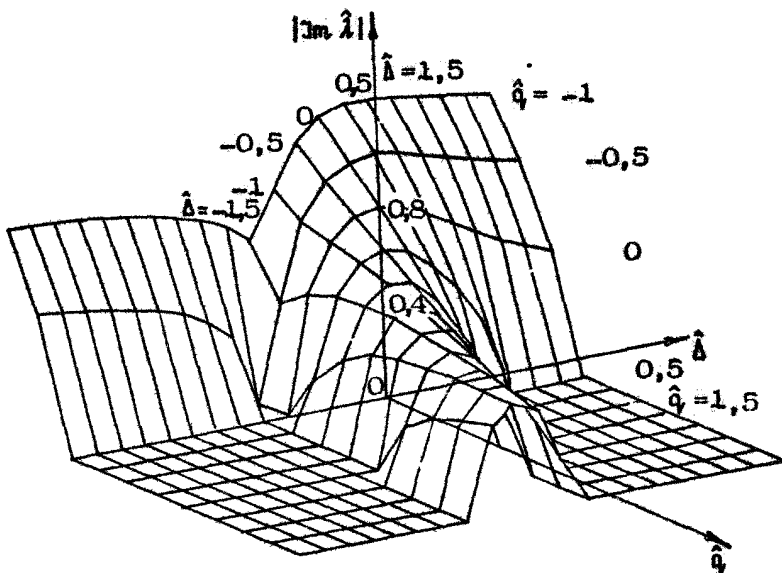
$$|\text{Im} \lambda| = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{J q |\mu| \rho_{\perp 0}^2}{2 \rho_{\perp 0}^2 \gamma_0} \right)^{1/3} \quad (67)$$

В другом предельном случае (большого пространственного заряда, $\hat{q} \gg 1$) инкремент достигает максимального значения

*) При произвольном знаке параметра пространственного заряда это уравнение исследовалось для МЦР в докладе Э. Б. Абубакирова, В. Л. Братмана на VIII Всесоюзном семинаре по колебательным явлениям в потоках заряженных частиц (Ленинград, СЗПИ, 1981), откуда нами заимствован рис. 10.

$$|\text{Im } \lambda| = \left[\frac{\gamma q \mu^2 \rho_+^4}{8 \rho_{\text{но}}^3 \gamma_0^2 (1+q)} \right]^{1/4} \quad (68)$$

при $\hat{\Delta} = \sqrt{\hat{q}}$. При этом с ростом \hat{q} , для фиксированного значения параметра Пирса $\hat{\nu}$ инкремент падает, а полоса расстройек $\hat{\Delta}$, при которых имеет место неустойчивость, сужается (см. рис. 10).



Р и с. 10. Зависимость инкремента от параметров \hat{q} и $\hat{\Delta}$

Если параметр инерционной группировки $\mu < 0$, т. е. продольная скорость уменьшается с ростом энергии электрона (эффект отрицательной массы, ср. с [41, 42]), продольные возмущения плотности пространственного заряда неустойчивы при любых значениях расстройки $\hat{\Delta}$. С ростом величины параметра пространственного заряда $|\hat{q}|$ максимальное значение инкремента в этом случае возрастает (см. рис. 10 при $q < 0$).

Заметим, что если условие (65) нарушается, т. е. амплитуда ондуляторного поля достаточно велика, рис. 10 также может быть использован для определения инкрементов, поскольку заменой переменных

$$\tilde{\lambda} = -\lambda/\tilde{\sigma}, \quad \tilde{\chi} = -\Delta/\tilde{\sigma},$$

$$\tilde{\sigma} = \frac{1}{\tilde{\sigma}^2} \left(q^2 \mu + \frac{J \chi_0 \rho_{\perp 0} \alpha_u}{\Gamma^2 \rho_{\parallel 0}^4} \right),$$

$$\tilde{\sigma} = \left[J \left(\frac{\mu q \rho_{\perp 0}^2}{2 \chi_0 \rho_{\parallel 0}^2} + \frac{\chi_0 \alpha_u \rho_{\perp 0} \Delta}{\Gamma^2 \rho_{\parallel 0}^4} \right) \right]^{1/3}.$$

уравнение (64) приводится к виду (66).

Теперь предположим, что электромагнитная волна находится в резонансе с поперечными колебаниями электронов, т. е. выполнено условие синхронизма (7) или (8). Понижая порядок дисперсионного уравнения заменой $\lambda = \pm \Gamma + \lambda_{\pm}$, где $|\lambda_{\pm}| \ll \Gamma$, приведем это уравнение к виду ^{*}

$$\lambda_{\pm} (\lambda_{\pm} - \delta) = - \frac{\chi_0 J R_{3,4}}{2\Gamma}, \quad (69)$$

где $\delta = \Delta \mp \Gamma$.

Анализ коэффициентов $R_{3,4}$ (см. разд. 3.1) показывает, что при резонансе $\Delta = \Gamma$ неустойчивость развивается, если стационарному движению электронов соответствует точка на ветви $\bar{\text{I}}$ рис. 2, где $R_3 > 0$, в то же время для ветви $\bar{\text{I}}$ $R_3 < 0$, и неустойчивость отсутствует. Наоборот, при резонансе $\Delta = -\Gamma$ неустойчивость реализуется на ветви $\bar{\text{I}}$ ($R_4 > 0$) и отсутствует на ветви $\bar{\text{II}}$ ($R_4 < 0$, см. разд. 3.1). Таким образом, усиление сигнальной волны всегда имеет место при ее синхронизме с той из пучковых волн, которая в пределе $\alpha_u \rightarrow 0$ преобразуется в медленную циклотронную волну и соответственно является волной с отрицательным знаком энергии. Следует отметить, что при достаточно больших значениях напряженности продольного магнитного поля, когда $|\Omega| > h_u \gamma_u$ (на ветви $\bar{\text{I}}$ рис. 2), определяемая условием синхронизма (35) частота ω имеет отрицательное значение, что соответствует изменению поляризации синхронной электронам электромагнитной волны. Однако неустойчивость для волны такой поляризации отсутствует ($R_4 < 0$).

^{*})

Заметим, что в условиях резонансов (7), (8) пространственный заряд не влияет на величину инкремента.

Инкремент достигает максимального значения при $\delta = 0$

$$|\operatorname{Im} \lambda_{\pm}|^{\max} = \left| \frac{\chi_0 J R_{3,4}}{2\Gamma} \right|^{1/2}, \quad (70)$$

Частоты излучения в случае малых амплитуд ондуляторного поля определяются соотношениями (35).

В заключение рассмотрим ситуацию, когда выполнено условие $L_{\text{хар}} \Gamma \ll 1$, противоположное (29), и синхронизмы (3), (7), (8) не разрешены. В такой ситуации электромагнитная волна одновременно взаимодействует как с продольными, так и с поперечными электронными волнами. Предполагая также, что ток электронного пучка мал ($J \ll 1$) и опуская в уравнении (63) члены высшего порядка малости по параметру J , приведем дисперсионное уравнение к виду

$$\lambda^4 (\lambda - \Delta) = J R_5, \quad (71)$$

где $R_5 = g f \chi_0^2 \rho_{10}^3 \alpha_u / 2 \rho_{10}^8$. Для $\Delta = 0$ решение уравнения (71) определяется соотношением

$$\lambda = (J R_5)^{1/5}. \quad (72)$$

Согласно (72) две нормальные волны нарастают с инкрементами

$$|\operatorname{Im} \lambda_{1,2}| = \sqrt[5]{|J R_5|} \begin{cases} \sin \frac{\pi}{5} \\ \sin \frac{3\pi}{5} \end{cases}. \quad (73)$$

Сопоставляя соотношения (73), (67) и (70), приходим к выводу, что при малой плотности электронного потока ($J \ll 1$) инкремент тем выше, чем большее число пучковых волн участвует во взаимодействии с сигнальной волной. Отметим, что аналогичная иерархия инкрементов была получена в работе [43] при рассмотрении убитронов с поперечно-неоднородным фокусирующим полем ондулятора.

4.2. Нелинейная теория (ондуляторный синхронизм)

Рассмотрение нелинейной стадии взаимодействия ограничим здесь анализом усиления в условиях обычного ондуляторного синхронизма (3). С учетом поля ближнего кулоновского взаимодействия (60) самосогласованная система усредненных уравнений, описывающая процесс усиления, может быть приведена к виду

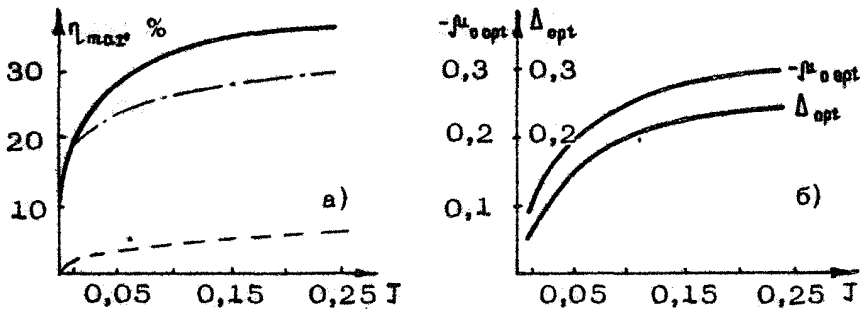
$$\frac{d\alpha_s}{dZ} = \frac{i}{2\pi} J \int_0^{2\pi} \frac{\rho_{L*}}{\rho_{H*}} e^{-i\theta} d\theta, \quad (74)$$

$$\frac{d\gamma}{dZ} = \operatorname{Re} \left[i \frac{\rho_{L*}}{\rho_{H*}} \alpha_s e^{i\theta} \right] + \frac{4J}{1+g} \operatorname{Re} \left[\frac{ie^{i\theta}}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\gamma}{\rho_{H*}} e^{-i\theta} d\theta \right],$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = g \left(\frac{\gamma}{\rho_{H*}} - 1 \right) - 1 + \frac{\gamma \rho_{L*}}{\rho_{H*}^2 + R} \operatorname{Re} \left[\alpha_s e^{i\theta} \right],$$

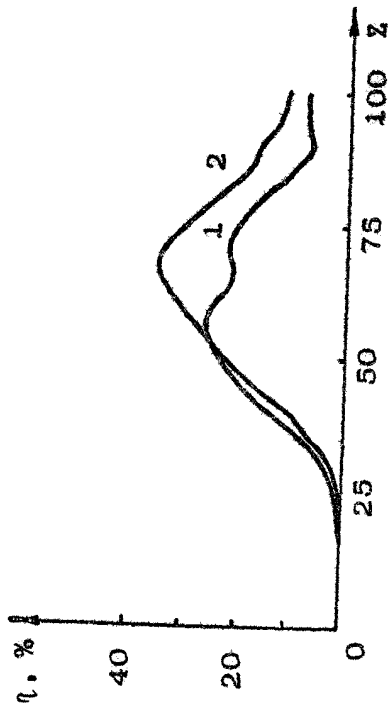
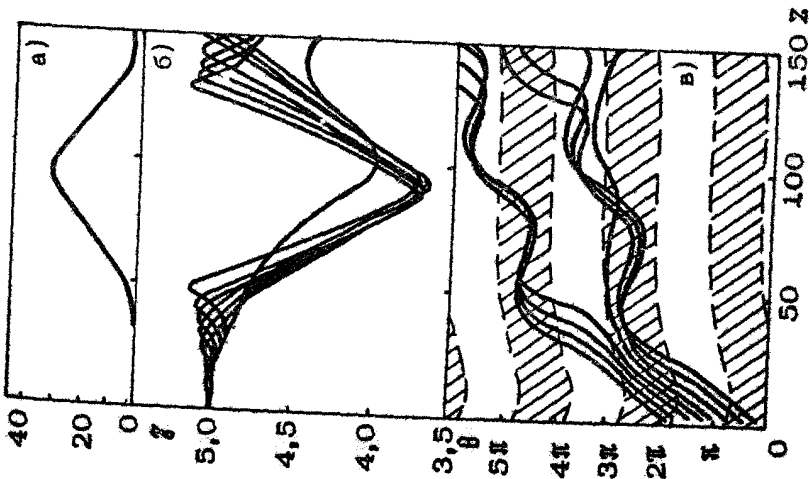
$$\alpha(0) = \alpha_0, \quad \gamma(0) = \gamma_0, \quad \theta(0) = \theta_0 \in [-\theta, 2\pi) \quad (75)$$

Как и в генераторных вариантах ЛСЭ, для достижения высокого КПД в усилителях целесообразно использовать эффект уменьшения параметра инерционной группировки с уменьшением энергии электронов, реализующийся для ветви I стационарных решений. Для этой ветви зависимость КПД от параметра тока J , оптимизированная по начальной расстройке синхронизма Δ и начальной величине параметра группировки μ_0 (последний варьируется путем изменения напряженности ведущего магнитного поля), показана на рис. 11, а. При этом, вследствие более благоприятной струк-



Р и с. 11. Зависимость максимального КПД η_{\max} (а) и оптимальных значений параметров Δ и μ (б) от параметра тока J ($\gamma_0 = 5$; $\alpha_u = 0,1$). Пунктир на рис. а соответствует максимальному КПД в режиме $\mu \approx \gamma_0^{-2}$ ($f = 10$); штрихпунктир — максимальному КПД при $\mu_0 = \mu_{0 \text{ опт}}$ с учетом влияния поля пространственного заряда

Р и с. 12. Зависимость КПД (а), энергии частиц γ (б) и их фаз β (в) от продольной координаты Z в оптимальном по КПД режиме усиления (заштрихованы области гармонизующих фаз): $\kappa_u = 0,1$; $\Gamma_0 = -0,24$; $f = 5,31$; $g = 30$; $\Delta = 0,21$; $J = 0,1$.



Р и с. 13. Зависимость КПД от продольной координаты Z с учетом влияния пространственного заряда (кривая 1) и без него (кривая 2); $\Gamma_0 = -0,28$; $f = 5,27$; $g = 28$; $\Delta = 0,24$; $J = 0,25$.

туры ВЧ-поля максимальное значение КПД усилителей в несколько раз превосходит соответствующие величины для генераторов (ср. рис. 11,а и 9,а). Движение электронов для оптимальных вариантов показано на рис. 12, из которого видно, что все частицы пучка продолжительное время удерживаются в тормозящей фазе волны, образуя компактный фазовый сгусток. Влияние высокочастотного пространственного заряда иллюстрирует рис. 13. Из сравнения кривых 1 и 2, полученных с учетом пространственного заряда и без него, видно, что "эффект отрицательной массы", реализующийся при $\mu_0 < 0$, приводит к росту инкрементов. В то же время эффективность энергообмена, как в МЦР [42], несколько снижается (рис. 11,а).

В заключение используем приведенные выше результаты для оценки параметров ЛСЭ-усилителя с током пучка $I_0 = 1$ кА, энергией электронов $\mathcal{E} = 2$ МэВ, периодом ондулятора $d = 3$ см, напряженностью ондуляторного поля $H_u = 0,36$ кЭ ($\alpha_u = 0,1$) и площадью волноводного канала $S \approx 75$ мм². При указанных параметрах $J \approx 0,1$ и согласно рис. 11 максимальный КПД $\eta_{max} \approx 30\%$ достигается при $\mu_0 = -0,24$, $f = 5,3$ ($H_0 \approx 20$ кЭ). Соответственно коэффициент "преобразования" частоты $q \approx 30$ и длина волны излучения $\lambda = 1$ мм. Инкремент усиления в описанном режиме $|\text{Im } \lambda| \approx 0,2$ см⁻¹. Выходная мощность излучения $P \sim 600$ МВт.

П р и л о ж е н и е

ДВИЖЕНИЕ ТРУБЧАТЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В СЕКЦИИ РАСКАЧКИ

Выше были рассмотрены ЛСЭ с винтовыми ондуляторами и нитевидными приосевыми электронными пучками. Для сильноточных электронных пучков более характерна трубчатая конфигурация. Покажем здесь, что полученные выше результаты могут быть распространены на случай таких пучков и произвольной (не обязательно винтовой) симметрии ондуляторного поля.

Как известно, поперечная структура магнитного поля в ондуляторе задается мембранной функцией Ψ , удовлетворяющей уравнению

$$\Delta_{\perp} \Psi - h_u \Psi = 0, \quad (\text{П1})$$

где $h_u = 2\pi/d$, d - период ондулятора. В случае цилиндрической геометрии решение (П 1) внутри ондулятора имеет вид

$$\Psi = [I_m(h_u r)] \exp(i m \varphi), \quad (\text{П2})$$

где C - константа, определяемая геометрией ондулятора, I_m - модифицированные функции Бесселя первого рода (для винтового ондулятора $m = 1$). Вектор-потенциал, описывающий поле ондулятора, выражается через мембранную функцию Ψ посредством соотношения

$$\vec{A} = \frac{1}{h_u} \text{Re} \left\{ [\nabla_{\perp} \Psi; \vec{z}_0] \exp(i h_u z) \right\}. \quad (\text{П3})$$

На невозмущенной траектории электрона, которая в полярной системе координат характеризуется радиусом R и азимутальным углом Φ , поле (П 3), вообще говоря, имеет эллиптическую поляризацию, которую можно разложить на две круговых. В условиях, когда амплитуда баунс-осцилляций электрона a_b мала в масштабе поперечной неоднородности ондуляторного поля $a_b h_u \ll 1$ ^{*}, амплитуда право- и левополяризованных компонент вектор-потенциала выражаются соотношениями

$$A^{(\pm)} = \mp \frac{1}{2h_u} \hat{L}^{(\pm)} \Psi, \quad (\text{П4})$$

где

$$L^+ = L^{-(*)} = \exp(i\Phi) \left(\frac{\partial}{\partial R} + \frac{i}{R} \frac{\partial}{\partial \Phi} \right)$$

Из соотношений (П 2), (П 4) получаем

$$A^{(\pm)} = C \exp(\pm i h_u z) \exp[i\Phi(m \mp 1)] I_{m \mp 1}(h_u R) \quad (\text{П5})$$

Учет в уравнениях движения левополяризованной компоненты приведет к появлению дополнительного члена

^{*})

Для пучка, инжектирующегося вдоль оси $R \rightarrow 0$ винтового ондулятора, стационарные траектории и их устойчивость при произвольном значении параметра $a_b h_u$ исследованы в работе [22].

$$-i\alpha_u^{(-)} \operatorname{erf}(-iZ) \quad (\alpha_u^- = e |A^{(-)}| / mc)$$

в правой части уравнения (10). В предположении, что поперечный импульс, приобретаемый электроном в поле ондулятора, много меньше продольного импульса $|\rho_{\perp}| / \rho_{\parallel} \ll 1$, после замены переменных $\rho_{\pm} = \rho_{\perp} \operatorname{erf}(iZ)$ уравнение (10) примет следующий вид:

$$\frac{d\rho_{\perp}}{dZ} + i \left[1 - \frac{f}{\hat{\rho}_{\parallel 0}} \left(1 + \frac{|\rho_{\perp}|^2}{2\hat{\rho}_{\parallel 0}} \right) \right] \rho_{\perp} = -i\alpha_u^{(+)} - i\alpha_u^{(-)} \operatorname{erf}(-2iZ), \quad (П6)$$

где $\hat{\rho}_{\parallel 0} = \sqrt{\gamma^2 - 1}$. Вынужденное решение (П6) будем искать в виде суммы плавно меняющейся и быстро осциллирующей составляющих $\rho_{\perp} = \bar{\rho}_{\perp} + \tilde{\rho}_{\perp}$. Для быстро осциллирующей составляющей из (П6) в первом приближении по величине $|\rho_{\perp}| / \rho_{\parallel 0}$ получаем

$$\tilde{\rho}_{\perp} = \frac{\alpha_u^{(-)}}{1 + f/\hat{\rho}_{\parallel 0}} \operatorname{erf}(-2iZ) \quad (П7)$$

Подставляя (П7) в уравнение (П6), для плавно меняющейся составляющей после усреднения имеем

$$\frac{d\bar{\rho}_{\perp}}{dZ} + i \left[1 - \frac{f}{\hat{\rho}_{\parallel 0}} \left(1 + \frac{|\bar{\rho}_{\perp}|^2}{2\hat{\rho}_{\parallel 0}^2} + \frac{\alpha_u^{(-)2}}{\hat{\rho}_{\parallel 0}^2 (1 + f/\hat{\rho}_{\parallel 0})^2} \right) \right] \bar{\rho}_{\perp} = -i\alpha_u^{(+)} \quad (П8)$$

Стационарное решение ($d\bar{\rho}_{\perp}/dZ = 0$), уравнения (П8) дается соотношением

$$\bar{\rho}_{\perp} \left[1 - \frac{f}{\hat{\rho}_{\parallel 0}} \left(1 + \frac{|\bar{\rho}_{\perp}|^2}{2\hat{\rho}_{\parallel 0}^2} + \frac{\alpha_u^{(-)2}}{\hat{\rho}_{\parallel 0}^2 (1 + f/\hat{\rho}_{\parallel 0})^2} \right) \right] = -i\alpha_u^{(+)} \quad (П9)$$

Сравнение (П9) с (16), при разложении последнего по величине $|\bar{\rho}_{\perp}| / \hat{\rho}_{\parallel 0}$, показывает, что эллиптичность поляризации ондуляторного поля (наличие компоненты $\alpha_u^{(-)}$) приводит к изменению эффективной расстройки

$$\Delta_u = 1 - \frac{f}{\hat{p}_{10}} - \frac{f \alpha_u^{(-)2}}{\hat{p}_u^3 (1 + f/\hat{p}_{10})^2}.$$

Таким образом, в области постоянной амплитуды ондуляторного поля баунс-осцилляции электрона могут быть представлены в виде

$$p_+ = p_{1*} e^{iZ} + \frac{\alpha_u^{(-)}}{1 + f/\hat{p}_{10}} e^{-iZ}, \quad (\text{П} 10)$$

где p_{1*} является одним из корней уравнения (П 9).

Вдали от циклотронного резонанса $|\Delta_u| \gg 1$, когда решение (П 9) дается соотношением $p_{1*} \approx \alpha_u^{(+)} / \Delta_u$, формула (П 10) приобретает вид

$$p_+ = \frac{\alpha_u^{(+)} e^{iZ}}{1 + f/\hat{p}_{10} - \alpha_u^{(-)2} f / \hat{p}_{10}^3 (1 + f/\hat{p}_{10})^2} + \frac{\alpha_u^{(-)} e^{-iZ}}{1 + f/\hat{p}_{10}}. \quad (\text{П} 11)$$

В области циклотронного резонанса $\Delta_u \ll 1$ и $p_{1*} \approx \hat{p}_{10}^3 \sqrt{2\alpha_u^{(+)}/f}$. При этом из (П 10) можно получить условие, когда осцилляциями, связанными с левополяризованной компонентой, можно пренебречь:

$$\frac{\alpha_u^{(-)}}{2f^{2/3} \alpha_u^{(+)}^{1/3}} \ll 1. \quad (\text{П} 12)$$

Если электромагнитная волна распространяется в волноводном канале и поперечно неоднородна, то поле этой волны на невозмущенной траектории электрона может быть также разложено на две циркулярно поляризованные компоненты. В общем случае связь электронов, движущихся в поле ондулятора, с полем волноводной моды будет определяться суммой произведений компонент амплитуд одинаковых поляризаций (см. подробнее [16, 17]).

При приближении к циклотронному резонансу и выполнении условия (П 12) влиянием левополяризованных компонент можно пренебречь и описывать взаимодействие грубчатых электронных пучков с полями волноводов либо усредненными уравнениями, аналогичными (45) (в условиях синхронизма (3)), либо (52) (в условиях синхронизмов (7), (8)).

1. Кременцов С. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В. Убигрон – генератор с релятивистским электронным пучком // Письма в ЖТФ. 1976. Т. 2, № 18. С. 453.
2. Birkett D. C., Marshall T. C., Schlesinger S. P., McDermott D. B. A submillimeter free-electron laser experiment // IEEE J. Quant. Electr. 1981, V. QE-17, N 8. P. 1348.
3. Ботвинник И. Е., Братман В. Л., Волков А. В. и др. Мазеры на свободных электронах с брэгговскими резонаторами // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 3, № 10. С. 418.
4. Jackson R. H., Gold S. H., Parker R. K. e. a. Design and operation of collective millimeter-wave free-electron laser // IEEE J. Quant. Electr. 1983. V. QE-19, N 3. P. 346.
5. Ельчанинов А. С., Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В. Вынужденное ондуляторное излучение в режиме высокого КПД // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10, № 18. С. 113.
6. Wurtele J. S., Chu R., Fajans J. Nonlinear theory and experiment of collective free electron lasers // Mas. J. of Tec. 1989. PFC/JA-89-54.
7. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И., Сморгонский А. В. Убигроны и скагтроны // Релятивистская высокочастотная электроника / ИПФ АН СССР. Горький, 1979. С. 217.
8. Канавец В. И., Кубарев В. А., Черепенин В. А. Рассеяние электромагнитных волн на релятивистском электронном потоке // ЖТФ. 1977. Т. 47, № 12. С. 2472.
9. Гинзбург Н. С., Кубарев В. А., Черепенин В. А. Вынужденное рассеяние волн на релятивистском электронном пучке в присутствии однородного магнитного поля // ЖТФ. 1983. Т. 53, № 5. С. 824; ЖТФ. 1985. Т. 55, № 1. С. 53.
10. Мирошниченко В. И. Нелинейная теория вынужденного когерентного рассеяния электромагнитных волн на РЭП в магнитном поле // Физика плазмы. 1980. Т. 6, № 3. С. 581.
11. Ginzburg N. S., Tokman M. D. The increase in efficiency of free-electron lasers by using

cyclotron resonances of electrons with combination wave // *Opt.Comm.* 1988. V. 43, N 3. P.203.

12. Гинзбург Н. С., Сергеев А. С., Токман М. Д. Нелинейная теория вынужденного комбинационного рассеяния электромагнитных волн на замагниченном релятивистском электронном пучке // *ЖТФ.* 1988. Т. 58, № 8. С.1457.
13. Мирошниченко В. И. Вынужденное когерентное рассеяние электромагнитной волны релятивистским пучком осцилляторов // *Изв. вузов. Радиофизика.* 1980. Т. 23, № 3. С. 353.
14. Белов С. Н., Карбушев Н. И., Рухадзе А. А. Вынужденное рассеяние волн замагниченным пучком релятивистских осцилляторов // *ЖТФ.* 1982. Т. 52, № 9. С. 1791.
15. Гинзбург Н. С. К нелинейной теории вынужденного рассеяния электромагнитных волн на движущихся в однородном магнитном поле пучках релятивистских осцилляторов // *ЖТФ.* 1990. Т. 66, № 2. С. 39.
16. Гинзбург Н. С. Нелинейная теория вынужденного ондуляторного излучения и вынужденного рассеяния волн на магнитоуправляемых релятивистских электронных пучках в поперечно-ограниченных электродинамических системах // *Релятивистская высокочастотная электроника / ИПФ АН СССР. Горький, 1983. Вып. 3. С. 26.*
17. Гинзбург Н. С., Новожилова Ю. В. Нелинейная теория вынужденного рассеяния волноводных мод на релятивистском электронном пучке, фокусируемом продольным магнитным полем // *Радиотехника и электроника.* 1984. Т. 29, № 14. С. 2419.
18. Кондратенко А. М., Салдин Е. Л. Генерация когерентного излучения пучком релятивистских электронов в ондуляторе // *ЖТФ.* 1981. Т. 51, № 8. С. 1633.
19. Bernstein I. B., Friedland L. Theory of the free-electron laser in combined helical pump and axial guide fields // *Phys. Rev. A.* 1981. V. 23, N 2. P. 816.
20. Freund H. P., Sprangle P., Dillenburg D. e. a. Coherent and incoherent radiation from free-electron lasers with an axial guide field // *Phys. Rev. A.* 1981. V. 24, N 4. P. 1965.

21. Friedland L., Fruchtmann A. Amplification on relativistic electron beams in combined helical and axial magnetic fields // Phys. Rev. A. 1982. V. 25, N 5. P. 2693.
22. Freund H. P., Johnston S., Sprangle P. Three-dimensional theory of free-electron laser with an axial guide field // IEEE J. Quant. Electr. 1983. V. OE-19, N 3. P. 322.
23. Freund H. P., Gold S. H. Efficiency enhancement in free-electron lasers using a tapered axial guide field // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52, N 11. P. 926.
24. Freund H. P. Nonlinear analysis of free-electron laser amplifiers with axial guide fields // Phys. Rev. A. 1983. V. 27, N 4. P. 1977.
25. Ganguly A. K., Freund H. P. High-efficiency operation of free-electron laser amplifiers // IEEE Plasma Science. 1988. V. 16, N 2. P. 167.
26. Kho T. H., Lin A. T. Combined wiggler and solenoidal field effects in free electron laser and electron cyclotron maser // Int. J. Electr. 1988. V. 65, N 3. P. 513.
27. Fajans T., Bekefi G., Yin Y. Z., Lax B. Microwave studies of a tunable free-electron laser in combined axial and wiggler magnetic fields // Phys. Fluids. 1985. V. 28, N 6. P. 1995.
28. Fajans J., Kirkpatrick D. A., Bekefi G. Off-axis electron orbits in realistic helical wigglers for free-electron laser applications // Phys. Rev. A. 1985. V. 32, N 6. P. 3448.
29. Гинзбург Н. С., Петелин М. И. Теория релятивистских убитронов с сильноочными электронными пучками // Релятивистская высокочастотная электроника / ИПФ АН СССР. Горький, 1984. Вып. 4. С. 49.
30. Гинзбург Н. С., Новожилова Ю. В. К линейной теории ЛЭС с адиабатически включающимся полем ондулятора и однородным продольным магнитным полем // ЖТФ. 1986. Т. 56, № 9. С. 1709.

31. Гинзбург Н. С., Новожилова Ю. В. О дисперсионном уравнении ЛСЭ с комбинированным ондуляторным и однородным магнитным полем // Изв. вузов, Радиофизика. 1987. Т. 30, № 11. С. 1371.
32. Гинзбург Н. С., Песков Н. Ю. Нелинейная теория релятивистских убитронов с электронными пучками, сформированными в адиабатически нарастающем поле ондулятора и однородном продольном магнитном поле // ЖТФ. 1988. Т. 58, № 5. С. 859.
33. Артамонов А. С., Иноземцев Н. И. Коллективные неустойчивости электронного пучка в магнитных полях спирального ондулятора и соленоида // Радиотехника и электроника. 1989. Т. 34, № 3. С. 593.
34. Сергеев А. С., Суворов Е. В., Токман М. Д. К теории циклотронного ускорения электронов интенсивными электромагнитными волнами в разреженной плазме: Препринт № 172 / ИПФ АН СССР. Горький, 1987.
35. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. М.: Физматгиз, 1958.
36. Гинзбург Н. С., Пегелин М. И., Сергеев А. С. Совмещение высокого КПД и высокого инкремента в ЛСЭ профилированием параметра инерционной группировки электронов // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12, № 11. С. 685.
37. Гинзбург В. Л., Франк И. М. Об эффекте Доплера при сверхсветовой скорости // ДАН СССР. 1947. Т. 56, № 6. С. 583.
38. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Нусинович Г. С. и др. Циклотронные и синхротронные мазеры // Релятивистская высокочастотная электроника / ИПФ АН СССР. Горький, 1979. С. 157.
39. Гинзбург Н. С. Усредненные уравнения движения релятивистских электронов в поле двух разночастотных электромагнитных волн в присутствии нерезонансного однородного магнитного поля // ЖТФ. 1988. Т. 58, № 6. С. 1078.
40. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике // М.: ИЛ, 1963.
41. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Устойчивость заряженных пучков в накопительных системах // Атомная энергия. 1959. Т. 7. С. 549.

42. Братман В. Л. К вопросу о неустойчивости орбитального движения в слое электронов, вращающихся в однородном магнитостатическом поле // ЖТФ. 1976. Т. 4. № 10. С. 2030.
43. Гольденберг А. Л., Петелян М. И. Неустойчивости периодических электронных пучков относительно высокочастотных электромагнитных возмущений // Радиотехника и электроника. 1964. Т. 9, № 11. С. 1987.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВОЛН В ПЛАЗМЕННЫХ СИСТЕМАХ СИЛЬНОТОЧНЫМИ РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

В.А.Балакирев, Е.А.Галстьян, Н.И.Карбушев,
А.О.Островский, Г.В.Сотников, А.Д.Шаткус

ВВЕДЕНИЕ

В последние годы интенсивно развивается теория взаимодействия электронных пучков с плазмой [1,2]. Черенковское возбуждение волн в различных плазменных системах сильноточными релятивистскими электронными пучками (на основе черенковского механизма) обладает рядом качественных особенностей. Было найдено, что при наличии сильного внешнего магнитного поля инкремент плазменно-пучковой неустойчивости в условиях точного равенства фазовой скорости плазменной волны и скорости пучка в сильноточном пределе пропорционален квадратному корню из тока пучка [3-5], тогда как в случае слаботочного пучка инкремент пропорционален току в степени $1/3$. Максимальная величина инкремента при больших значениях тока пропорциональна току пучка [6-9], а сам максимум смещается в область, где плазменная волна обгоняет электронный пучок [8-11], в то время как при малых токах максимум инкремента достигается в точке, соответствующей точному синхронизму плазменной волны с пучком. Последнее обстоятельство послужило основанием для вывода об изменении механизма плазменно-пучкового взаимодействия с ростом тока пучка [10]. Отмечено также возрастание роли высокочастотного пространственного заряда в случае взаимодействия сильноточных электронных пучков с плазмой [8,9,12], что может являться причиной раз-

вития неустойчивостей типа отрицательной массы [5,8,9, 12-14].

В работах [15,16] было обращено внимание на необходимость учета эффектов, обусловленных релятивистской скоростью осциллирующих электронов пучка в поле возбуждаемых плазменных колебаний, на нелинейной стадии развития плазменно-пучковой неустойчивости при больших значениях тока. В результате этих эффектов ухудшается захват электронов пучка и с ростом тока монотонно снижается эффективность (КПД) плазменно-пучкового взаимодействия *) [15-17], тогда как КПД в слаботочном пределе пропорционален току пучка в степени $1/3$. Высокочастотный пространственный заряд усугубляет ситуацию в плазменно-пучковых системах, приводя к еще большему снижению КПД, величина которого оказывается обратно пропорциональной току пучка [19-25].

Перечисленные выше особенности возбуждения плазменных волн сильноточными релятивистскими электронными пучками имеют место в условиях, когда в резонансном (синхронном) взаимодействии с пучком участвует только одна квазимонохроматическая волна плазменной системы. Вместе с тем, как отмечалось в работе [26], с ростом тока пучка область синхронизма расширяется (грубо говоря, ее ширина порядка инкремента), и в ней может оказаться по крайней мере несколько плазменных волн, неортогональных плотности наводимого в пучке переменного тока. Все эти волны будут иметь возможность возбуждаться и существенно влиять на характер плазменно-пучкового взаимодействия. В таких условиях одноволновая теория становится несправедливой и для описания процесса взаимодействия необходима многоволновая нелинейная теория **).

Одним из предельных случаев многоволновой теории является, в частности, квазилинейная теория плазменно-пучкового взаимодействия [31], описывающая диффузию электронов

*) Снижение КПД электронных приборов с ростом тока сильноточных пучков, связанное с релятивистскими особенностями группирования их электронов, наблюдается также в вакуумной СВЧ-электронике [18].

***) Различные варианты многоволновой теории взаимодействия сильноточных релятивистских электронных пучков с замедляющими системами разработаны и развиваются в настоящее время в вакуумной СВЧ-электронике [27-30].

пучка в пространстве импульсов в поле большого количества плазменных волн.

Степень проявления сильноточных эффектов в плазменно-пучковом взаимодействии определяется некоторым параметром (параметром сильноточности), пропорциональным току пучка. В качестве такого параметра может выступать, например, силовой параметр Судана [15,16].

Наряду с результатами стационарной нелинейной теории определенный интерес представляет исследование нестационарных процессов развития неустойчивости в плазме с сильноточным релятивистским электронным пучком [19-21,32]. В плазменно-пучковых системах конечной длины при наличии отражений плазменных волн на концах имеет место обратная связь, и развитие неустойчивости возможно в случае ее положительности при условии превышения некоторого порога. Эволюция неустойчивости в таких системах описывается нестационарной нелинейной теорией, учитывающей граничные условия на торцевых концах [33-38].

В поперечно ограниченных сильноточных плазменно-пучковых системах имеет место также эффект канализации электромагнитного излучения [39-41], аналогичный обнаруженному и интенсивно изучаемому в настоящее время в лазерах на свободных электронах и вакуумной СВЧ-электронике [42-44,28]. При этом поперечная структура амплитуд полей возмущений в сильной степени определяется самим электронным пучком, а при развитии неустойчивости происходит интенсивное излучение электромагнитной энергии в поперечном направлении.

В настоящей работе изложены основные результаты по взаимодействию сильноточных релятивистских электронных пучков с плазмой на основе черенковского синхронизма, полученные и опубликованные в литературе в последние годы. При этом за рамками статьи остаются другие многочисленные вопросы плазменной электроники (см., например, [16]).

ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ

При наличии сильного внешнего магнитного поля наиболее просто дисперсионное соотношение записывается в геометрии, когда однородные по плотности моноэнергетичный электронный пучок и холодная электронная плазма имеют

совпадающие поперечные сечения и полностью заполняют все пространство или однородный металлический волновод. Оно имеет вид

$$k_{\perp}^2 + \left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \right) \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\omega_b^2}{\gamma^3 (\omega - k u)^2} \right] = 0, \quad (1)$$

где ω и k — частота и волновой вектор (постоянная распространения) возмущений, k_{\perp} — поперечное волновое число, $\omega_{p,b} = (4\pi e^2 n_{p,b} / m)^{1/2}$ — ленгмюровские частоты плазмы и пучка, $n_{p,b}$ — плотности их электронов, $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор электронов пучка, u — их скорость, e и m — заряд и масса электрона, c — скорость света. Для круглого волновода с радиусом R величина $k_{\perp} = \mu_s / R$, где μ_s — s -й корень функции Бесселя.

В отсутствие пучка ($\omega_b^2 = 0$) из уравнения (1) находим волновые векторы плазменных волн

$$k = k_s(\omega) = \pm \sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - \frac{k_{\perp}^2}{\epsilon_p}}, \quad \epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} < 0. \quad (2)$$

В черенковском синхронизме с электронным пучком могут находиться только волны с $k_s > 0$. При наличии пучка в безразмерных переменных

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{2\gamma^2}{\omega_p} (k u - \omega), & \delta &= 2\gamma^2 \left(\frac{k_s u}{\omega} - 1 \right), \\ \rho &= \gamma^2 \frac{k_{\perp}^2 u^2}{\omega_p^2}, & i_b &= \frac{4\omega_b^2}{\gamma k_{\perp}^2 u^2}, & \alpha &= \frac{\omega}{\omega_p} \approx \sqrt{1 - \frac{\rho}{1 + \delta}} \end{aligned} \quad (3)$$

в условиях выполнения неравенств $|\eta|/\alpha$, $|\delta| \ll 2\gamma^2$ дисперсионное соотношение запишется следующим образом:

$$1 - \left(1 + \frac{\eta}{\alpha} \right) \left(\frac{1}{1 + \delta} + \frac{i_b \alpha^2}{\eta^2} \right) = 0 \quad (4)$$

В пределе малого параметра сильноточности $i_b \ll 1$ максимальный инкремент достигается при нулевой расстройке $\delta = 0$, что возможно, если только параметр $\rho < 1$. При этом из уравнения (4) следует выражение $(|\eta| \ll \alpha)$

$$\eta = \frac{1 \pm i\sqrt{3}}{2} i_b^{1/3} \sqrt{1 - \rho}. \quad (5)$$

Инкремент отличен от нуля, если расстройка изменяется в интервале $\rho-1 < \delta < 3(i_0/4)^{1/3}$. В случае сильноточного электронного пучка, когда $i_0 \gg 1$, решение уравнения (4) принимает вид [6,7]

$$\frac{y}{\alpha} = \frac{1+\delta}{2} \pm i \sqrt{i_0(1+\delta) - \frac{\delta^2}{4} + \frac{\delta}{2}}, \quad (6)$$

причем $|y| \gg \alpha$.

Из соотношения (6) следует, что инкремент отличен от нуля ($\text{Im } y \neq 0$) в области изменения расстройки $\rho-1 < \delta < 4i_0^{1/3}$, расширяющейся с ростом тока пучка^{*)}. Максимальный инкремент

$$(\text{Im } y)_{\text{max}} = i_0 + 1 - \rho/4, \quad (7)$$

пропорциональный ω_0^2 при $\rho \ll i_0$, достигается в середине этой области $\delta = 2i_0^{1/3} + 1 + \rho/2$, тогда как на нулевой расстройке $\text{Im } y = \pm \sqrt{i_0}$. Усиление плазменной волны пучком с $\text{Im } y \neq 0$ возможно при величине параметра $\rho < 4(i_0 + 1)$.

Разделяя полное электрическое поле на частоте ω на поле плазменной волны и поле пространственного заряда пучка, дисперсионное соотношение (1) можно привести к виду, распространенному в теории ЛБВ [45]:

$$(k^2 - k_0^2) [(\omega - k u)^2 - \omega_0^2 \Gamma / \gamma^3 \epsilon_p] = -K \omega^2 \omega_0^2 / u^2 \gamma^3. \quad (8)$$

Коэффициенты связи K и депрессии Γ при этом равны [8,9,12]: $K = k^2 u^2 / \omega^2 \epsilon_p^2$, $\Gamma = 1$. В случае слабotoчного электронного пучка амплитуда поля пространственного заряда в $i_0^{-1/3}$ раз меньше амплитуды продольной составляющей электрического поля плазменной волны. При сильноточном пучке электронов в случае нулевой расстройки амплитуда поля пространственного заряда в $\sqrt{i_0}$ раз превосходит амплитуду поля волны и вследствие отрицательного знака ϵ_p в соотношении (8) обуславливает развитие плазменно-пучковой неустойчивости типа отрицательной массы. В то же время для значения расстройки, соответствующего достижению максимума инкремента (7), амплитуды полей волны и простран-

*) В работах [19-21] ошибочно было найдено сужение области неустойчивости с ростом тока сильноточного пучка.

ственного заряда оказываются сравнимыми по величине (их отношение составляет $\sqrt{2(1+\rho)}$). С дальнейшим ростом радиуса трубки роль пространственного заряда еще более ослабляется.

В случае тонкостенного трубчатого электронного пучка радиуса r_0 с полным током I , распространяющегося в однородном замагниченном плазменном волноводе радиуса дисперсионное соотношение записывается следующим образом [8,9,13,14] :

$$J_\ell(\lambda) = \frac{\pi \mu_1^2 \alpha^2 u^2 i_0}{16 \gamma^2 (\omega - \kappa u)^2} J_\ell(\lambda B) [J_\ell(\lambda B) N_\ell(\lambda) - J_\ell(\lambda) N_\ell(\lambda B)], \quad (9)$$

где J_ℓ и N_ℓ - функции Бесселя и Неймана ℓ -го порядка $\lambda = R \sqrt{-\alpha^2 \epsilon_p}$, $\alpha^2 = \kappa^2 - \omega^2/c^2$, $B = r_0/R$, μ_1 -

- первый корень функции Бесселя, и параметр сильноточности равен $i_0 = 16 e I / \mu_1^2 m \gamma u^3$. Из соотношения (9) следует, что в такой системе возмущения с различными азимутальными волновыми числами ℓ являются независимыми, однако при любом ℓ полное возмущение представляется в виде суперпозиции бесконечного набора возмущений, характеризующихся различными корнями μ_s функции Бесселя ℓ -го порядка.

При малых значениях параметра $i_0 \ll 1$ из соотношения (9) следует, что $J_\ell(\lambda) \approx 0$ и его удобно записать в виде (8) с коэффициентами связи и депрессии [8,9,13,14] :

$$K_s = (\mu_s u / \omega R \epsilon_p)^2 [J_\ell(\mu_s B) / J_{\ell+1}(\mu_s)]^2,$$

$$\Gamma_s(\kappa) = \frac{\pi}{4} \alpha^2 R^2 \epsilon_p \frac{J_\ell(\lambda B)}{J_\ell(\lambda)} [J_\ell(\lambda B) N_\ell(\lambda) - J_\ell(\lambda) N_\ell(\lambda B)] +$$

$$+ \frac{\mu_s^2 J_\ell^2(\mu_s B)}{\epsilon_p R^2 (\kappa^2 - \kappa_s^2) J_{\ell+1}^2(\mu_s)}, \quad (10)$$

если ленгмюровскую частоту пучка ω_0 определять в соответствии с усредненной по всему сечению волновода плотностью его электронов. Коэффициент депрессии (10), вооб-

ше говоря, является функцией волнового вектора k , но в пределе $k \rightarrow k_s$ для него справедливо выражение

$$\Gamma_s = \frac{J_p(\mu_s b)}{J_{p+1}^2(\mu_s)} \left\{ \frac{3}{2} J_p(\mu_s b) + \right. \\ \left. + \mu_s b J_p'(\mu_s b) + \frac{\pi}{4} \mu_s^2 J_{p+1}(\mu_s) \left[J_{p+1}(\mu_s) N_p(\mu_s b) + \right. \right. \\ \left. \left. + J_p(\mu_s b) N_p'(\mu_s) \right] \right\}, \quad (11)$$

где штрих означает дифференцирование по полному аргументу.

Таким образом, в случае слаботочного пучка его взаимодействие с плазменным волноводом может быть описано дисперсионным соотношением, полностью аналогичным дисперсионному соотношению ЛБВ. Вместе с тем при больших значения параметра сильноточности $i_b \gtrsim 1$ такого приближения уже оказывается недостаточно. К более точным результатам приводит учет дисперсии коэффициента депрессии (10), т.е. его зависимость от волнового вектора в первом приближении ($d\Gamma/dk \neq 0$). В случае же $i_b \gg 1$ возникает необходимость численного решения уравнения (9). Некоторые результаты такого решения в азимутально симметричном случае $\beta = 0$ приведены, например, в работе [46].

НЕЛИНЕЙНЫЕ УРАВНЕНИЯ МНОВОВОЛНОВОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Приведем результаты многоволновой теории плазменно-пучкового взаимодействия в стационарном приближении для случая, когда тонкостенный трубчатый электронный пучок распространяется в замагниченном однородном плазменном волноводе. Все возмущения будем полагать азимутально симметричными, так что возмущенные величины представимы в виде $f = f(r, z) \exp(-i\theta)$, где фаза θ равна $\theta = \omega t - k_1 z$, t и z — время и продольная координата, k_1 — волновой вектор плазменной волны, характеризуемой минимальным корнем функции Бесселя μ_1 , а $f(r, z)$ — медленно меняющиеся в

продольном направлении амплитуды, удовлетворяющие неравенству

$$\left| \frac{\partial \ln f(r, z)}{\kappa_1 dz} \right| \ll 1 \quad (12)$$

Согласно общей теории возбуждения волноводов [45] продольная составляющая полного электрического поля на частоте ω в отсутствие пространственной дисперсии плазмы в условиях (12) может быть представлена в виде

$$E_z = E(r, z) \exp(-i\theta) = \left[\sum_{s=1}^{\infty} E_s(z) J_0\left(\mu_s \frac{r}{R}\right) + \frac{4\pi j dz}{i\omega \epsilon_p} \right] \exp(-i\theta), \quad (13)$$

где $j dz = [I_\omega(z)/\pi] \delta(r^2 - r_0^2)$ — амплитуда продольной составляющей плотности возмущенного тока, $I_\omega(z)$ — амплитуда возмущенного тока пучка. $E_s(z)$ — амплитуды плазменных волн, подчиняющиеся уравнениям возбуждения

$$\begin{aligned} \frac{dE_s}{dz} + i \frac{\kappa_1^2 - \kappa_s^2}{2\kappa_1} E_s &= \\ &= \frac{\kappa_s}{\kappa_1 N_s} \int_{S_1} dz J_0\left(\mu_s \frac{r}{R}\right) dS_1 \end{aligned} \quad (14)$$

в которых норма волн N_s равна

$$N_s = - \frac{\omega \kappa_s \epsilon_p^2 R^4}{2\mu_s^2} J_1^2(\mu_s), \quad (15)$$

а интегрирование в правой части выполняется по всему поперечному сечению волновода S_1 . Подстановка выражений (2) для κ_s^2 и выполнение интегрирования позволяют привести уравнения (14) к виду

$$\begin{aligned} \frac{dE_s}{dz} + i \frac{\mu_s^2 - \mu_1^2}{2\kappa_1 \epsilon_p R^2} E_s &= \\ &= - \frac{2\mu_s^2 I_\omega}{\omega \kappa_1 \epsilon_p^2 R^4} \cdot \frac{J_0(\mu_s \theta)}{J_1^2(\mu_s)}. \end{aligned} \quad (16)$$

Разлагая δ -функцию в выражении (13) в ряд по функциям Бесселя, находим, что амплитуда электрического поля, действующего на электроны пучка ($r = r_0$), равна

$$E(r_0) = \sum_{s=1}^{\infty} E_s J_0(\mu_s \delta) - \frac{4i I_{\omega}}{\omega \epsilon_p R^2} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{J_0^2(\mu_s \delta)}{J_1^2(\mu_s)} \quad (17)$$

Каждый из рядов в выражении (17) расходится, однако при их суммировании расходимость устраняется. Чтобы в этом убедиться, заметим, что второй член в левой части уравнений (16), определяющих амплитуды E_s , возрастает с ростом номера s пропорционально $\mu_s^2 \propto s^2$ при $s \gg 1$. Поэтому для возмущений с медленно меняющимися амплитудами (12) существует такой номер N , начиная с которого при всех номерах $s \gg N+1$ будет выполняться условие

$$\frac{2\kappa_1 |\epsilon_p| R^2}{\mu_s^2 - \mu_1^2} \left| \frac{d}{dz} \ln F_s \right| \ll 1 \quad (18)$$

Решение уравнений (16) в последнем случае можно найти приближенно. Тогда получаем

$$E_{s \gg N+1} \approx \frac{4i I_{\omega}}{\omega \epsilon_p R^2} \frac{\mu_s^2}{\mu_s^2 - \mu_1^2} \frac{J_0(\mu_s \delta)}{J_1^2(\mu_s)} - \delta \frac{\kappa_1}{\omega} \frac{dI_{\omega}}{dz} \frac{\mu_s^2}{(\mu_s^2 - \mu_1^2)^2} \frac{J_0(\mu_s \delta)}{J_1^2(\mu_s)} \quad (19)$$

Таким образом, для амплитуды полного электрического поля, действующего на электроны пучка, можно записать приближенное выражение

$$E(r_0) \approx \sum_{s=1}^N E_s J_0\left(\mu_s \frac{r_0}{R}\right) - \frac{4i \Gamma_N}{\omega \epsilon_p R^2} I_{\omega} - \frac{4\Gamma'_N}{\omega \epsilon_p R^2} \frac{dI_{\omega}}{dz}, \quad (20)$$

где N амплитуд E_s отделяются из уравнений (16), а коэффициенты Γ_N и Γ'_N равны

$$\Gamma_N = \sum_{s=1}^N \frac{J_0^2(\mu_s \bar{\theta})}{J_1^2(\mu_s)} - \sum_{s=N+1}^{\infty} \frac{\mu_s^2}{\mu_s^2 - \mu_1^2} \frac{J_0^2(\mu_s \bar{\theta})}{J_1^2(\mu_s)},$$

$$\Gamma'_N = 2\kappa_1 \epsilon_p R^2 \sum_{s=N+1}^{\infty} \frac{\mu_s^2}{(\mu_s^2 - \mu_1^2)^2} \frac{J_0^2(\mu_s \bar{\theta})}{J_1^2(\mu_s)} \quad (21)$$

Ряды в (21) являются уже сходящимися.

Уравнения движения для фазы $\bar{\theta}$ и скорости v электронов пучка имеют вид

$$\frac{d\bar{\theta}}{dz} = \frac{\omega}{v} - \kappa_1,$$

$$\frac{dv}{dz} = \frac{e}{m\gamma} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2} \operatorname{Re} [E(\tau_{\bar{\theta}}) \exp(-i\bar{\theta})] \quad (22)$$

Амплитуда возмущения полного тока пучка на частоте ω с помощью разложения Фурье тока пучка и теоремы Лиувилля выражается через ток инжекции I и фазы его электронов следующим образом:

$$I_{\omega} = \frac{I}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(i\bar{\theta}) d\bar{\theta}_0, \quad (23)$$

где $\bar{\theta}_0$ — значения фазы в сечении инжекции $z=0$

Уравнения (16) и (22) совместно с соотношениями (20), (21) и (23) описывают многоволновое взаимодействие тонкостенного трубчатого релятивистского электронного пучка с однородным замагниченным плазменным волноводом. Граничные условия в случае отсутствия предварительной модуляции пучка записываются в виде ($z=0$)

$$\bar{\theta} = \bar{\theta}_0 \in [0, 2\pi), \quad v = u, \quad E_s = E_{s0}, \quad s \leq N, \quad (24)$$

где E_{s0} — амплитуды волн плазменного волновода в сечении $z=0$, а распределение электронов пучка по начальным фазам $\bar{\theta}_0$ равномерное во всем интервале $[0, 2\pi)$

Полную систему уравнений удобно записать в безразмерных обозначениях:

$$\dot{\bar{\theta}} = 2\gamma^2 \left(1 - \frac{v}{u}\right), \quad \ddot{\bar{\theta}} = \frac{\omega \bar{\theta}}{2\gamma^2 u},$$

$$\xi = - \frac{4\gamma e E (\tau_0)}{m \omega u}. \quad (25)$$

Полагая $|\nu|, |\delta| \ll 2\gamma^2$ (в условиях (12) эти неравенства всегда выполняются), имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\theta}{d\xi} = \nu - \delta, \quad \frac{d\nu}{d\xi} = [1 + \nu(1 - \gamma^2)]^{3/2} \operatorname{Re} [\xi \operatorname{erf}(-i\theta)], \\ \xi = \sum_{s=1}^N \xi_s - i \cdot i_0 \Gamma_N (1 + \delta) \rho + i_0 \Lambda_N \frac{d\rho}{d\xi}, \\ \rho = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \operatorname{erf}(i\theta) d\theta_0, \end{aligned} \quad (26)$$

$$\frac{d\xi_s}{d\xi} - i\xi_s \left(\frac{\mu_s^2}{\mu_1^2} - 1 \right) (1 + \delta) = i_0 \frac{\mu_s^2}{\mu_1^2} \frac{J_0^2(\mu_s \theta)}{J_1^2(\mu_s \theta)} (1 + \delta)^2 \rho,$$

где

$$\Lambda_N = \mu_1^2 \Gamma'_N / 2 \kappa_1 \varepsilon_p R^2,$$

i_0 — параметр сильноточности, введенный ранее в соотношение (9), $\delta = 2\gamma^2 (\kappa_1 u / \omega - 1)$ — расстройка. Граничные условия (24) в сечении $\xi = 0$ при этом запишутся в виде

$$\theta = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \nu = 0, \quad \xi_s = \xi_{s0}, \quad s \leq N. \quad (27)$$

Система уравнений (26) в случае $N=1$, $\Gamma_1 = \Lambda_1 = 0$ и $|\nu|, |\delta| \ll 1$ исследовалась в работах [15, 47]. При этом единственным свободным параметром является расстройка δ . Если отказаться от условия $|\nu| \ll 1$, то в ультрарелятивистском пределе $\gamma^2 \gg 1$ получим систему уравнений, зависящую от двух свободных параметров, δ и i_0 , и исследованную в работах [15, 17, 27]. Полагая в (26) $N=1$, $\Lambda_1 = 0$, $\gamma^2 \gg 1$, приходим к уравнениям, решение которых производилось в работах [22, 23], а если еще считать $\Gamma_1 = 1$, то уравнения (26) примут вид, приведенный в [19-21].

Уравнения (26) имеют интеграл, выражающий закон сохранения энергии. Его можно записать в виде

$$\eta = \frac{1}{2\pi(1-\gamma^{-1})} \int_0^{2\pi} \left[1 - \frac{1}{\sqrt{1+\delta(1-\gamma^{-2})}} \right] d\theta_0 = \sum_{s=1}^N \eta_s + \eta_\Lambda =$$

$$= \frac{1+\gamma^{-1}}{\delta i_0} \left[\frac{1}{(1+\delta)^2} \sum_{s=1}^N \frac{\mu_s^2 J_1^2(\mu_s) (|\mathcal{E}_s|^2 - |\mathcal{E}_{s0}|^2)}{\mu_s^2 J_0^2(\mu_s b)} + \right.$$

$$\left. + \Lambda_N i_0^2 |p| \right], \quad (28)$$

где η — относительная доля полных потерь кинетической энергии пучка, а η_s и η_Λ — относительные потоки энергии волн плазменного волновода с номерами $s \leq N$ и собственных колебаний пучка. Отсюда явно возникает физический смысл дисперсионного коэффициента Λ_N — он учитывает суммарную энергию возбуждаемых пучком волн плазменного волновода с номерами $s \geq N+1$. В таком приближении эта суммарная энергия проявляется как энергия собственных колебаний пучка. Отсюда же следует положительная определенность коэффициента $\Lambda_N > 0$ при любом N .

Вычисление величин Γ_N и Λ_N , входящих в уравнения (26), можно производить с помощью рядов (21). Однако оказывается удобнее воспользоваться результатами линейной теории. Учитывая, что в линейной теории производная d/dz эквивалентна умножению на $i(k-k_1)$, и выражая амплитуду продольной составляющей полного электрического поля через амплитуду возмущенного тока пучка I_ω , находим, что величина Γ_N равна значению функции $\Gamma_N(k)$ в точке $k=k_1$, а величина Γ'_N ее производной по k в той же точке, где

$$\Gamma_N(k) = \Gamma_1(k) + \frac{1}{\epsilon_0 R^2} \sum_{s=2}^{\infty} \frac{\mu_s^2}{k^2 - k_s^2} \frac{J_0^2(\mu_s b)}{J_1^2(\mu_s)}, \quad (29)$$

а функция $\Gamma_1(k)$ определяется соотношением (10). Таким образом, получаем

$$\Gamma_N = \Gamma_1 + \sum_{s=2}^N \frac{\mu_s^2}{\mu_s^2 - \mu_1^2} \frac{J_0^2(\mu_s b)}{J_1^2(\mu_s)},$$

$$\Lambda_N = \Lambda_1 - \sum_{s=2}^N \frac{\mu_1^2 \mu_s^2}{(\mu_s^2 - \mu_1^2)} \frac{J_0^2(\mu_s \delta)}{J_1^2(\mu_s)}, \quad (30)$$

где Γ_1 определено в (11), а

$$\begin{aligned} \Lambda_1 = J_1^{-2}(\mu_1) & \left\{ \frac{1}{12} (\mu_1^2 - 5 + 3\mu_1^2 \delta^2) J_0^2(\mu_1 \delta) + \mu_1 \delta J_0(\mu_1 \delta) J_1(\mu_1 \delta) - \right. \\ & - \frac{1}{4} \mu_1^2 \delta^2 J_1^2(\mu_1 \delta) + \frac{\pi}{8} \mu_1^2 J_1(\mu_1) \left[2 J_0^2(\mu_1 \delta) N_1(\mu_1) - \right. \\ & - 2 J_0(\mu_1 \delta) J_1(\mu_1) N_0(\mu_1 \delta) + \mu_1 \delta J_1(\mu_1) J_1(\mu_1 \delta) N_0(\mu_1 \delta) + \\ & \left. \left. + \mu_1 \delta J_1(\mu_1) J_1(\mu_1 \delta) N_1(\mu_1 \delta) - 2 \mu_1 \delta J_0(\mu_1 \delta) J_1(\mu_1 \delta) N_1(\mu_1) \right] \right\} \quad (31) \end{aligned}$$

Обсудим вопрос, в каких условиях необходима многоволновая теория взаимодействия. Для этого заметим, что неравенство (18) в линейном приближении может быть записано в виде

$$\frac{2\gamma^2 \mu |k - k_1|}{\omega(1 + \delta)} \ll \frac{\mu_s^2}{\mu_1^2} - 1. \quad (32)$$

В слабощочном пределе $i_\beta \ll 1$ заметное усиление волн имеет место в области малых расстройк $|\delta| \approx i_\beta^{-1/2} \ll 1$, причем $2\gamma^2 \mu |k - k_1| / \omega \sim i_\beta^{1/2} \ll 1$. Соответственно при малом параметре сильноточности неравенство (32) выполняется для всех $s \geq 2$ и справедлива одноволновая теория ($N = 1$). В случае больших значений параметра сильноточности $i_\beta \gg 1$ максимальный инкремент достигается в области больших расстройк $\delta \sim i_\beta \gg 1$, когда левая часть неравенства (32) порядка единицы. Следовательно, номер N в уравнениях (26) необходимо выбрать таким, чтобы выполнялось условие $\mu_{N+1}^2 / \mu_1^2 \sim (N+1)^2 \gg 1$. При нулевой же расстройке ($\delta = 0$) левая часть

(32) оказывается порядка $\sqrt{i_0} \gg 1$, вследствие чего номер N должен определяться из условия

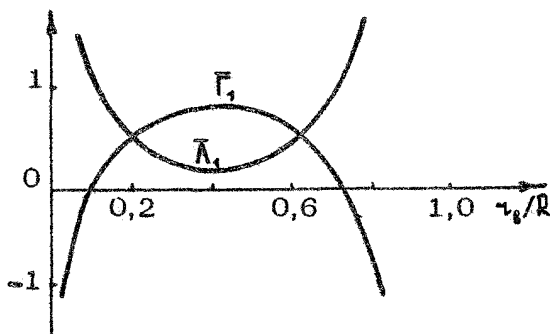
$$\mu_{N+1}^2 / \mu_1^2 \sim (N+1)^2 \gg \sqrt{i_0} \gg 1.$$

Отсюда следует, что при $i_0 \gg 1$ теория всегда должна быть многоволновой, причем необходимо учитывать также дисперсионный коэффициент Λ_N .

Отметим, что неравенство (12), при выполнении которого получена система нелинейных уравнений (26), справедливо лишь в приближении $i_0 \ll 2\gamma^2$, когда полный ток пучка мал по сравнению с пирсовским. В противном случае наряду с попутными необходимо учитывать возбуждение пучком и встречных волн с $k_z < 0$. Кроме того, нетрудно убедиться в том, что при $i_0 \sim 2\gamma^2$ движение электронов плазмы становится нелинейным раньше, чем движение электронов пучка.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Значения коэффициентов Γ_N и Λ_N , входящих в систему уравнений (26), существенно зависят от отношения радиуса пучка к радиусу волновода $\beta = r_0/R$. В качестве примера на рис. 1 представлены такие зависимости для величин $(\bar{\Gamma}_1, \bar{\Lambda}_1) = (\Gamma_1, \Lambda_1) [I_0^2(\mu_1)/I_0^2(\mu, \beta)]$. Коэффициент депрессии $\bar{\Gamma}_1$ обращается в нуль в двух точках — $\beta = 0,1$ и $\beta = 0,73$, являясь положительным в интервале между ними и отрицательным в осталь-

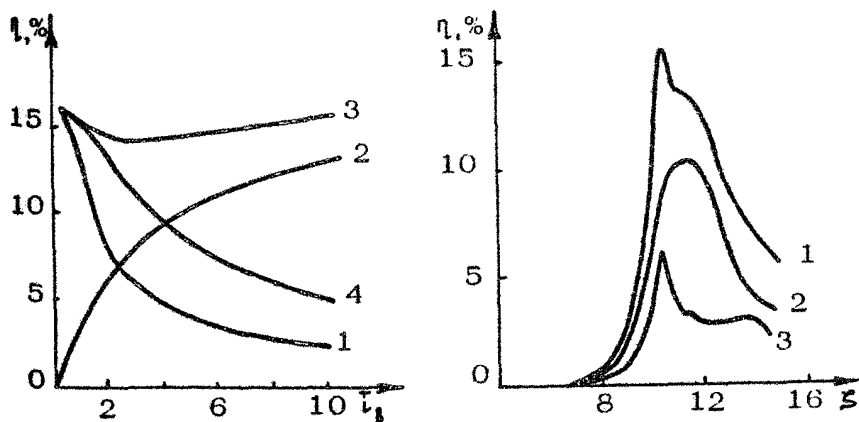


Р и с. 1. Зависимости коэффициентов $\bar{\Gamma}_1$ и $\bar{\Lambda}_1$ от отношения радиуса пучка к радиусу волновода

ной области. Коэффициент $\bar{\Lambda}_1$ всегда положителен и на краях интервала $\bar{b} \rightarrow 0$ и $\bar{b} \rightarrow 1$ устремляется в бесконечность.

Численные расчеты уравнений (26) проводились при релятивистском факторе $\gamma \gg 1$, различных значениях расстройки δ и коэффициентов $\bar{\Gamma}_n, \bar{\Lambda}_n$. Отношение радиуса пучка к радиусу волновода было выбрано равным 0,5. Начальные условия для амплитуд возбуждаемых волн были следующими: $\bar{c}_{10} = 0,01, \bar{c}_{s0} = 0, N \gg s \gg 2$.

На рис.2 приведены зависимости максимальных значений η, η_1, η_A от параметра $\bar{t}_s = t_s J_0^2(\mu, \bar{b}) / J_1^2(\mu, 1)$, полученные в одномодовом приближении ($N = 1$), но с учетом дисперсионного коэффициента ($\bar{\Lambda}_1 \neq 0$ [48]). Пучок находился в точном синхронизме с волной ($\delta = 0$). Видно, что с ростом параметра $\bar{t}_s \gg 1$ все большая часть потерь кинетической энергии пучка идет на возбуждение собственных колебаний пучка, т.е. волн плазменного волновода с номерами $s \gg 2$. Вследствие этого с ростом параметра $\bar{t}_s \gg 1$ общий КПД взаимодействия η (доля общих потерь кинетической энергии пучка) продолжает расти, хотя на возбуждение волны плазменного волновода с номером $s = 1$ идет все меньше

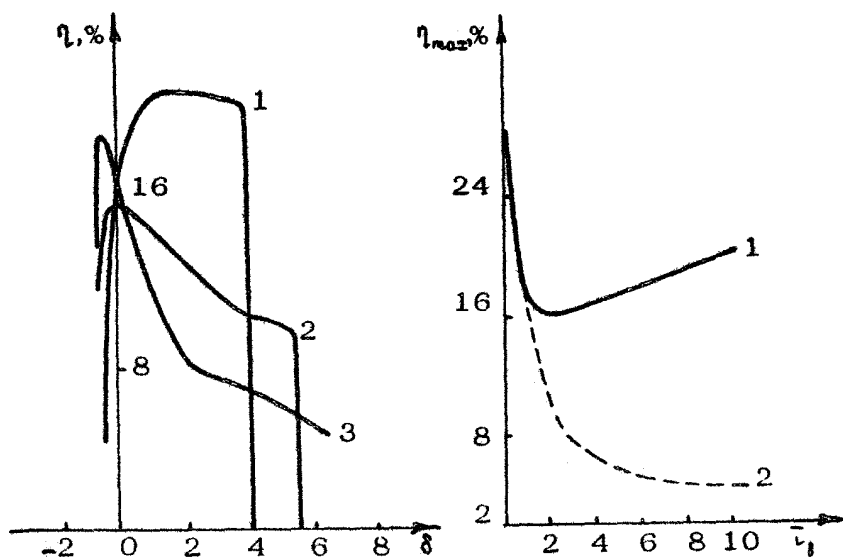


Р и с. 2. Зависимости относительных энергетических величин от параметра сильноточности \bar{t}_s : 1- η_1 ; 2- η_A ; 3- η ; 4- η при $\bar{\Lambda}_1 = 0$

Р и с. 3. Зависимости относительных потоков энергии от продольной координаты: 1- η , 2- η_1 , 3- η_A

энергии (величина η_1 уменьшается). Полученный результат качественно отличается от найденного в работах [19-25]. Кривая зависимости $\eta(\bar{\nu}_g)$ в случае $\bar{\nu}_g = 0$ приведена на этом же рисунке и демонстрирует быстрый спад КПД взаимодействия с ростом параметра сильноточности $\bar{\nu}_g \gg 1$. На рис. 3 представлены зависимости относительной доли полных потерь кинетической энергии пучка η (кривая 1), относительных потоков энергии синхронной волны плазменного волновода η_1 (кривая 2) и собственных колебаний пучка η_2 (кривая 3) от продольной координаты Z при значении параметра сильноточности $\bar{\nu}_g = 2$. Из приведенного примера следует, что оба канала потерь энергии пучка дают сравнимый по порядку величины вклад в общие потери. Максимум общих потерь достигается в точке $Z = 6,2$. Примерно в этой же точке максимальны и потери на возбуждение собственных колебаний пучка. В то же время максимум потерь на возбуждение синхронной плазменной волны смещен в сторону больших Z . Такая же закономерность наблюдается и для других значений $\bar{\nu}_g$.

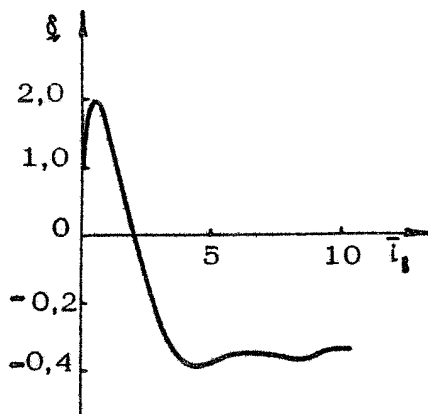
На рис. 4 изображены зависимости КПД взаимодействия (доли общих потерь энергии пучка) от расстройки δ при трех различных значениях параметра сильноточности. Характерной чертой этих зависимостей является то, что при некотором положительном значении расстройки (т.е. в условиях, когда пучок обгоняет волну) КПД скачком обращается в нуль. Это связано с обращением в нуль инкремента. С увеличением тока пучка граница срыва неустойчивости смещается в сторону больших положительных значений расстройки (для $\bar{\nu}_g = 8$ эта граница не изображена, так как нахождение ее требует значительного увеличения точности и времени счета). Для каждого значения параметра сильноточности существует оптимальное значение расстройки, при котором КПД максимален. Зависимость оптимизированного по расстройке КПД от параметра сильноточности представлена на рис. 5 сплошной линией. Видно, что КПД при малых $\bar{\nu}_g$ быстро убывает и при $\bar{\nu}_g = 2$ достигает минимального значения. Затем с ростом $\bar{\nu}_g$ КПД_{опт} относительно медленно возрастает. Что касается максимальной доли энергии, затрачиваемой пучком на возбуждение плазменной волны (см. рис. 5, кривая 2), то с ростом параметра сильноточности она убывает. Таким образом, при больших значениях $\bar{\nu}_g$ основная часть энергии пучка затрачивается на возбуждение собственных колебаний пучка.



Р и с. 4. Зависимость наибольших полных потерь η от расстройки δ : 1 - $\bar{\tau}_g = 0,5$; 2 - $\bar{\tau}_g = 2$; 3 - $\bar{\tau}_g = 8$

Р и с. 5. Зависимость оптимизированного по расстройке КПД от параметра сильноточности: 1 - η ,
2 - η_1

На рис. 6 приведен график зависимости расстройки, при которой достигается максимум полных потерь энергии пучка, от параметра сильноточности $\bar{\tau}_g$. Из графика видно, что величина "оптимизированной" расстройки, являясь положительной при малых параметрах сильноточности, сначала растет, достигает максимума при $\bar{\tau}_g = 0,5$, а затем начинает падать, обращаясь в нуль при $\bar{\tau}_g = 2$. Дальнейшее увеличение параметра сильноточности приводит к тому, что максимальное значение КПД достигается при отрицательных значениях расстройки (см. также рис.4). Другими словами, при больших токах потери энергии пучка максимальны в условиях, когда фазовая скорость плазменной волны превышает скорость пучка. Что касается наибольших потерь энергии пучка, затрачиваемых на возбуждение плазменной волны, то они всегда максимальны при положительных значениях расстройки (рис. 7).



Р и с. 6. Зависимость оптимальной расстройкой от параметра сильноточности

Представленные на рис.2-7 результаты получены при отношении радиуса пучка к радиусу волновода равном $\beta = 0,5$. Когда же радиус пучка $r_p = 0,1R$ при $r_0 = 0,73R$, коэффициент депрессии $\bar{\Gamma}$ равен нулю. Именно для такого случая в работах [22-25] было обнаружено, что КПД взаимодействия при $\delta = 0$ спадает сравнительно медленно ($\eta \propto \bar{i}_0^{-1/3}$) с ростом параметра сильноточности. Вместе с тем учет дисперсии коэффициента депрессии приводит к совершенно иному результату. Он заключается в том, что начиная с некоторого значения $\bar{i}_0 \approx 1$, КПД взаимодействия скачком обращается в нуль. Очевидность такого явления следует из дисперсионного уравнения

$$\psi \left[(\psi + \delta)^2 + \bar{i}_0 \bar{\Gamma} (1 + \delta) - \bar{i}_0 \bar{\Lambda} \psi \right] = -\bar{i}_0 (1 + \delta)^2, \quad (33)$$

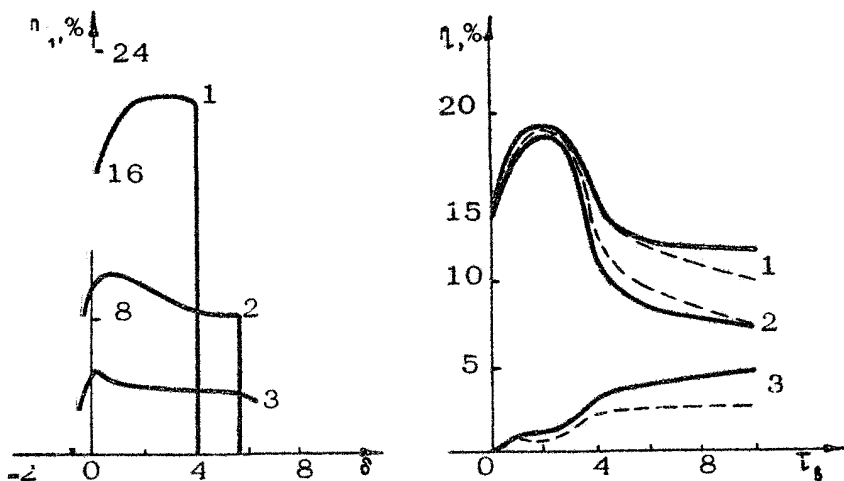
полученного путем линеаризации системы уравнений (26) в предположении $\bar{\epsilon} \propto \exp(i\psi \bar{z})$. Дискриминант кубического относительно ψ уравнения (33) при $\bar{\Gamma} = 0$, $\delta = 0$

$$Q = -\bar{i}_0^4 \bar{\Lambda}^3 / 27 + \bar{i}_0^2 / 4 \quad (34)$$

положителен, только если

$$\bar{i}_0 < 3^{3/2} / 2 \bar{\Lambda}^{3/2}.$$

В условиях нарушения неравенства (35) $Q < 0$ и дисперсионное уравнение (33) не имеет комплексных корней, что соответствует отсутствию неустойчивости в плазменно-пучков-



Р и с. 7. Зависимость потерь энергии пучка на возбуждение плазменной волны η_1 от расстройки δ .

1 - $\bar{\tau}_B = 0,5$; 2 - $\bar{\tau}_B = 2$; 3 - $\bar{\tau}_B = 8$

Р и с. 8. Зависимости относительных потоков энергии от параметра сильноточности: 1 - η ; 2 - $\sum \eta_s$; 3 - η_A ; сплошные кривые - трехволновое приближение, пунктирные - пятиволновое

зой системе. В то же время для значений $\bar{\tau}_B > 1$, по крайней мере в некоторой окрестности точки $\delta = \bar{\tau}_B \bar{\Lambda} / 2$, всегда $Q > 0$.

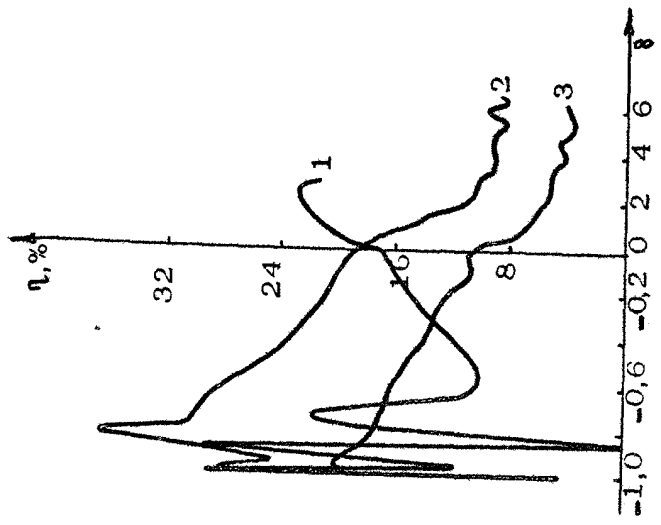
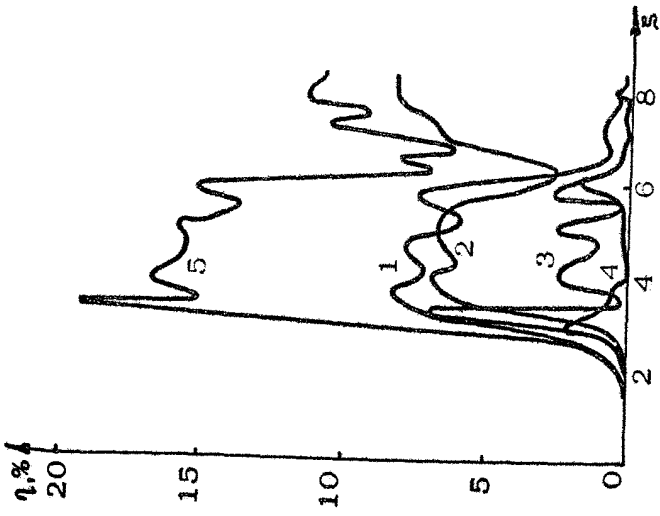
Перейдем к изложению результатов численного анализа многоволновом приближении. На рис. 8 приведены зависимости наибольших значений $\eta, \sum \eta_s, \eta_A$ от параметра сильноточности $\bar{\tau}_B$ при нулевом значении расстройки $\delta = 0$. Существенное расхождение одноволнового и многоволнового приближений наблюдается в области больших токов пучка, когда $\bar{\tau}_B > 4$. В этой области параметров сильноточности потери энергии пучка η практически не зависят от $\bar{\tau}_B$ в трехволновом приближении или медленно спадают в пятиволновом, в то время как в одноволновом приближении полный КПД взаимодействия медленно растет. Полный КПД взаимодействия в пятиволновом приближении при больших токах пучка ($\bar{\tau}_B > 4$), несмотря на тенденцию к уменьшению, остается существенно большим по сравнению с КПД, получаемым в одно-

довом приближении без учета дисперсии поля пространственно го заряда $\Lambda=0$ (см. рис.2, кривая 4). В частности, при $\bar{v}_g=10$ превышение полного КПД взаимодействия в пятиволновом приближении оказывается более, чем в 2 раза. Что касается относительных потерь на возбуждение плазменных волн $\sum \eta_s$, то с ростом тока пучка в области значений параметра сильноточности $\bar{v}_g > 4$ они также медленно убывают как в трех-, так и в пятиволновом приближениях. В то же время относительная энергия η_A , передаваемая колебаниям пучка, после немоного роста выходит на постоянный уровень.

Отметим, что в рассмотренной области изменения параметра сильноточности $\bar{v}_g < 10$ достаточно ограничиться пятиволновым приближением, поскольку увеличение числа резонансных волн не приводит к заметному изменению приведенных зависимостей.

На рис.9 представлены зависимости относительных потоков энергии от продольной координаты при $N=3$. Видно что все три волны плазменного волновода возбуждаются практически одновременно, хотя в сечении $Z=0$ отличную от нуля амплитуду имеет только волна с номером $s=1$. Максимальные потоки энергии оказываются одного порядка в то время как максимальная амплитуда волны с $s=3$ из-за ее меньшей групповой скорости может превосходить амплитуды волн с номерами $s=1,2$. Весьма заметным является также поток энергии, переносимый собственными колебаниями электронного пучка и обусловленный возбуждением высших волн $s \geq 4$.

На рис. 10 изображены зависимости наибольших общих потерь кинетической энергии пучка η от расстройки δ для трех значений параметра сильноточности, полученные в пятиволновом приближении. При малом токе пучка ($\bar{v}_g=0,5$, кривая 1) кривая зависимости имеет четыре выраженных максимума, которые связаны с наиболее эффективным взаимодействием электронного пучка с соответствующей волной плазменного волновода. Так, максимум при $\delta=2$ соответствует эффективному взаимодействию пучка с первой ($s=1$) волной. Из 23 % общих потерь пучка на ее возбуждение приходится 21,2 %. На втором максимуме кривой зависимости $\eta(\delta)$ приблизительно 60 % от общих потерь энергии пучка приходится на возбуждение второй ($s=2$)



волны. В то же время значительная доля общих потерь энергии пучка (примерно 34 %) идет на возбуждение третьей ($s=3$) волны. Третий максимум зависимости КПД от расстройки однозначно связывается с эффективным взаимодействием пучка с третьей волной. Из 29,4 % общих потерь энергии пучка 26,3 % сосредоточено в ней. И наконец, четвертый локальный максимум КПД соответствует эффективному взаимодействию пучка с пятой волной. Около 94 % общих потерь энергии пучка идет на ее возбуждение. На кривой зависимости полного КПД от расстройки отсутствует резонансное возрастание КПД, соответствующее эффективному взаимодействию пучка с четвертой волной. Это связано с тем, что для выбранного отношения $\tau_B/R = 0,5$ коэффициент связи пучка с волной $s=4$ мал, поэтому она слабо возбуждается.

С увеличением тока пучка максимумы на кривой зависимости $\eta(\delta)$ сглаживаются. Так при $\bar{I}_B = 2$ на кривой зависимости $\eta(\delta)$ (см. рис.10, кривая 2) имеется лишь два выраженных максимума при $\delta = -0,8$ и $\delta = -0,95$. Первый максимум связан с эффективным возбуждением третьей волны, а второй – пятой волны. При $\bar{I}_B = 8$ остается лишь один максимум при $\delta = -0,92$, соответствующий эффективному взаимодействию пучка с пятой волной. КПД в этой точке равен 20,4 %. Из них 12,2 % сосредоточено в пятой волне и 5,6 % – в собственных колебаниях пучка. Сглаживание зависимости КПД от расстройки при увеличении тока пучка указывает на многоволновой характер взаимодействия при больших токах. В резонансе с пучком одновременно находится несколько волн плазменного волновода. При этом происходит перемешивание частиц пучка на фазовой плоскости.

Построенная стационарная многоволновая нелинейная теория позволяет исследовать взаимодействие тонкостенного трубчатого электронного пучка с однородным в поперечном сечении замагниченным плазменным волноводом как при малых, так и больших значениях параметра сильноточности. Из нее следует, что при большом параметре сильноточности одноволновая теория приводит к неверным результатам. В процессе взаимодействия происходит одновременное возбуждение нескольких волн плазменного волновода с потоками энергии одного порядка величины. Заметная часть потока энергии заключена также в волнах с большими номерами s

проявляющаяся в виде энергии собственных колебаний пучка. При этом понятие одной синхронной волны теряет смысл.

НЕЛИНЕЙНАЯ ДИНАМИКА НЕУСТОЙЧИВОСТИ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В ПЛАЗМЕННОМ РЕЗОНАТОРЕ

Ограниченность плазменного волновода в продольном направлении оказывает существенное влияние на неустойчивость электронных пучков. Наличие отражений плазменных волн на торцах резонатора приводит к возникновению обратной связи, и начальные возмущения малой амплитуды эволюционируют в пространстве и времени. Методы описания линейной стадии неустойчивостей в резонаторных системах к настоящему времени хорошо разработаны [49-51, 8, 9, 13, 14, 19-21]. С их помощью можно определить пороговые условия развития неустойчивости и ее инкремент. Что же касается нелинейной стадии возбуждения колебаний в плазме с конечной длиной, ее исследования ограничивались преимущественно приближением заданной структуры поля [51, 52], широко применяемым в вакуумной СВЧ-электронике [53, 54] и справедливым лишь при слабом усилении волн ($I_m \kappa L \ll 1$) на длине L системы, либо рассмотрением переходных процессов в полубесконечном волноводе *) [19-21, 32]. С ростом тока пучка, когда $I_m \kappa L \geq 1$, структуру поля вдоль резонатора уже нельзя считать фиксированной.

Рассмотрим резонатор, образованный отрезком однородного замагниченного плазменного волновода, через торец которого $z=0$ инжектируется тонкостенный трубчатый релятивистский электронный пучок. Торец $z=0$ считается идеально отражающим, а на торце $z=L$ имеет место отражение плазменных волн с коэффициентом отражения по амплитуде R_L . Если ограничиваться одноволновым приближением для взаимодействия, то полное поле в резонаторе представляет собой суперпозицию полей прямой и обратной плазмен-

*) Результаты работ [19 - 21, 32] справедливы лишь в случае слаботочных пучков с $\bar{I}_g \ll 1$, поскольку при $\bar{I}_g \geq 1$ одноволновая теория взаимодействия неверна, а при $\bar{I}_g \sim 2\gamma^2$, кроме того, движение электронов плазмы становится нелинейным раньше, чем движение электронов пучка.

ных волн и поля пространственного заряда. Самосогласованная система уравнений в частных производных, описывающая нестационарную динамику возбуждения колебаний плазменного резонатора, содержит уравнения движения частиц пучка (26) с $N=1$ и уравнения возбуждения прямой волны \mathcal{E}^+ и распространения обратной волны \mathcal{E}^- , осуществляющей обратную связь в автогенераторе, [33-38]:

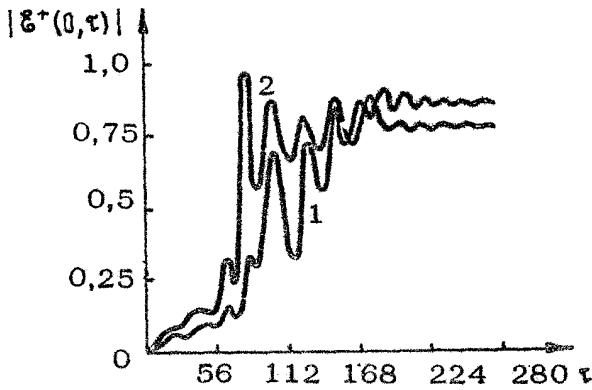
$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathcal{E}^+}{\partial \xi} + \delta_+ \frac{\partial \mathcal{E}^+}{\partial \tau} &= \bar{r}_0 \rho, \\ \frac{\partial \mathcal{E}^-}{\partial \xi} + \delta_- \frac{\partial \mathcal{E}^-}{\partial \tau} &= 0, \end{aligned} \quad (36)$$

где $\delta_{\pm} = u/v_g \mp 1$, v_g - групповая скорость волны, $\tau = \xi + \omega t / 2\gamma^2$, а остальные обозначения были введены ранее. Граничные и начальные условия на поле записываются при этом в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^+(0, \tau) &= \mathcal{E}^-(0, \tau), \\ \mathcal{E}^-(L, \tau) &R_L \mathcal{E}^+(L, \tau), \quad \mathcal{E}^{\pm}(z, 0) = \mathcal{E}_0^{\pm}(z) \end{aligned} \quad (37)$$

Нестационарная нелинейная система уравнений (36), (26) решалась численно при значениях $v_g/u = 0,2$; $\omega L / 2\gamma^2 u = 2,44$; $\gamma = 3$. Величина тока пучка выбиралась так, чтобы выполнялось приближенное соотношение $\text{Im} \kappa L \sim \omega \bar{L}^{-1/3} / 2\gamma^2 u \sim 1$. Пространственным зарядом в уравнениях электронов пучка (26) пренебрегалось, т.е. полагалось $\Gamma_1 = \Lambda_1 = 0$. Функции $\mathcal{E}_0^{\pm}(z)$ считались константами.

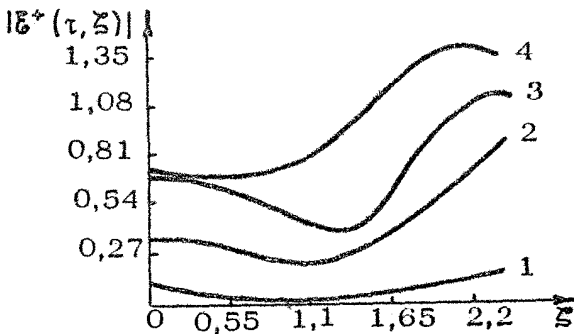
На рис. 11 изображены зависимости от времени амплитуды прямой волны на левом торце резонатора ($\xi = 0$) при $R_L = 0,7$ для двух значений токов. Видно, что на линейной стадии неустойчивости амплитуда колебаний немонотонно растет со временем. Наблюдаемые осцилляции амплитуды связаны с продольной неоднородностью распределения поля. Действительно, из рис.12 (кривая 1) следует, что уже на линейной стадии возбуждения в момент времени, когда обратная волна, осуществляющая обратную связь, достигает входного торца ($\xi = 0$), формируется распределение поля вдоль оси с минимумом в объеме резонатора. Такое неоднородное распределение поля с четко выраженным минимумом амплитуды, нарастающим со временем, циркулирует от входа к выходу, что и является причиной немонотонной зависимости



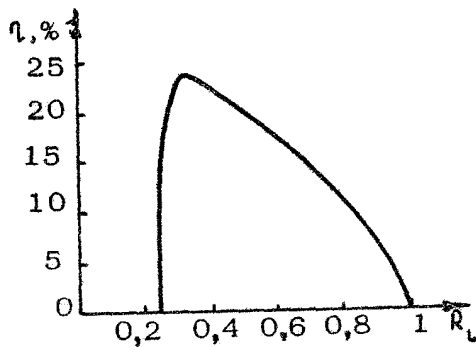
Р и с. 11. Зависимость амплитуды прямой плазменной волны от времени на торце $\xi = 0; R_L = 0,7;$
 $1 - \bar{I}_g = 1,35; 2 - \bar{I}_g = 1,8$

амплитуды от времени. Амплитуда колебаний достигает своего максимального значения за время, которое уменьшается с ростом тока пучка (см. рис.11). Однако время выхода на стационарное значение при этом не уменьшается.

В установившемся режиме, когда амплитуды $|E^\pm|$ не зависят от времени, продольное распределение поля при $R_L \approx 1$ отличается от стоячей волны. В случае $R_L = 1$, когда пучок не теряет энергию, распределение $|E^\pm|$ симметрично относительно плоскости $\xi = L/2$, что обусловлено отсут-



Р и с. 12. Зависимость амплитуды прямой плазменной волны от координаты для различных моментов времени: $1 - \tau = 55,5; 2 - \tau = 83,3; 3 - \tau = 111; 4 - \tau = 167; \bar{I}_g = 1,8; R_L = 0,5$



Р и с. 13. Зависимость эффективности преобразования энергии пучка в энергию поля от коэффициента отражения R_L ($i_p = 1,8$)

ствием энергообмена в среднем. Если $R_L < 1$, энергия выносится через полупрозрачный торец $z=L$ и устанавливается несимметричное распределение, в котором $|E^+(L)| > |E^+(0)|$ (см. рис.12, кривая 4).

На рис. 13 представлена зависимость КПД преобразования энергии пучка в энергию поля η от коэффициента отражения волны от полупрозрачного торца R_L . Из расчетов следует, что с уменьшением R_L КПД растет и достигает своего максимального значения вблизи порогового значения коэффициента отражения, ниже которого возбуждение срывается.

Таким образом, численный анализ динамики возбуждения плазменного резонатора электронным пучком показывает, что в случае $\Gamma m \kappa L \sim 1$ зависимость амплитуды поля волны от времени вплоть до выхода на стационар носит немонотонный характер. Это связано с конечностью времени переноса энергии вдоль системы. Отметим, что в случае возбуждения плазменного резонатора предварительно модулированным пучком (последовательностью сгустков) [33,35-37] имело место автомодуляционные режимы возбуждения колебаний. Стационарные режимы возбуждения колебаний могут также отсутствовать и при пучке электронов без предварительной модуляции [55], если пороговые условия значительно превышены.

КАНАЛИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕННО-ПУЧКОВЫХ СИСТЕМАХ

Явление канализации излучения рассмотрим на примере плоского ленточного замагниченного плазменно-пучкового слоя толщиной d со свободными боковыми границами. Для симметричных возмущений малой амплитуды дисперсионное соотношение линейного приближения имеет вид [39]

$$\left(\frac{1 - \sqrt{\epsilon}}{1 + \sqrt{\epsilon}} \right)^2 = \exp(2\alpha d \sqrt{\epsilon}), \quad (38)$$

где

$$\epsilon = \epsilon_p - \omega_p^2 / \gamma^3 (\omega - \kappa u)^2,$$

а все остальные обозначения введены ранее. В случае плазменно-пучкового слоя малой толщины, удовлетворяющей неравенству $2d |\alpha \sqrt{\epsilon}| \ll 1$, соотношение (38) упрощается и записывается следующим образом:

$$\Re \left[\frac{\Omega_p^2}{\omega^2} - \frac{\Omega_B^2}{\gamma^3 (\omega - \kappa u)^2} \right] = 2, \quad (39)$$

где

$$\Omega_{p,B}^2 = \omega_{p,B}^2 d$$

В отсутствие пучка ($\Omega_B^2 = 0$) соотношение (39) описывает дисперсию плазменной волны

$$\kappa_p(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 + 4 \frac{\omega^2 c^2}{\Omega_p^4}}, \quad (40)$$

обладающей наибольшей фазовой скоростью, амплитуда которой в слое практически постоянна.

Вводя безразмерные переменные

$$\begin{aligned} \eta &= 2\gamma^3 u (\kappa u - \omega) / \Omega_p^2, & \delta &= 2\gamma^2 (\kappa_p u / \omega - 1), \\ \nu_B &= \gamma \Omega_B^2 / \Omega_p^2, & \alpha &= 2\gamma u \omega / \Omega_p^2 \sqrt{1 + \delta}, \end{aligned} \quad (41)$$

аналогичные (3), в предположениях $|\eta|/\alpha$, $|\delta| \ll 2\gamma^2$ соотношение (39) принимает вид

$$\sqrt{1 + 2 \frac{\eta}{\alpha} \left(1 + \frac{\alpha^2 \nu_B}{\eta^2} \right)} = \sqrt{1 + \delta}. \quad (42)$$

Характер плазменно-пучкового взаимодействия существенно зависит от величины параметра сильноточности i_0 . В случае $i_0 \ll 1$ также $|\eta| \ll \alpha$. Максимальный инкремент, определяемый формулой

$$\eta = (1 \pm i\sqrt{3}) i_0^{1/3} / 2, \quad (43)$$

достигается при $\delta=0$ ($\alpha=1$). Если же $i_0 \gg 1$, то $|\eta| \gg \alpha$ и величина η будет определяться из уравнения

$$\bar{\eta}^2 + \bar{\alpha}^2 = (\bar{\alpha} \bar{\eta})^{3/2}, \quad (44)$$

где

$$\bar{\eta} = \eta \sqrt{2} i_0^{3/4}, \quad \bar{\alpha} = \alpha / \sqrt{2} i_0^{1/4}$$

Из четырех корней уравнения (44) физический смысл имеют только те, которые удовлетворяют условиям излучения и ограниченности амплитуды поля на бесконечности:

$$\text{Im} \sqrt{\bar{\eta}} < 0, \quad \text{Re} \sqrt{\bar{\eta}} > 0 \quad (45)$$

Из анализа уравнения (44) следует, что в области частот, в которой $\bar{\alpha} > 4/3^{3/4} \approx 1,75$, уравнение (44) имеет два действительных и два комплексно сопряженных корня, которые, однако, не удовлетворяют условиям (45). При $\bar{\alpha} < 4/3^{3/4}$ все четыре корня являются комплексными, для одного из которых выполнены неравенства (45). Как легко заметить, именно это решение соответствует неустойчивости и усилению возмущений, так как для него

$$\text{Im} \bar{\eta} = 2 \text{Re} \sqrt{\bar{\eta}} \text{Im} \sqrt{\bar{\eta}} < 0.$$

В области низких частот $\bar{\alpha} \ll 1$ имеем $\sqrt{\bar{\eta}} = (1-i)\sqrt{\bar{\alpha}/2}$, $\bar{\eta} = -i\bar{\alpha}$. Максимальный инкремент, определяемый соотношением [39-40]

$$\bar{\eta} \approx 1,66 - 1,54 i, \quad (46)$$

достигается в точке $\bar{\alpha} \approx 0,78 \cdot 4/3^{3/4} \approx 1,36$. При этом $\sqrt{\bar{\eta}} \approx 1,4 - 0,55 i$

Таким образом, в случае сильноточного электронного пучка с параметром $i_0 \gg 1$ характер плазменно-пучковой неустойчивости качественно меняется. Максимальный инкремент (46) достигается в области частот, где $\delta \gg 1$ и плазменная волна имеет фазовую скорость, меньшую скорости пучка. Интересной является зависимость максималь-

ного инкремента от тока пучка $|\text{Im} \kappa|_{\text{max}} \propto \Omega_0^{3/2}$, которая не сводится ни к одной из известных.

Развитие плазменно-пучковой неустойчивости при $i_0 \gg 1$ сопровождается излучением электромагнитной энергии с боковых поверхностей в поперечном направлении. Для отношения составляющих вектора Пойнтинга находим

$$\frac{S_{\perp}}{S_{\parallel}} \approx \frac{i_0^{1/4}}{\gamma} \left| \text{Im} \sqrt{2 \frac{\gamma}{\alpha}} \right| \sim \frac{i_0^{1/4}}{\gamma} \gg \frac{1}{\gamma}, \quad (47)$$

что намного превышает соответствующее отношение $\sim 1/\gamma$ в случае $i_0 \ll 1$. С ростом тока пучка происходит также локализация амплитуды поля (канализация) вблизи плазменно-пучкового слоя, аналогичная имеющему место в лазерах на свободных электронах [42-43]. Масштаб локализации при $i_0 \gg 1$ порядка $(Re \alpha)^{-1} \propto i_0^{-1/2}$.

Приведенные результаты по канализации излучения справедливы для плазменно-пучкового слоя, толщина которого удовлетворяет неравенствам

$$(\omega_p d / \gamma u)^2 \ll 1, \quad \omega_p \omega_0 d^2 / u^2 \gamma^{3/2} \ll 1, \quad (48)$$

при выполнении которых имеем $2d |\alpha \sqrt{\epsilon}| \ll 1$ и дисперсионное соотношение принимает вид (39).

Изложенные в настоящем обзоре результаты показывают, что взаимодействие сильноточных релятивистских электронных пучков с плазмой качественно отличается по характеру от плазменно-пучкового взаимодействия в слаботочном случае. С ростом тока пучка происходит смещение частоты, соответствующей достижению максимального инкремента, в область, где электронный пучок обгоняет плазменную волну, иной становится зависимость максимального инкремента от тока пучка. Сильноточный пучок принципиально взаимодействует одновременно с многими волнами замагниченного плазменного волновода, вследствие чего на нелинейной стадии практически отсутствует явление захвата его частиц. Нестационарное развитие неустойчивости в плазменных резонаторах с нефиксированной продольной структурой поля носит немонотонный характер. При больших значениях тока

имеет место канализация излучения плазменно-пучковым слоем. В случае сильнооточных электронных пучков в плазменных системах необходим учет перечисленных выше эффектов, а использование теории слаботочного приближения может привести к существенным ошибкам.

Л и т е р а т у р а

1. Файнберг Я.Б. Некоторые вопросы плазменной электроники // Физика плазмы. 1985. Т. 11, № 11. С. 1398.
2. Коллективные методы ускорения и пучково-плазменные взаимодействия; Сб. науч. тр. / Радиотехнический ин-т АН СССР. М., 1982.
3. Аизацкий Н.И. Релаксация релятивистского пучка электронов в замагниченной плазме // Физика плазмы. 1980. Т. 6 № 3. С. 597.
4. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. К теории плазменного генератора со сверхпредельным током // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, № 22. С. 1388.
5. Богданов В.В., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Неустойчивости отрицательной массы и электроника высоких частот // Физика плазмы. 1984. Т. 10, №3. С.548.
6. Белов Н.Е., Карбушев Н.И., Рухадзе А.А. К теории возбуждения плазменной ЛБВ // ЖТФ. 1982. Т. 52, №8. С.1674.
7. Белов Н.Е., Карбушев Н.И., Рухадзе А.А. К теории возбуждения сильнооточного плазменного генератора // Тезисы докл. 4-го Всесоюз. симп. по сильнооточной электронике / ИСЭ СО АН СССР. Томск, 1982. Ч. 1. С.273.
8. Карбушев Н.И. Влияние пространственного заряда на взаимодействие сильнооточного электронного пучка с плазмой // Физика плазмы. 1985. Т. 11, №11. С.1391.
9. Карбушев Н.И. Теория взаимодействия трубчатого электронного пучка с пространственно ограниченной плазмой // Тезисы докл. 4-го Всесоюз. семинара по релятивистской высокочастотной электронике "Мощные генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках" М.: Изд-во Моск. ун-та, 1984. С. 77.

10. Блюх Ю.П., Карась В.И., Любарский М.Г., Онищенко И.Н., Файнберг Я.Б. К теории взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка с замагниченным плазменным волноводом // ДАН СССР. 1984. Т. 275, № 1. С. 56
11. Нечаев В.Е. К вопросу о взаимодействии релятивистского пучка электронов с плазмой в волноводе // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 4. С. 613
12. Нечаев В.Е. Релятивистски инвариантная форма уравнений электронных приборов типа "О" // Тезисы докл. 6-го Всесоюз. семинара "Колебательные явления в потоках заряженных частиц" / СЗПИ. Л., 1978. С. 30
13. Карбушев Н.И. О влиянии пространственного заряда на работу плазменного генератора (усилителя) // Кр. сообщ. по физике / ФИ АН СССР. 1984. № 10. С. 8
14. Карбушев Н.И. О возможности проявления неустойчивости "отрицательной массы" в пучково-плазменном взаимодействии // Тезисы докл. 5-го Всесоюз. симп. по сильноточной электронике / ИСЭ СО АН СССР. Томск, 1984. Ч. 1. С. 243
15. Matsiborko N. G., Onishchenko I. N., Shapiro V. D., Shevchenko V. I. On non-linear theory of instability of a mono-energetic electron beam in plasma // Plasma Phys. 1972. V. 14, N 4, P. 591.
16. Судан Р.Н. Коллективное взаимодействие пучка с плазмой // Основы физики плазмы (Доп. ко 2-му тому) / Под ред. А.А. Галеева и Р.Судана. М.: Энергоатомиздат, 1984. С. 38
17. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Шапиро М.А. К теории релятивистских плазменных черенковских СВЧ приборов // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24, № 6. С. 763
18. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. Приборы типа "О", основанные на индуцированных черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов // Релятивистская высокочастотная электроника / ИПФ АН СССР. Горький, 1979. С. 76
19. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Филиппычев Д.С. Плазменные СВЧ усилители и генераторы. Плазменные ускорители электронных потоков // Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности

- частоты излучения / ИПФ АН СССР. Горький, 1981. С. 170
20. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Филиппычев Д.С. Нелинейная теория сильноточных плазменных источников СВЧ излучения: Препринт ФИАН СССР. М., № 21. 1981.
 21. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Филиппычев Д.С. Вопросы нелинейной сильноточной плазменной электроники: Препринт ФИАН СССР № 190. М., 1981.
 22. Кузелев М.В., Панин В.А., Рухадзе А.А., Филиппычев Д.С. К оптимизации сильноточного плазменного усилителя // Письма в ЖТФ. 1984. Т.10, № 4. С.22
 23. Кузелев М.В., Панин В.А., Рухадзе А.А., Филиппычев Д.С. Высокочастотный пространственный заряд и нелинейная динамика пучковой неустойчивости в плазменном волноводе // Физика плазмы. 1985. Т. 11, № 1, С. 104.
 24. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Проблемы сильноточной плазменной СВЧ электроники // Кр. сообщ. по физике ФИАН СССР. 1985. № 11. С.10.
 25. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. Релятивистская сильноточная плазменная СВЧ электроника: преимущества, достижения, перспективы // Физика плазмы. 1987. Т. 13, № 11. С.137
 26. Карбушев Н.И. О многоволновом характере взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка с плазмой // Тезисы докл. 3-го Всесоюз. семинара "Плазменная электроника" / ХФТИ АН УССР. Харьков 1988, С. 176.
 27. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием // Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения / ИПФ АН СССР. Горький, 1981. С. 62.
 28. Ковалев Н.Ф. Линейная теория СВЧ-приборов с сильноточными пучками релятивистских электронов, движущихся прямолинейно // Релятивистская высокочастотная электроника: Вып. 4 / ИПФ АН СССР, Горький, 1984. С. 3.
 29. Черепенин В.А. Многоволновое когерентное излучение релятивистских электронных потоков // Генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1987. С. 76.

30. Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др. Физические процессы в многоволновых черенковских генераторах // Релятивистская высокочастотная электроника: Вып. 5 / ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 78.
31. Веденов А.А., Велихов Е.П., Сагдеев Р.З. Квазилинейная теория колебаний плазмы // Nucl. Fusion. 1962. Suppl. II. P. 465.
32. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Санадзе Г.В., Филиппычев Д.С. Пространственно-временная модуляция ультра-релятивистского сильноточного пучка электронов в замагниченном плазменном волноводе // Физика плазмы. 1985, Т. 11, № 7. С. 797.
33. Балакирев В.А., Островский А.С. Нелинейная динамика взаимодействия модулированного потока заряженных частиц с регулярными колебаниями ограниченной плазмы: Препринт ХФТИ АН УССР № 87-17. Харьков, 1987.
34. Айзацкий Н.И., Балакирев В.А., Островский А.С., Ткач Ю.В. Нелинейная динамика взаимодействия прямолинейного электронного пучка с регулярными колебаниями плазменного резонатора // Тезисы докл. 7-го Всесоюз. симп. по сильноточной электронике / ИСЭ СО АН СССР. Томск, 1988. Ч. 1. С. 241.
35. Балакирев В.А., Блюх Ю.П., Бородкин А.В. и др. Ускорение заряженных частиц в плазменном резонаторе // Вопросы атомной науки и техники. Сер. Техника физического эксперимента. 1988, № 1 (36). С. 64.
36. Балакирев В.А., Блюх Ю.П., Бородкин А.В. и др. Ускорение заряженных частиц модулированным потоком электронов в плазменном резонаторе // УФЖ. 1989. Т. 34, № 3. С. 394.
37. Балакирев В.А., Островский А.О. Ускорение заряженных частиц модулированным потоком электронов в гофрированном волноводе // ЖТФ. 1989. Т. 59, № 6. С. 142.
38. Айзацкий Н.И., Балакирев В.А., Островский А.О., Ткач Ю.В. Динамика неустойчивости релятивистского электронного пучка в плазменном резонаторе // Радиотехника и электроника. 1989, Т. 34, № 8. С. 1779.
39. Карбушев Н.И., Шаткус А.Д. Излучательная неустойчивость открытых плазменно-пучковых систем // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49, № 11. С. 594.

40. Карбушев Н.И., Шаткус А.Д. К линейной теории неустойчивости поперечно-ограниченных плазменно-пучковых систем // Сб. аннот. докл. 11-го Всесоюз. семинара по линейным ускорителям заряженных частиц / ХФТИ АН УССР. Харьков, 1989. С. 90.
41. Карбушев Н.И. Особенности развития неустойчивости поперечно ограниченного электронного пучка в замагниченной плазме // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, № 24, С. 91.
42. Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. Канализация излучения ленточным электронным пучком в ЛСЭ с плоским ондулятором // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13, № 5. С.274.
43. Sharlemann E.T., Sessler A.M., Wurtele J.S. Optical guiding in a free-electron laser // Phys.Rev.Lett. 1985. V.54, N17. P.1925.
44. Канавец В.И., Корженевский А.В., Черепенин В.А. Теория многоволнового синхротронного усилителя // ЖТФ, 1984. Т. 54, № 3. С. 541.
45. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысоко-частотной электронике. М.: Сов. радио, 1973.
46. Карбушев Н.И., Шлапаковский А.С. К линейной теории взаимодействия трубчатого сильноточного релятивистского электронного пучка с замагниченной плазмой в круглом волноводе // ЖТФ. 1989. Т. 59, № 10. С. 178.
47. Онищенко И.Н., Линецкий А.Р., Мациборко Н.Г. и др. К нелинейной теории возбуждения монохроматической плазменной волны электронным пучком // Письма в ЖЭТФ. 1970. Т. 12, № 8. С. 407.
48. Галстян Е.А., Карбушев Н.И. О необходимости учета дисперсии коэффициента депрессии в нелинейной теории взаимодействия сильноточного электронного пучка с плазмой // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, № 10. С.67.
49. Калмыкова С.С. О механизме индуцированного переходного излучения в полях регулярных волн // УФИИ. 1981. Т. 137, № 4. С. 725.
50. Айзацкий Н.И., Калмыкова С.С., Курилко В.И. Методы теории абсолютных неустойчивостей интенсивных пролетных пучков : Препринт ХФТИ АН УССР, Харьков, 1984.
51. Курилко В.И. Нелинейная теория черенковского возбуждения регулярных колебаний модулированным пучком заряженных частиц //ЖЭТФ. 1969. Т. 57, № 3. С. 885.

52. Курилко В.И., Толстолужский А.П., Файнберг Я.Б. Нелинейная теория возбуждения регулярных колебаний релятивистским электронным пучком // Атомная энергия. 1972. Т. 32, № 2. С. 137.
53. Юпатов В.К. Возбуждение колебаний в полном резонаторе релятивистским электронным пучком // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13, № 12. С. 1784.
54. Сморгонский А.В. К нелинейной теории релятивистского моноотрона // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 3. С. 150.
55. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Периодические и стохастические автомодуляционные режимы в электронных генераторах с распределенным взаимодействием // Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения / ИПФ АН СССР. Горький, 1981. С. 101.

ЛАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ НА ЭЛЕКТРОННЫХ НАКОПИТЕЛЯХ

Н. А. Винокуров

ВВЕДЕНИЕ

Лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) – это приборы, в которых энергия релятивистского электронного пучка преобразуется в когерентное электромагнитное излучение при прохождении частиц через специальную магнитную систему с знакопеременным периодическим магнитным полем (ондулятор). Для создания соответствующих электронных пучков используются ускорители различных типов.

При использовании электронных накопителей ондулятор ЛСЭ устанавливается в прямолинейный промежуток. При этом одни и те же электроны периодически проходят через ЛСЭ и взаимодействуют там с излучением. В такой ситуации видны две привлекательные особенности. Во-первых, это высокая средняя мощность (произведение среднего тока на энергию, деленную на заряд электрона) пучка, которая в данном случае является реактивной. Например, при энергии 1 ГэВ и токе 0,1 А получаем мощность 100 МВт. Создание пучка с такой средней мощностью на других типах ускорителей весьма сложно и дорого. Во-вторых, благодаря явлению радиационного затухания в электронных накопителях эмиттансы (поперечные и продольный) пучка могут быть довольно малы. Это позволяет создавать на накопителях ЛСЭ коротковолнового диапазона длин волн (до ультрафиолетового включительно). При более детальном рассмотрении оказывается, что оба вышеуказанных достоинства, возможно, иллюзорны. Многократное взаимодействие одних и тех же электронов с из-

лучением приводит к "разогреву" электронного пучка и специфическому ограничению мощности излучения, что частично обесценивает первое преимущество. Прогресс в создании электронных пушек (в частности, создание пушек с фотокаатодами) обеспечил получение пучков с высокой яркостью, существенно превышающей яркость пучков накопителей. С другой стороны, уже сейчас ЛСЭ на электронном накопителе является самым коротковолновым из ЛСЭ и единственным перестраиваемым лазером непрерывного действия в ультрафиолетовом диапазоне. Поэтому можно надеяться что создание специализированных (оптимизированных под данную задачу) накопителей позволит создать ЛСЭ этого типа, пригодные для приложений в науке, технике, медицине и других областях.

В данной статье опишем основные физические ограничения на параметры ЛСЭ на электронных накопителях, перспективы, вытекающие из этих ограничений, и текущее состояние работ на ЛСЭ такого типа.

ТЕОРИЯ

Итак, рассмотрим ЛСЭ, установленный в прямолинейный промежуток электронного накопителя. Считая известными основные сведения из физики циклических ускорителей [1-3] и физики ЛСЭ [4-7], остановимся лишь на специфических эффектах, возникающих в таких установках. Основными отличительными чертами данной ситуации являются многократное прохождение одних и тех же электронов через ЛСЭ и большая (100 - 1000) скважность тока электронов.

Вследствие взаимодействия с полем излучения в оптическом резонаторе энергия электронов, выходящих из ЛСЭ, оказывается промодулированной с частотой оптического излучения. Для "слабого" поля в резонаторе (а только такой случай, как будет видно ниже, и реализуется в ЛСЭ на накопителях) соответствующая добавка к энергиям электронов мала по сравнению с энергетическим разбросом в электронном пучке ϵ . Вследствие малости длины волны излучения $\lambda \ll \Pi \epsilon / E$ (Π - периметр накопителя, E - средняя энергия электронов, ϵ - коэффициент уплотнения орбит) к моменту следующего взаимодействия электронного пучка с излучением в ЛСЭ корреляции между энергией и продольной координатой частиц в пучке полностью исчезают. В этом

случае малое изменение продольной функции распределения описывается уравнением Фоккера - Планка (см., например, [8])

$$\partial F = -\frac{\partial}{\partial E} \left[\langle \Delta E \rangle F - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial E} \langle (\Delta E)^2 F \rangle \right], \quad (1)$$

причем среднее и среднеквадратичное изменение энергии при прохождении через ЛСЭ из-за микроскопического сохранения продольного фазового объема (по теореме Лиувилля) связаны теоремой Мэйди [9, 10]:

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial E} \langle (\Delta E)^2 \rangle. \quad (2)$$

Скобки $\langle \rangle$ означают здесь усреднение по фазе взаимодействия электрона с полем в оптическом резонаторе.

Уравнение для функции распределения F в продольном фазовом пространстве имеет простой вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial F}{\partial t} + f_0 \frac{2 + \alpha e U}{\pi} z \frac{\partial F}{\partial \epsilon} + f_0 \frac{\alpha \pi}{E_s} \epsilon \frac{\partial F}{\partial z} = \\ = f_0 \frac{\partial W}{\partial E} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(\epsilon F + \epsilon_0^2 \frac{\partial F}{\partial \epsilon} \right) + \frac{1}{2} f_0 \frac{\partial}{\partial E} \left[\langle (\Delta E)^2 \rangle \frac{\partial F}{\partial \epsilon} \right], \quad (3) \end{aligned}$$

где $f_0 = c/\pi$ - частота обращения электронов в накопителе, $\epsilon = E - E_s$ - отличие энергии от равновесной, z - продольная координата, e - заряд электрона, α и U - кратность и амплитуда ускоряющего напряжения, W - потери энергии на синхротронное излучение за один оборот, ϵ_0 - дисперсия энергии вследствие квантовых флуктуаций синхротронного излучения. Левая часть уравнения (3) является полной производной dF/dt с учетом синхротронных колебаний, а правая описывает действие синхротронного излучения и излучения в оптическом резонаторе ЛСЭ. Вводя энтропию $S = -\iint F \ln F d\epsilon dz$, найдем формулу для ее изменения во времени:

$$\begin{aligned} \frac{dS}{dt} = - \iint (1 + \ln F) \frac{dF}{dt} d\epsilon dz = \\ = f_0 \iint \left[\epsilon_0^2 \frac{\partial W}{\partial E} + \frac{1}{2} \langle (\Delta E)^2 \rangle \right] \left(\frac{\partial \ln F}{\partial \epsilon} \right)^2 F d\epsilon dz - f_0 \frac{\partial W}{\partial E}. \quad (4) \end{aligned}$$

Первый член соответствует диффузии и всегда положителен, а второй – трению и отрицателен (для устойчивости синхронных колебаний в накопителях всегда обеспечивают $\partial W / \partial E > 0$). Предположим, что даже при взаимодействии с излучением в ЛСЭ распределение F является гауссовым:

$$F = \frac{1}{2\pi\epsilon\epsilon_x} \exp\left(-\frac{\epsilon^2}{2\epsilon^2} - \frac{x^2}{2\epsilon_x^2}\right), \quad (5)$$

причем

$$\epsilon_x^2 = \pi \sqrt{\frac{\alpha}{2\pi q e U E_0}} \epsilon$$

(такой коэффициент пропорциональности нужен для того, чтобы выражение (5) являлось статическим решением уравнения (3) без правой части). Можно сказать, что, делая такое предложение, используем подход неравновесной термодинамики, а ϵ^2 является аналогом температуры ансамбля осцилляторов. Измеренное в экспериментах (см. ниже) продольное распределение, действительно, похоже на гауссово. Итак, подставив решение (5) в уравнение (4), получим

$$\frac{d}{dt} \epsilon^2 = -f_0 \frac{\partial W}{\partial E} (\epsilon^2 - \epsilon_0^2) + \frac{1}{2} f_0 \int_{-\infty}^{\infty} \langle (\Delta E)^2 \rangle \frac{\exp(-x^2/2\epsilon_x^2)}{\sqrt{2\pi} \epsilon_x} dx. \quad (6)$$

Для упрощения формулы при выводе (6) мы пренебрегли зависимостью $\langle (\Delta E)^2 \rangle$ от ϵ . В случае, когда в оптическом резонаторе возбуждена только одна (продольная) мода, величина $\langle (\Delta E)^2 \rangle$ не зависит от x и последний член в уравнении (6) равен $\frac{1}{2} f_0 \langle (\Delta E)^2 \rangle$. Такой случай был проанализирован в работе [11]. Однако для ЛСЭ более выгоден другой режим работы – режим синхронизации продольных мод, когда внутри оптического резонатора от зеркала к зеркалу летает один или несколько коротких световых сгустков. При выполнении условия $L = c/2f_0\rho$ (L – расстояние между зеркалами, ρ – целое число) при одном циркулирующем в накопителе электронном сгустке в оптическом резонаторе имеется один световой сгусток, длина которого значительно меньше длины электронного сгустка (см. ниже), взаимодействующий с электронами вблизи

$x = 0$, т. е. в максимуме пикового тока (а следовательно усиления). В этом случае формула (6) примет вид

$$\frac{d}{dt} \epsilon^2 = -f_0 \frac{\partial W}{\partial E} (\epsilon^2 - \epsilon_0^2) + \frac{f_0}{2\pi} \sqrt{\frac{q e U E_s}{\alpha}} \frac{1}{\epsilon} \int_{-\infty}^{\infty} \langle (\Delta E)^2 \rangle dz \quad (7)$$

Величина $\int_{-\infty}^{\infty} \langle (\Delta E)^2 \rangle dz$ пропорциональна энергии светового сгустка. $-\infty$

Перейдем к рассмотрению усиления излучения. Если полость отражения зеркал оптического резонатора достаточно широка (по сравнению с частотной зависимостью усиления ЛСЭ) то генерация будет происходить в максимуме усиления (по частоте). Это условие соответствует также максимуму усиления в зависимости от энергии электронов (теперь уже для заданной частоты). Тогда усредненные с распределением (5) потери энергии $\langle \Delta E \rangle$ можно записать в виде

$$\begin{aligned} \overline{\langle \Delta E \rangle} &\approx \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_x} \int_{-\infty}^{\infty} \langle \Delta E \rangle (E_s, z) dz + \\ &+ \frac{1}{2\sqrt{2\pi} \sigma_x} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 \langle \Delta E \rangle}{\partial E^2} (E_s, z) dz \sigma^2, \end{aligned} \quad (8)$$

причем

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial^2 \langle \Delta E \rangle}{\partial E^2} dz > 0$$

Пользуясь той же параболической аппроксимацией зависимости $\langle \Delta E \rangle$ от ϵ , получим из выражения (2), что $\langle (\Delta E)^2 \rangle$ аппроксимируется кубической параболой:

$$\begin{aligned} \langle (\Delta E)^2 \rangle &\approx 2 \langle \Delta E \rangle (E_s, z) \times \\ &\times \left(\epsilon - A \frac{\epsilon^3}{3} - \frac{2}{3\sqrt{A}} \right) + \langle (\Delta E)^2 \rangle_{\min}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $A = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \ln |\langle \Delta E \rangle|}{\partial E^2} (E_s)$ Проведя, как это уже было сделано при выводе формулы (7), усреднение с функцией распределения (5), получим

$$\begin{aligned} \overline{\langle (\Delta E)^2 \rangle} &= \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_x} \int_{-\infty}^{\infty} \langle (\Delta E)^2 \rangle (E_s, x) dz = \\ &= \frac{4}{3\sqrt{2\pi} \sigma_x \sqrt{A}} \int_{-\infty}^{\infty} \langle (\Delta E) \rangle (E_s, x) dz + \int_{-\infty}^{\infty} \langle (\Delta E)^2 \rangle_{\min} dz \quad (10) \end{aligned}$$

В "хороших" условиях второй член здесь мал, и мы положим его равным нулю.

Записав выражение для средней мощности, передаваемой электронами в оптический резонатор, в виде

$$- \frac{j}{e} \overline{\langle \Delta E \rangle} = G_1 j \rho (1 - A \sigma^2) \frac{\rho}{\sqrt{2\pi} \sigma_x}, \quad (11)$$

где ρ — средняя мощность внутри оптического резонатора, а j — средний ток электронов, введем усиление за пролет для несгруппированного электронного пучка с нулевым энергетическим разбросом и единичным током G_1 . Величина G_1 зависит от параметров магнитной системы и оптического резонатора ЛСЭ. С учетом (10) и (11) можем получить из формулы (7)

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \sigma^2 &= -f_0 \frac{\partial W}{\partial E} (\sigma^2 - \sigma_0^2) + \\ &+ \frac{2}{3} f_0 \sqrt{\frac{q e U E_s}{\alpha}} \frac{e G_1}{\sqrt{A}} \frac{\rho}{\sigma}. \quad (12) \end{aligned}$$

Для ρ получим простое уравнение

$$\frac{d\rho}{dt} = G_1 j \sqrt{\frac{q e U E_s}{\alpha}} f_0 \frac{\rho}{\sigma} (1 - A \sigma^2) - \Gamma f_0 \rho, \quad (13)$$

где Γ — потери в оптическом резонаторе за время f_0^{-1} . Уравнения (12) и (13) являются аналогом известных в физике лазеров скоростных уравнений, но вместо инверсной населенности состояние "рабочей среды" описывается эффективной температурой σ^2 .

Исследуем сначала статическое решение уравнений (12) и (13):

$$\rho = \frac{3}{2} \frac{\sqrt{A}}{\Gamma_1 e} \frac{\partial W}{\partial E} \sqrt{\frac{\alpha}{q e U E_s}} \epsilon_s (\epsilon_s^2 - \epsilon_0^2), \quad (14)$$

где ϵ_s находится из уравнения

$$\Gamma_1 \sqrt{\frac{q e U E_s}{\alpha}} \frac{1 - A \epsilon_s^2}{\epsilon_s} = \Gamma \quad (15)$$

С учетом (15) для мощности, уходящей из оптического резонатора, получим

$$\Gamma \rho = \frac{3}{2} \frac{\sqrt{A}}{e} \frac{\partial W}{\partial E} (\epsilon_s^2 - \epsilon_0^2) (1 - A \epsilon_s^2) \quad (16)$$

Варьируя параметры, не входящие явно в уравнение (16), например, потери Γ или ускоряющее напряжение U , легко найти максимум (16) при $\epsilon_{opt}^2 = \frac{1}{2} (\epsilon_0^2 + 1/A)$.

$$(\Gamma \rho)_{max} = \frac{3}{8} \frac{\sqrt{A}}{e \sqrt{A}} \frac{\partial W}{\partial E} (1 - A \epsilon_0^2)^2 \quad (17)$$

При этом

$$\Gamma_{opt} = \Gamma_1 \sqrt{q e U E_s / \alpha} \times \frac{1 - A \epsilon_0^2}{\sqrt{2 \left(\epsilon_0^2 + \frac{1}{A} \right)}} \quad (18)$$

Отсюда видно, что оптимальные потери меньше пороговых (при $\epsilon_s = \epsilon_0$) в $2 \epsilon_{opt} / \epsilon_0$ раз.

Как следует из (17), для повышения мощности нужно уменьшать A (меняя параметры магнитной системы ЛСЭ) но при этом растет ϵ_{opt} . Для существования циркулирующего электронного пучка в накопителях требуется, чтобы величина ϵ не превышала некоторого максимума, причем обычно ϵ_{max} / E_s не превышает долей процента. При достижении этого ограничения для получения максимальной мощности следует варьировать A в выражении (16), полагая $\epsilon = \epsilon_{max}$. В результате

$$(\Gamma \rho)_{max} = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\sqrt{A}}{e} \frac{\partial W}{\partial E} \epsilon_{max} \left(1 - \frac{\epsilon_0^2}{\epsilon_{max}^2} \right). \quad (19)$$

Учитывая, что $\partial W/\partial E < 3W/E$ (см., например, [1 - 3]), и считая $\epsilon_0 < \epsilon_{\text{max}}$, получим ограничение

$$(\Gamma P)_{\text{max}} < \sqrt{3} \rho_{\text{си}} \frac{\epsilon_{\text{max}}}{E_s}, \quad (20)$$

где $\rho_{\text{си}} = j \frac{W}{E}$ - суммарная мощность синхротронного излучения. С точностью до численного множителя оценка (20) была получена ранее без точного учета временной структуры излучения в оптическом резонаторе [12 - 15] и называется пределом Риньери. Для реалистических оценок удобно брать (20) без множителя $\sqrt{3}$. В некотором смысле величина $\Gamma P/\rho_{\text{си}}$ является электронным КПД ЛСЭ на накопителе. Тогда утверждение (20) состоит в том, что такой КПД не может быть больше предельного относительного энергетического разброса электронов.

Исследуя систему (12) и (13) по схеме, изложенной в учебниках по теории лазеров [16, 17], легко получить следующие результаты.

1. Статическое решение (14), (15) является устойчивым. Частота малых колебаний около этого решения равна

$$\Omega = \frac{1}{\sqrt{\tau_p \tau_s}} \sqrt{(1 - \epsilon_0^2/\epsilon_s^2) \frac{1 + A\epsilon_s^2}{1 - A\epsilon_s^2}}, \quad (21)$$

где $\tau_p = (\Gamma f_0)^{-1}$ - время затухания оптического резонатора,

$$\tau_s = \left(\frac{1}{2} f_0 \frac{\partial W}{\partial E} \right)^{-1}$$

- время радиационного затухания синхротронных колебаний в накопителе. Заметим, что величина "квадратного корня" в решении (21) обычно близка к единице. Время затухания этих колебаний порядка τ_s . Обычно $\tau_s \gg \tau_p$, следовательно колебания имеют высокую добротность. Аналогичная ситуация бывает в твердотельных лазерах. Как и в твердотельных лазерах, в ЛСЭ на накопителях наблюдается пиковый режим генерации, по-видимому, связанный с нестабильностью параметров электронного пучка.

2. При быстром включении усиления можно реализовать режим гигантского импульса. Для исследования этого режима следует отбросить в правой части (12) первый член, описывающий действие синхротронного излучения, так как

длительность гигантского импульса много меньше t_s . Тогда можно получить аналогичное (20) ограничение на энергию гигантского импульса [7, 13]:

$$W_{\text{имп}} < \frac{2}{3\sqrt{3}} N e_{\text{нат}}, \quad (22)$$

где $N = J/e f_0$ - число электронов в накопителе. Максимальная пиковая мощность равна

$$(\Gamma P)_{\text{нат}} = \frac{q\sqrt{2}}{25\sqrt{5}} \frac{J^2}{e} G_1 \sqrt{\frac{q e U E_s}{\alpha}} f_0^{-1} \quad (23)$$

при

$$\Gamma_{\text{opt}} = \frac{3}{10} G_1 J \sqrt{\Lambda} \sqrt{\frac{q e U E_s}{\alpha}} \quad (24)$$

Отметим, что при выводе формул (22) - (24) начальный энергетический разброс ϵ_0 устремлен к нулю.

Выше мы описали "грубые" характеристики ЛСЭ на накопителе, полагая излучение монохроматическим, а длину светового сгустка малой по сравнению с длиной электронного сгустка. Оценим теперь спектральную ширину линии излучения и длину светового сгустка. Легче всего это сделать для режима гигантского импульса. Вблизи максимума величину усиления за пролет можно представить в виде

$$G(\omega, z) = G_0 \left[1 - \frac{z^2}{2\epsilon_s^2} - D(\omega - \omega_0)^2 \right]. \quad (25)$$

Вследствие эффекта Доплера

$$D = \frac{1}{4} \left(\frac{E_s}{\omega_0} \right)^2 \Lambda. \quad (26)$$

После включения усиления мгновенная спектральная плотность излучения растет по закону

$$I(\omega, z) = I_0 \exp \left\{ [G(\omega, z) - \Gamma] f_0 t \right\}, \quad (27)$$

где I_0 - мгновенная спектральная плотность спонтанного излучения в моде оптического резонатора. Для оценки времени насыщения $t_{\text{нат}}$ найдем полную энергию светового сгустка. Зависимостью от ω и z можно пренебречь, так как предполагаем, что $(G_0 - \Gamma) f_0 t_{\text{нат}} \gg 1$, тогда

$$\frac{\rho}{f_0} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(\omega, z) d\omega \frac{dz}{c} = \frac{2\pi\sqrt{2} I_0 \epsilon_z \omega_0}{G_0 c f_0 t E_s \sqrt{A}} \exp[(G_0 - \Gamma) f_0 t], \quad (28)$$

откуда получаем

$$t_{\max} \approx \frac{1}{f_0 (G_0 - \Gamma)} \ln \frac{\rho c E_s \sqrt{A}}{I_0 f_0 \epsilon_z \omega_0}. \quad (29)$$

Так как обычно логарифм в (29) велик (около 10), то зависимостью t_{\max} от параметров, стоящих под знаком логарифма, можно пренебречь. Учитывая (29), получаем из соотношения (27) длину светового сгустка

$$\delta z = \epsilon_z \sqrt{1 - \frac{\Gamma}{G_0}} (\ln)^{-1/2} \quad (30)$$

и ширину линии

$$\delta \omega = \omega_0 \frac{\sqrt{2}}{E_s \sqrt{A}} \sqrt{1 - \frac{\Gamma}{G_0}} (\ln)^{-1/2}. \quad (31)$$

Заметим, что использование понятия мгновенной спектральной плотности, а следовательно и выражений (30) и (31), имеет смысл лишь при $\delta \omega \delta z / c \gg 1$, или

$$\frac{\epsilon_z \omega_0}{E \sqrt{A}} \ln \left(1 - \frac{\Gamma}{G_0}\right) \gg 1. \quad (32)$$

По-видимому, при работе в пиковом режиме, возникающем из-за пульсаций усиления, оценки (30) и (31) остаются справедливыми, но вместо $\sqrt{1 - \Gamma/G_0}$ входит корень из относительной амплитуды пульсаций усиления.

Приведенные выше формулы были получены без конкретизации типа ЛСЭ: это может быть и ЛСЭ с одним ондулятором, и оптический клистрон, и черенковский ЛСЭ, и т. д. Для одного ондулятора с N периодами

$$A \approx 0,65 \left(\frac{2\pi N}{E_s}\right)^2. \quad (33)$$

Для оптического клистрона [7, 18]

$$A \approx \frac{1}{2} \left(\frac{4\pi}{E_s} \right)^2 (N_D + N)^2, \quad (34)$$

где N — число периодов в каждом ондуляторе, N_D — разность хода света и электрона в дисперсионной секции, выраженная в длинах волн. Обычно N_D значительно превышает N , поэтому для оптического клистрона параметр A обычно гораздо больше, чем для одного ондулятора с тем же числом периодов $2N$. Отметим, что величина A не зависит от параметров, описывающих взаимодействие частиц с излучением (например, параметров моды оптического резонатора), а связана лишь с зависимостью времени пролета через систему от энергии электронов. Отсюда, в частности следует, что формула (34) при $N = 0$ справедлива для черенковского оптического клистрона.

ПЕРСПЕКТИВЫ

Обсудим теперь перспективы ЛСЭ на накопителях (см. также [19]). Наиболее существенным в этом вопросе является ограничение средней мощности (20). Можно предположить, что при правильно сделанной магнитной системе накопителя можно довести величину ϵ_{max} / E_s до 1%. Для увеличения мощности синхротронного излучения желательно повысить энергию электронов E , так как потери энергии электронов за один оборот W сильно зависят от E :

$$W = \frac{4\pi}{3} \left(\frac{E_s}{mc^2} \right)^3 e \tau_e H, \quad (35)$$

где τ_e — классический радиус электрона, H — поле в магнитах накопителя (будем для простоты считать его одинаковым во всех магнитах). Есть еще три соображения в пользу увеличения энергии. Во-первых, с ростом энергии сильно повышаются токовые пороги неустойчивостей электронного пучка, что позволяет увеличить электронный ток I . Во-вторых, уменьшается вероятность взаимного рассеяния электронов (эффект Тушека) и, соответственно, падает вклад этого процесса в обратное время жизни электронов. В-третьих, уменьшается вклад в обратное время жизни от однократ-

ого рассеяния электронов на атомах остаточного газа, что позволяет уменьшать апертуру вакуумной камеры. Малая апертура вакуумной камеры в месте установки ЛСЭ позволяет улучшать параметры магнитной и электродинамической систем ЛСЭ.

Обычно электронный накопитель потребляет мощность от сети) более 1 МВт. Современные высокочастотные системы могут обеспечить передачу циркулирующему электронному пучку мощности $P_{\text{сн}} = 1$ МВт. Следовательно, мощность излучения ЛСЭ будет при этом около 10 кВт при КПД от сети порядка 0,1%. Принимая, что средний ток в накопителе равен 1 А, получаем $W = 1$ МэВ. Используя (35), при $H = 18$ кГс (несверхпроводящие магниты) получаем $E = 2,8$ ГэВ, а при $H = 60$ кГс (сверхпроводящие магниты) — $E = 1,8$ ГэВ. Примером, иллюстрирующим магнитную систему первого типа, является магнитная система построенного 20 лет назад накопителя ВЭПП-3 ИЯФ СО (Н СССР [20]). Примером системы второго типа служит проект источника синхротронного излучения для рентгеновской ангиографии [21]. Обе эти машины довольно компактны: габариты ВЭПП-3 — 18 x 30 м, габариты сверхпроводящего накопителя немного меньше.

Существует, однако, два обстоятельства, ограничивающих повышение энергии электронов. Первое из них — возрастание горизонтального поперечного эмиттанса электронного пучка. Оно ограничивает снизу диапазон длин волн ЛСЭ: $\lambda \geq 2\pi \varepsilon_{\text{т}}$. Для ВЭПП-3 на энергии 3 ГэВ, соответствующей потерям энергии за оборот 1 МэВ, $\varepsilon_{\text{т}} = 0,7 \cdot 10^{-4}$ см, т. е. $\lambda \geq 4$ мкм. Для сверхпроводящего накопителя $\lambda \geq 0,1$ мкм. Вышеприведенные величины эмиттансов относятся к конкретным магнитным системам. Оптимизация магнитных систем накопителей с целью минимизации эмиттанса [22, 23] позволяет (ценой некоторого усложнения конструкции) в десятки раз понизить эмиттанс и ликвидировать обсуждаемое нами ограничение роста энергии накопителей для ЛСЭ.

Второе ограничение связано с зависимостью длины волны первой гармоники ондуляторного излучения от энергии электронов:

$$\lambda = \frac{d}{2\gamma^2} \left[1 + K^2 + \frac{1}{2}(\theta\gamma)^2 \right], \quad (36)$$

где $\gamma = E_e / mc^2$ – релятивистский фактор, θ – угол, под которым наблюдается излучение, d – период ондулятора,

$$K = \frac{ed}{2\pi mc^2} \sqrt{\langle H^2 \rangle} \quad (37)$$

– фактор ондуляторности, $\langle H^2 \rangle$ – средний вдоль оси ондулятора квадрат поперечного магнитного поля. Обычно ось оптического резонатора ЛСЭ, ось ондулятора и средняя орбита электронов в ондуляторе совпадают. В этом случае ($\theta = 0$) для заданных длины волны λ и энергии электронов E получаем условие на параметры ондулятора:

$$d(1+K^2) = 2\gamma^2 \lambda \quad (38)$$

Ясно, что при высоких энергиях условие (38) легче выполнить для малых длин волн λ , поэтому выберем $\lambda = 0,1 \text{ м}$. При меньших длинах волн резко возрастает поглощение излучения в веществе, что делает невозможным (по крайней мере, пока) изготовление зеркал оптического резонатора ЛСЭ с близкими к единице коэффициентами отражения. В этом случае при $E = 1,8 \text{ ГэВ}$ получим $d(1+K^2) = 2,5 \text{ м}$, что легко выполнимо, например, при $d = 0,1 \text{ м}$ и $\sqrt{\langle H^2 \rangle} = 5,2 \text{ кГс}$. Итак, для работы ЛСЭ на высокой энергии требуются большие K . Как известно [24, 25], при больших относительно велика мощность спонтанного излучения на гармониках основной длины волны (36), причем при $K \gg 1$ и больших номерах гармоник это излучение переходит в обильное синхротронное излучение. Попадая на переднее зеркало оптического резонатора, такое излучение приводит к порче зеркала, что наблюдалось в экспериментах [26, 27]. При высоких энергиях электронов, больших K и больших электронных токах положение должно резко ухудшиться. Одним из возможных выходов является применение спиральных ондуляторов [28]. Основная часть мощности излучения из таких ондуляторов сосредоточена вблизи $\theta = K/\gamma$. Излучение на основной гармонике сосредоточено вблизи $\theta = 0$ с угловым разбросом $\sqrt{1+K^2} / \gamma \sqrt{N}$ (N – число периодов ондулятора), который при $N \gg 1$ существенно меньше K/γ . Таким образом, можно обеспечить условия, когда на зеркало попадает только “полезная” часть излучения. Итак, видно, что условие (38) выполнимо для коротких волн, но ограничивает диапазон длин волн снизу.

Для расширения этого диапазона можно несколько понизить энергию электронов, скомпенсировав снижение потерь энергии за оборот установкой на равновесную орбиту накопителя дополнительных сверхпроводящих вигглеров или использованием основной магнитной системы со знакопеременным магнитным полем. Например, для снижения энергии накопителя до 1 ГэВ достаточно установки сверхпроводящего вигглера длиной 20 м с среднеквадратичным полем 60 кГс или увеличения в четыре раза числа поворотных магнитов в сверхпроводящем накопителе. Для генерации длинноволнового излучения можно использовать зависимость λ от угла θ в формуле (36). Например, поместив внутрь ондулятора волновод из двух проводящих плоскостей, удаленных друг от друга на расстояние a , для низшей H -волны получим $\theta = \lambda/2a$. При $\gamma \rightarrow \infty$ из формулы (36) получим $\lambda = 4a^2/d$. Другая возможность генерации длинноволнового излучения — использование черенковского ЛСЭ [29, 30] (точнее, черенковского оптического клистрона, чтобы обеспечить группировку электронов при высокой энергии).

Для многих приложений требуется малая ширина линии измерения. При необходимости "естественная" ширина линии (31) может быть уменьшена путем установки в оптический резонатор частотно-селективных элементов, как это делается, например, в лазерах на красителях с синхронизацией продольных мод [31]. В этом случае вместо (31) легко получить

$$\delta\omega = \sqrt{\frac{G_0 - \Gamma}{\frac{G_0 A E_s^2}{2\omega_0^2} + \left| \frac{\partial^2 T}{\partial \omega^2} \right|}} (\ell n)^{-1/2}, \quad (39)$$

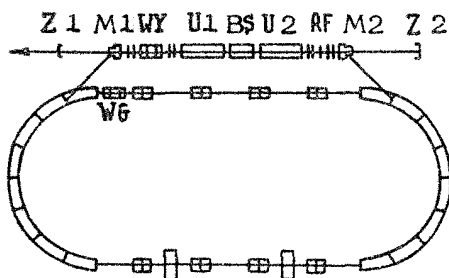
где $\partial^2 T / \partial \omega^2$ — вторая производная пропускания селективного элемента в максимуме пропускания. В частности, для плоскопараллельной стеклянной пластинки, ориентированной нормально к оптической оси резонатора, —

$$\frac{\partial^2 T}{\partial \omega^2} = 2 \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2 \left(\frac{nh}{c} \right)^2,$$

где h — толщина пластинки, n — показатель преломления [32].

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Рассмотрим кратко основные экспериментальные результаты, полученные на ЛСЭ, установленных на электронные накопители. В 1983 г. на оптическом клистроне на накопителе АСО (Орсэ, Франция) впервые получена генерация вынужденного излучения [33]. На этой установке была достигнута средняя мощность 60 мВт (здесь приводится мощность, отбираемая от электронного пучка), продемонстрирован режим гигантских импульсов. Когерентное излучение было получено в диапазоне 0,655 – 0,463 мкм. При этом ширина линии генерации была около 2 Å. Кроме того, продемонстрирована генерация гармоник излучения внешнего твердотельного лазера на длинах волн 0,177 мкм и 0,106 мкм. Подробное описание этих экспериментов содержится в работе [34].



Р и с. 1. Схема накопителя ВЭПП-3 с байпасом: M1 и M2 – поворотные магниты байпаса, U1 и U2 – ондуляторы, BS – группирователь, Z1 и Z2 – зеркала оптического резонатора

В 1988 г. на оптическом клистроне, установленном на байпасе накопителя ВЭПП-3, была получена генерация вынужденного излучения в диапазоне 0,69 + 0,24 мкм. На рис. 1 показана схема накопителя ВЭПП-3 с байпасом. При работе с ЛСЭ, которая ведется на энергии инъекции 350 МэВ, два ближайших к байпасу 22,5-градусных поворотных магнитов ВЭПП-3 отключаются и электроны проходят через байпас. В середине байпаса установлена магнит-

ная система оптического клистрона, состоящая из двух ондуляторов и группирователя. Параметры ондулятора приведены в табл. 1. Параметры электронного пучка показаны в табл. 2.

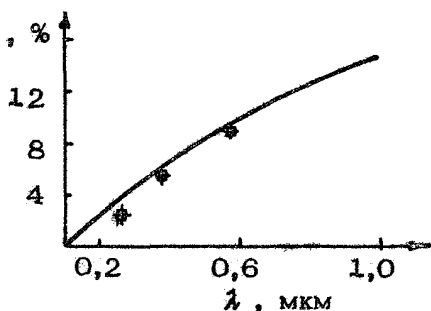
Т а б л и ц а 1

Длина ондулятора, м	3,4
Число периодов	33,5
Период, см	10
Магнитный зазор, см	2,2
Максимальная амплитуда магнитного поля на оси, кГс	5,3 (5,7)
Поперечная ширина полюса, см	9
Число отдельных шинопроводов	8
Сечение шины, мм	18x18
Ток питания, кА	2,2 (3)
Мощность питания, кВт	60 (110)

Т а б л и ц а 2

Параметры	Малый ток	$I = 20$ мА
Относительный энергетический разброс ϵ/E	$3 \cdot 10^{-4}$	$9 \cdot 10^{-4}$
Эмиттанс ϵ_z , см·рад	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{-6}$
	$1 \cdot 10^{-6}$	$1 \cdot 10^{-6}$
Длина сгустка ϵ_y , см	3,3	10
	-	6
Пиковый ток, А	-	6
Размеры пучка ϵ_x , мм	0,35	0,45
	ϵ_y , мм	0,2
Угловой разброс ϵ_x'	$0,35 \cdot 10^{-3}$	$0,45 \cdot 10^{-3}$
	ϵ_y'	$0,2 \cdot 10^{-3}$
Напряжение на ВЧ-резонаторе (72 МГц), кВ	100	100

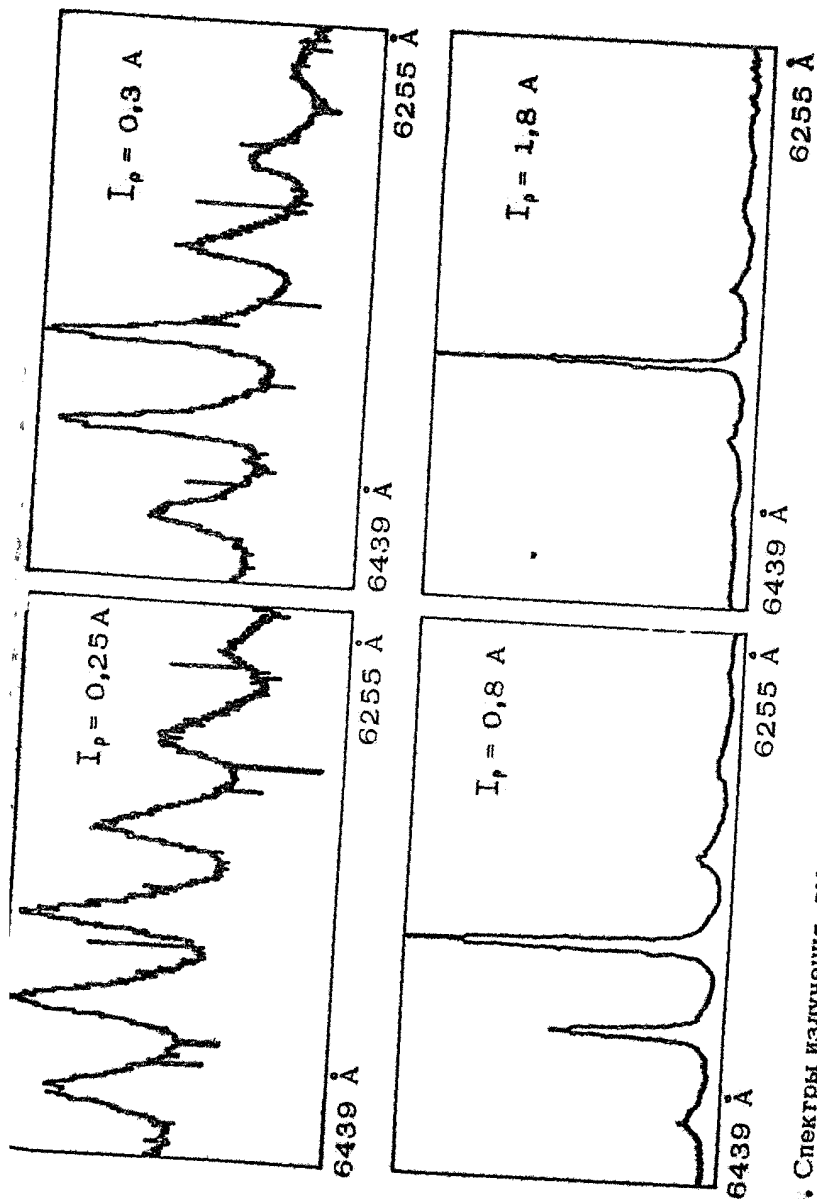
Для перестройки длины волны излучения используется изменение величины поля в ондуляторах. На рис. 2 изображена расчетная зависимость усиления за пролет от длины волны. Три точки получены из измерений усиления методом калиброванных потерь оптического резонатора. Оптический



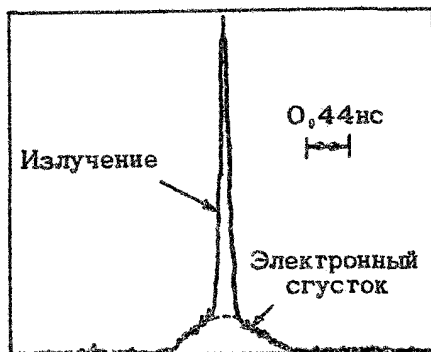
Р и с. 2. Зависимость усиления от длины волны

резонатор образован двумя одинаковыми зеркалами с радиусом кривизны 10 м, расположенными на расстоянии 18,7 одно от другого. Это расстояние равно одной четвертой периметра равновесной орбиты накопителя для того, чтобы ЛСЭ работал в режиме синхронизации продольных мод. На рис. 3 показано "прораствание" вынужденного излучения из спонтанного излучения с ростом пикового тока электронов. Ширина линии излучения составляла около 0,5 А. Максимальная средняя мощность — 6 мВт. При помощи диссектора [35] была измерена длительность световых импульсов (около 0,2 нс, рис. 4) и наблюдалось изменение продольного распределения электронов в сгустке в результате их взаимодействия с излучением. Измеренное таким образом увеличение энергетического разброса до $\sigma/E = 2 \cdot 10^{-3}$ согласуется с расчетным и с величиной средней мощности излучения. В режиме гигантских импульсов (рис. 5) получена максимальная средняя по макроимпульсу мощность 20 Вт для красного (0,63 мкм) света и 5 Вт для ультрафиолета (0,25 мкм). Принимая во внимание, что частота следования импульсов 8 МГц, т. е. скважность составляет 625, получим пиковые мощности 12 кВт для красного света и 4 кВт для ультрафиолетового. Все полученные результаты хорошо согласуются с расчетными. Отметим, что дальнейшее укорочение длины волны излучения ограничено лишь отсутствием соответствующих зеркал. Более детально проделанная работа описана в [36 - 38].

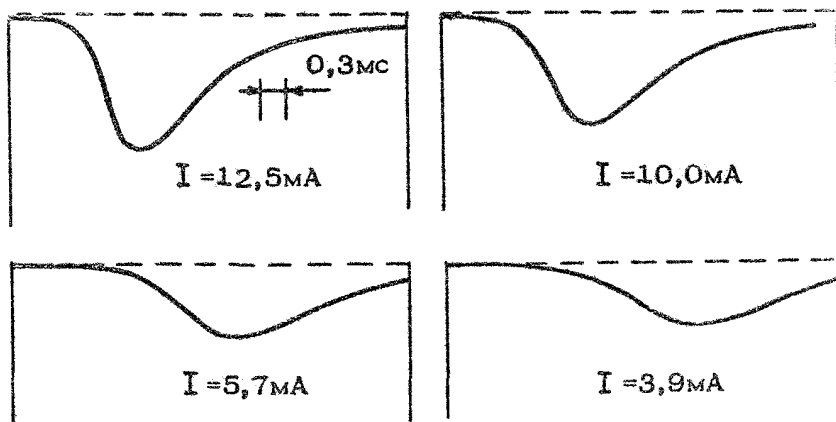
В 1989 г. начал работать оптический клистрон на новом позитронном накопителе Супер-АСО [39]. Пока работа ведется на одной длине волны 0,63 мкм. Получена средняя мощность 100 мВт. Получению такой относительно высокой мощности способствует высокая энергия — 600 МэВ.



Р и с. 3. Спектры излучения, выходящего из оптического резонатора, при различных пиковых токах



Р и с. 4. Временная структура электронного сгустка (широкое плечо) и микроимпульса вынужденного излучения (узкий пик) в центре электронного сгустка



Р и с. 5. Макроимпульсы мощности излучения в режиме генерации гигантских импульсов при различных средних токах пучка

Отметим тенденцию повышения энергии накопителей для ЛСЭ: ЛСЭ на АСО работал при энергиях 150 - 250 МэВ, на ВЭПП-3 - при 350 МэВ, на Супер-АСО - при 600 МэВ, а в США и ФРГ строятся специализированные накопители для ЛСЭ на энергию 1 - 1,5 ГэВ [40].

Итак, видим, что пока разрыв по мощности между существующими ЛСЭ на накопителях и подобными ЛСЭ ближайшего будущего составляет четыре порядка. Это не так много, если учесть, что существующие ЛСЭ установлены на накопители, сделанные для решения других задач. Прогресс ускорительной техники, связанный с созданием источников синхротронного излучения "широкого потребления", позволяет надеяться, что стоимость ЛСЭ на накопителях будет вполне разумной. Наиболее вероятной спектральной областью для таких ЛСЭ являются видимый и ультрафиолетовый диапазоны длин волн.

Л и т е р а т у р а

1. Коломенский А. А. Физические основы ускорения заряженных частиц. М.: Изд-во МГУ, 1980.
2. Лебедев А. Н., Шальнов А. В. Основы физики и техники ускорителей. Т. 2. Циклические ускорители. М.: Энергоиздат, 1982.
3. Брук Г. Циклические ускорители заряженных частиц. М.: Атомиздат, 1970.
4. Генераторы когерентного излучения на свободных электронах: Сб. статей / Под ред. А. А. Рухадзе. М.: Мир, 1983.
5. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Петелин М. И., Сморгонский А. В. Убитроны и скаттроны // Релятивистская высокочастотная электроника / ИПФ АН СССР. Горький, 1979. С. 217.
6. Агафонов А. В., Лебедев А. Н. Лазеры на свободных электронах. М.: Знание, 1987 (Новое в жизни, науке, технике. Сер. Физика. № 12).
7. Виноуров Н. А., Скринский А. Н. Оптический клистрон // Релятивистская высокочастотная электроника / ИПФ АН СССР. Горький, 1981. С. 204.
8. Румер Ю. Б., Рывкин М. Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М.: Наука, 1972.
9. Madey J.M.J. Relationship between mean radiated energy, mean square radiated energy and spontaneous power-spectrum in a power series expansion of the equations of motion

- in a free-electron laser // *Il Nuovo Cimento B*. 1979. V.50, N1. P.64.
10. Винокуров Н. А. О классическом аналоге соотношений Эйнштейна между спонтанным излучением, вынужденным излучением и поглощением: Препринт ИЯФ 81-02. Новосибирск, 1981.
 11. Elleaume P. Macro-temporal structure of storage ring free electron lasers // *J. de Phys.* 1984. V.45, N6. P.997.
 12. Винокуров Н. А., Скринский А. Н. О предельной мощности оптического клистрона, установленного на электронный накопитель: Препринт ИЯФ 77-67. Новосибирск, 1977.
 13. Винокуров Н. А., Скринский А. Н. О предельной мощности оптического клистрона // Труды 6-го Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1980. Т. 2. С. 233.
 14. Reniere A. Storage ring operation of the free electron laser: the amplifier // *Il Nuovo Cimento* 1979. V.53. P.160.
 15. Dattoli G., Renieri A. Storage ring operation of the free electron laser: the oscillator // *Il Nuovo Cimento B* 1980. V.59. P.1.
 16. Ханин Я. И. Квантовая радиофизика. В 2 т. Т. 2: Динамика квантовых генераторов. М.: Сов. радио, 1975.
 17. Ярич А. Квантовая электроника. М.: Сов. радио, 1980.
 18. Elleaume P. Optical klystron: spontaneous emission and gain in free electron generators of coherent radiation // *Physics of Quantum Electronics*. 1982. V.8. P.119.
 19. Deacon D.A.G. Storage ring driven free electron lasers // *SPIE* 1987. V.738. P.38.
 20. Будкер Г. И., Протопопов И. Я., Скринский А. Н. Установка со встречными электрон-позитронными пучками на энергию 3,5 ГэВ (ВЭПП-3) // Труды 7-й Междунар. конф. по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Ереван, 1970. Т. 2. С. 37.
 21. Anashin V.V. e.a. Compact storage rings Siberia-AS and Siberia-SM synchrotron radiation sources for lithography // *Rev.Sci.Instr.* 1989. V.60, N7. P.1767.

2. Wiedemann H. Storage ring design optimization for FEL operation // J.de Phys. 1982, V.44-C1. P.201.
23. Korchuganov V.N. e.a. Optimization of parameters of a dedicated synchrotron radiation source for technology // Nucl. Instr. and Meth. 1983. V.208. P.11.
24. Кулипанов Г. Н., Скринский А. Н. Использование синхротронного излучения: состояние и перспективы // УФН. 1977. Т. 122, № 3. С. 369.
25. Тернов И. М., Михайлин В. В., Халимов В. Р. Синхротронное излучение и его применения. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1980.
26. Elleaume P. e.a. Diagnostic techniques and VUV induced degradation of the mirrors used in the Orsay storage ring free electron laser // Nucl.Instr. and Meth. 1985. V.A237. P.263.
27. Ambrosio M. e.a. Dielectric mirrors damage due to the radiation of a high R indulator // Nucl.Instr. and Meth. 1986. V.A250. P.289.
28. Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г. Ондulatoryное излучение // Труды ФИАН. М.: Наука, 1975. Т. 80. С. 100.
29. Walsh J.E., Murphy J.B. Tunable Cerenkov lasers // IEEE J. of Quant.Electr. 1982. N8. P.1259.
30. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В. Приборы типа "О", основанные на индуцированном черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов // Релятивистская высокочастотная электроника / ИПФ АН СССР. Горький, 1979. С. 76.
31. Сверхкороткие световые импульсы / Под ред. С. Шаширо. М.: Мир, 1981.
32. Коломников Ю. Д. и др. Плоскопараллельная стеклянная пластинка в резонаторе оптического квантового генератора // Радиотехника и электроника, 1965. Т. 10, № 2. С. 370.
33. Billardon M. e.a. First operation of a storage ring free electron laser // Phys.Rev.Lett. 1983. V.51. P.1652.
34. Billardon M. e.a. Free electron laser experi-

- ment at Orsay: a review // IEEE J. of Quant. Electr. 1985. V. QE-21. P. 805.
35. Zinin E.I. Stroboscopic method of electro-optical picosecond-resolution chronography and its application in synchrotron radiation experiments // Nucl. Instr. and Meth. 1983. V. 208. P. 439.
 36. Литвиненко В. Н. Оптический клистрон на байпасе накопителя ВЭПП-3 - генерация в видимой и ультрафиолетовой областях спектра: Дис. ... канд. физ.-мат. наук / ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1989.
 37. Vinokurov N.A. e.a. Lasing in visible and ultraviolet regions in an optical klystron installed on the VEPP-3 storage ring // Rev. of Scientific Instruments. 1989. V. 60, N7. P. 1435
 38. Drobyazko I.B. e.a. Lasing in visible and ultraviolet regions in an optical klystron installed on the VEPP-3 storage ring // Nucl. Instr. and Meth. 1989. V. A282. P. 424.
 39. Prazers R. e.a. Optical klystron experiments at Orsay on Super-Aco and prospects in the VUV // Rev. of Scientific Instr. 1989. V. 60, N7. P. 1429.
 40. La Sala J.E., Deacon D.A.G., Madey J.M.J. Performance of an XUV FEL oscillator on the Stanford storage ring // Nucl. Instr. and Meth. 1986. V. A250. P. 262.

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ДИФРАКЦИОННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

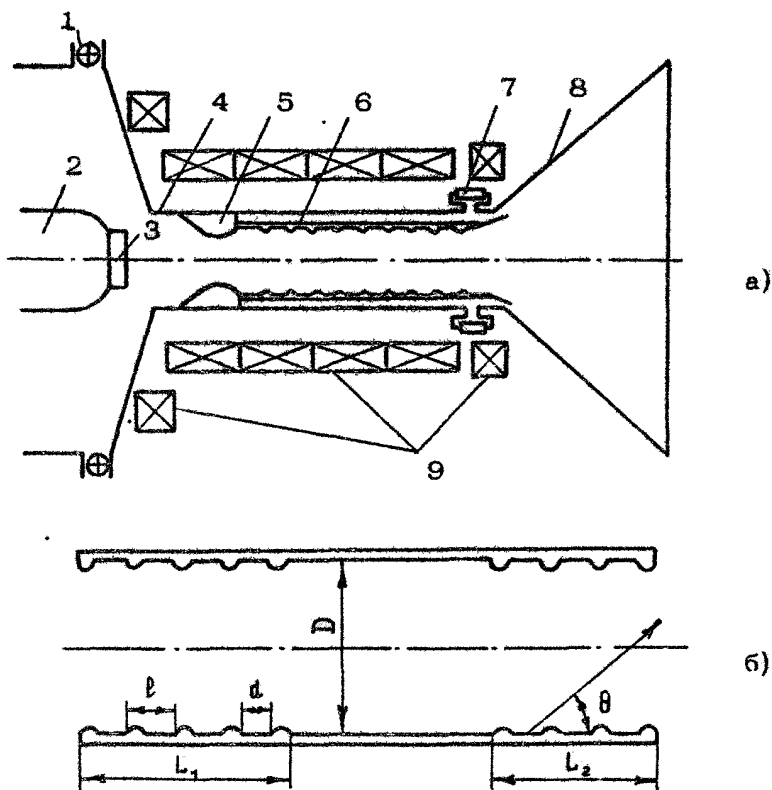
С.П.Бугаев, А.Н.Власов, В.И.Канавец,
А.И.Климов, А.Д.Копенкин, В.Н.Корниенко,
В.И.Кошелев, В.А.Попов, В.А.Черепенин

Одним из перспективных направлений, связанных с созданием сверхмощных релятивистских СВЧ-генераторов, является использование для взаимодействия электронных пучков электромагнитным полем пространственно развитых электродинамических систем [1]. Такие устройства хорошо известны в традиционной нерелятивистской электронике. К ним относятся, например, оротроны (ГДИ) [2, 3] и слаборелятивистские гиротроны [4]. В релятивистской сильнооточной электронике оротронный механизм взаимодействия был реализован с помощью тонких трубчатых пучков [5 - 8], формируемых в коаксиальных диодах с магнитной изоляцией [9]. Основной проблемой здесь является эффективный вывод СВЧ-энергии из прибора, так как в РГДИ (оротроне) прямолинейный электронный пучок излучает почти перпендикулярно направлению своего движения. Ситуация в значительной мере облегчается при использовании механизмов генерации волн, направленных параллельно поступательному движению электронов. Такие, а также более сложные, многоволновые механизмы взаимодействия можно реализовать в релятивистских дифракционных генераторах (РДГ). Напомним, что основным, элементарным актом излучения в этих устройствах является дифракционное излучение, возникающее при равномерном прямолинейном движении электронов вблизи периодической поверхности (оно иногда называется излучением Смита - Парселла [10]). В отличие от черенковских приборов в РДГ электронный пучок взаимодействует с полем объемных волн, испытывающих дифракцию на периодической структуре.

В пространственно развитых электродинамических системах РДГ особое значение приобретают эффекты, связанные с формой элемента периодичности, различными решеточными резонансами, в частности аномалиями Вуда [11], поэтому качественное описание физических процессов в РДГ должно включать возможно более точное решение задачи дифракции на неоднородностях с размерами порядка рабочей длины волны λ . Теоретический анализ РДГ проводился различными способами в зависимости от характерных размеров прибора. Использовались геометрикооптическая методика расчётов [12] строгое решение линейной задачи на основе неполного метода Галеркина [13], матричный алгоритм, а также некоторые другие способы. Схематическое изображение исследовавшихся РДГ дано на рис. 1. Диаметр электродинамической структуры $D \gg \lambda$, период неоднородности $l \sim \lambda$. Результаты расчётов дисперсионных характеристик симметричных волн E-типа для одного варианта сверхразмерного периодического волновода приведены на рис. 2.

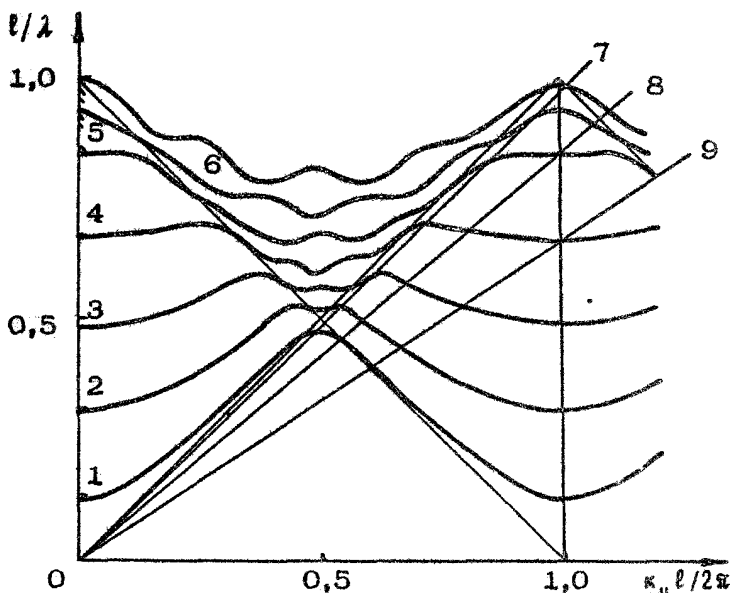
Кратко опишем свойства дисперсионных кривых и соответствующих им мод исследуемого периодического волновода. Начальные участки дисперсионных кривых 1 - 5 вблизи критических частот ($k_n = 0$) близки к соответствующим кривым регулярного волновода. Следовательно, начальным участкам 1 - 5 можно поставить в соответствие моды $E_{0n} - E_{05}$. Особое место занимает кривая 6, ход которой вблизи точек $k_n = 0$ и $k = 2\pi/l$ аналогичен виду дисперсионной кривой моды E_{01} у X-вида ($k_n = \pi/l$) и отличается от соответствующих точек, относящихся к критическим частотам волн E_{0n} ($k_n = 0$). В частности, для низших дисперсионных кривых 1 - 5 в области $k_n = 0$ и для кривой 6 различаются направления групповой скорости $v_{gr} = d\omega/dk_n$. Подробные исследования структуры поля, соответствующего этой кривой, показали, что она аналогична структуре поверхностной волны - амплитуда медленных пространственных гармоник, убывающих при удалении от стенок волновода, значительно превосходит амплитуду нулевой пространственной гармоники.

Используя рис. 2, рассмотрим возможные режимы взаимодействия РЭП с полями периодического сверхразмерного волновода. На рис. 2 приведены прямые линии, соответствующие скоростям электронного потока $\beta_n = 0,975, 0,85, 0,67$ (прямые 7 - 9). Видно, что для различных скоростей электронов возможны следующие режимы взаимодействия:



Р и с. 1. Схема экспериментальной установки (а) и двух-
секционной замедляющей структуры (б); 1 – пояс Рогов-
ского, 2 – катододержатель, 3 – катод, 4 – анод,
5 – диафрагма, 6 – односекционная замедляющая струк-
тура, 7 – шунт обратного тока, 8 – рупорная антенна,
9 – соленоид с катушками коррекции

ЛОВ-типа – электронный поток находится в синхронизме с (-1) -й пространственной гармоникой объемной волны, ор-
гонный режим, когда частота близка к критической для
мод (E_{04} при $\beta_{||} = 0,67$, E_{05} при $\beta_{||} = 0,89$) пери-
одического волновода, а в синхронизме с электронным пото-
ком находятся медленные пространственные гармоники пря-
мой и обратной волн. При больших энергиях электронов
($\beta_{||} = 0,975$) возможен особый режим взаимодействия
вблизи частоты 2π -вида, отличающийся синхронизмом с мед-
ленной волной типа E_{01} . Выделяется также режим взаимо-



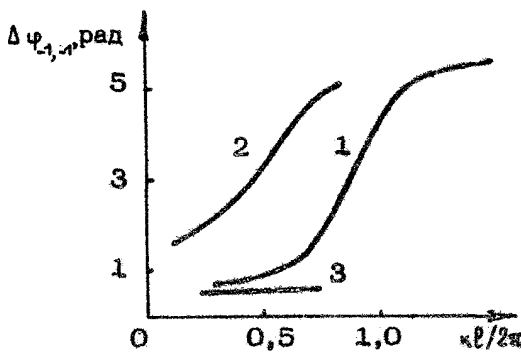
Р и с. 2. Дисперсионные характеристики мод цилиндрического волновода (кривые 1 – 6) при $D/l = 5, 6$; $h/l = 0,12$; $d/l = 0,72$ и прямые пучка с $\beta_{||} = 0,975$ (7); $0,85$ (8); $0,67$ (9)

действия вблизи границ дополнительных полос прозрачности, связанных с образованием сложных типов колебаний, интерпретируемых как гибридные колебания со связанными прямой волной E_{01} и встречной волной типа E_{0n} .

Рассмотренные гибридные типы собственных волн бесконечной периодической системы наиболее интересны для релятивистских устройств ($\beta_s > 0,95$). При использовании в устройствах сверхразмерных систем, особенно в миллиметровом диапазоне, отношение $D/\lambda \gg 1$. В этом случае для многих практически интересных вариантов конструкций электродинамических структур могут быть достаточны геометрические оценки на основе формулы

$$\kappa D \sin \theta + \Delta \varphi(\theta) = 2\pi m, \quad m=1,2,\dots,$$

где $\kappa = 2\pi/\lambda$, θ – угол распространения волны относительно оси системы, $\Delta \varphi$ – набег фазы волны при ее отражении от периодической структуры, которую можно определить из решения задачи дифракции на эквивалентной отражательной решетке [14].



Р и с. 3. Зависимость сдвига фаз от частоты при падении плоской волны на решетку с параметрами: $h/l = 0,245$; $d/l = 0,514$.
 1 - $\beta_\varphi \rightarrow \infty$; 2 - $\beta_\varphi \approx 1$; 3 - $\beta_\varphi < 1$

Рассмотрим поведение разности фаз $\Delta\varphi$ между падающей и отраженной волной в области перехода поверхностной гармоники в распространяющуюся для плоской решетки. На рис. 3 изображено поведение разности фаз $\Delta\varphi$ в зависимости от κ при фиксированном $\kappa_{||}$, полученное численно. Видно, что вблизи точки аномалии Вуда наблюдается достаточно резкое изменение разности фаз на величину порядка π . Причем такой переход наблюдается для объемных волн, а для поверхностной падающей волны (соответствующей полю промодулированного электронного потока) разность фаз при переходе через точку аномалий Вуда практически не претерпевает изменений (кривая 3). Из вида зависимости $\Delta\varphi$ от частоты можно показать, что изменение $\Delta\varphi$ достаточно, чтобы вблизи области $\omega \approx \kappa_{||} c$ был возможен переход поверхностных гармоник в объемные, так как фазированное сложение излучения в направлениях, близких к оси системы, возможно только при малых набегах фазы. При набеге фазы около π падающая и отраженная волны будут гасить друг друга. Тогда могут распространяться только поверхностные гармоники, что означает переход дисперсионной характеристики в области $\omega \approx \kappa_{||} c$ через линию скорости света.

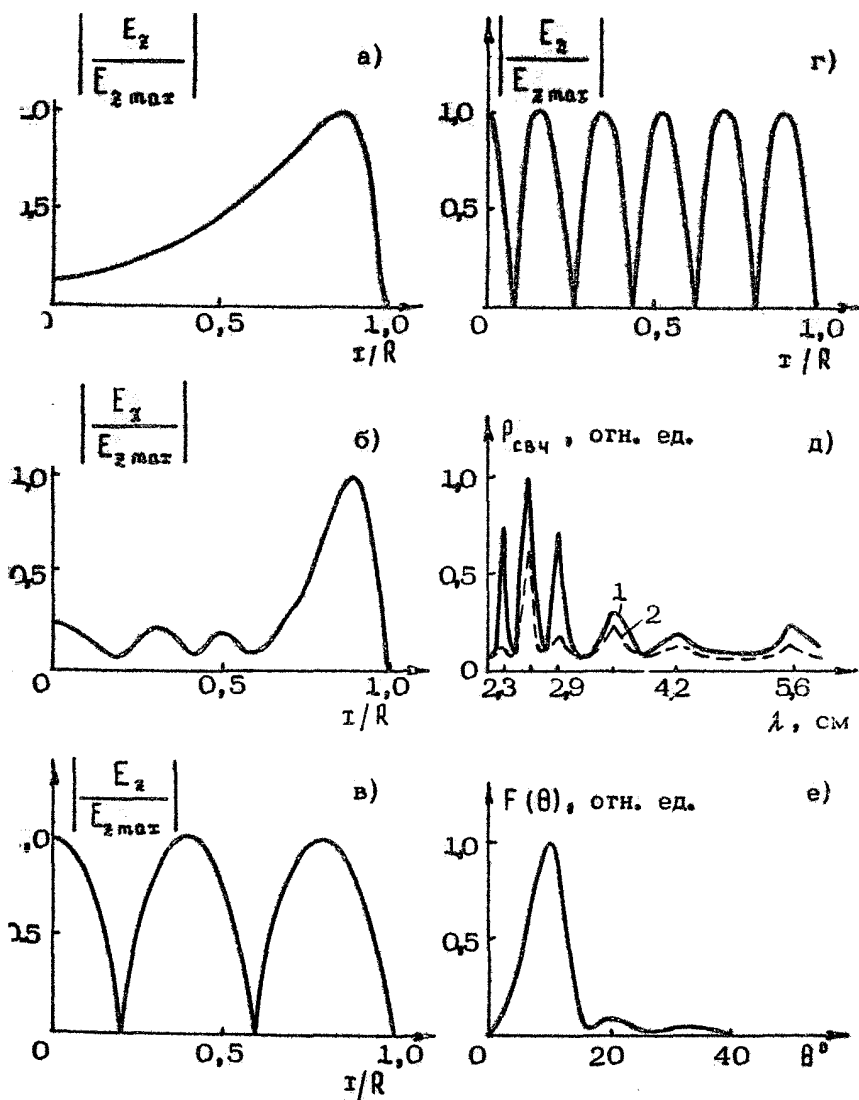
Рассмотрим теперь те типы колебаний, которые наиболее характерны для ограниченных структур. Их также можно интерпретировать в рамках лучевой трактовки распространения поля. Вблизи частот, соответствующих 2π -колебаниям, выделяются моды, представляющие собой суперпозицию двух

воли, распространяющихся под углами близкими к нормали решетки ($k_{\parallel} \neq 0$). Это хорошо известный оротронный тип колебаний. Менее изучена другая структура полей, также относящаяся к 2π -виду. В геометрооптической интерпретации она образуется за счет переизлучения двух поверхностных гармоник поля друг в друга при коэффициенте трансформации в объемное поле близком к нулю (кривая 6 на рис. 2)

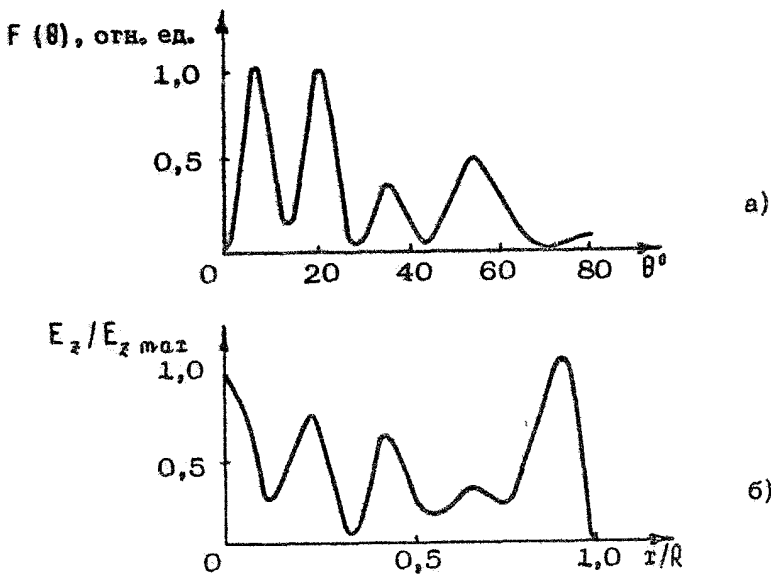
Рассмотрим пример излучения однородной гармоник тока $j_{\omega} = \omega \mu \varepsilon \uparrow$ в ограниченной по оси z структуре, состоящей из двух плоских решеток, расположенных на расстоянии, равном диаметру цилиндра D . Геометрии цилиндрического и плоского волноводов согласованы по частоте мод аналогов. На рис. 4 приведены поперечные распределения продольной компоненты электрического поля $E_z(\tau/R)$ для различных типов колебаний, полученные численно с помощью методики, изложенной в работе [13]. Здесь поперечная координата плоской структуры τ нормирована на радиус R эквивалентного цилиндрического волновода. Видно, что при синхронизме тока $j_{\omega}(z) = j_{\omega} \exp(i\omega z/v_{\parallel})$ с модами пери-

одического волновода выделяются колебания с различным числом вариаций поля в поперечном направлении. При этом различно соотношение между объемными и поверхностными компонентами поля. Структура полей для колебаний вблизи π - и 2π -видов (рис. 4, а, б) соответствует формированию поверхностной волны, а мод E_{05} (рис. 4, в) и E_{041} (рис. 4, г) — объемной волны. Отметим, что модам плоского волновода E_{05} и E_{041} соответствуют моды E_{03} и E_{06} круглого волновода.

Возможность выделения определенных частот и типов гибридных колебаний в ограниченных структурах проиллюстрирована на рис. 4, д, где приведена зависимость мощности излучения вперед (кривая 1) и назад (кривая 2) от длины волны однородного тока j_{ω} в сверхразмерной структуре. Для эквивалентного круглого волновода пики на рис. 4, д последовательно с ростом длины волны идентифицируются как $E_{06}-E_{04}$, 2π , $E_{05}-E_{01}$, $E_{04}-E_{01}$, $E_{03}-E_{01}$, π -типы колебаний. Наиболее эффективно выделяются гибридные колебания, для которых объемное поле распространяется под малыми углами к нормали ($E_{06}-E_{04}$, $E_{05}-E_{01}$). Приведенная на рис. 4 диаграмма направленности излучения для одного из типов гибридных колебаний ($E_{05}-E_{01}$) иллюстрирует формирование лепестка под углом $10 - 12^{\circ}$.



2 и с. 4. Распределение продольного электрического поля поперек плоского волновода для π - и 2π -типов (а и б) колебаний и мод E_{02} (в), E_{20} (г) при $x = 8l$, зависимость мощности излучения вперед (1) и назад (2) от длины волны (д) и диаграмма направленности излучения для гибридного колебания (е); $L = 15l$; $R/l = 2,8$; $h/l = 0,16$; $d/l = 0,74$; $\beta_n = 0,975$



Р и с. 5. Диаграмма направленности излу-
чения (а) и распределение продольного
электрического поля поперек плоского вол-
новода при $\alpha = 8\beta$ (б)

Структура электромагнитного поля в ограниченной системе исследовалась численно на основе методки, изложенной в работе [13]. Процессы в электронном потоке описывались в рамках линейного приближения, электромагнитное поле рассматривалось как сумма ортогональных функций поперечного сечения, удовлетворяющих граничным условиям. На рис. 5 приведена диаграмма направленности излучения и распределения продольного поля E_z поперек системы. Режим взаимодействия выбирался вблизи частоты 2π - вида (рис. 2, кривая 6). Видно, что диаграмма направленности излучения достаточно широкая и имеет значительные амплитуды полей в приосевой области. Распределение поля E_z в поперечном направлении становится сложным и не сводится к одной моде периодического волновода. В данном случае реализуется многоволновой режим взаимодействия, когда на одной частоте ω происходит взаимодействие сразу с несколькими модами, соотношение между амплитудами которых определяется из решения краевой задачи. Необходимо отметить, что форма диаграммы направленности излучения с

максимумом в области углов $10 - 12^\circ$ к оси системы со-
мняется и при взаимодействии с гибридными колебаниями
м. рис. 4, е).

Численно исследовались также пусковые токи для систе-
м с размерами, характерными в релятивистской СВЧ-элек-
тронике. Найденные значения пусковых токов для систем с
 $L = 15 \text{ л}$, $D = 6 \text{ л}$ в области значительного высвечива-
ния энергии в приосевую область составляют $I_n = 10 - 20 \text{ кА}$.

Экспериментальные исследования проводились на ускорителе "Гамма" (см. рис. 1), режим работы которого описан в работе [15]. Электронный пучок формировался в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией, на который подавался импульс напряжения $U_A = 1 - 2 \text{ МВ}$, длительность импуль-

$\tau_u = 3 - 4 \text{ мкс}$ и могла ограничиваться срезающим электрическим полем в пределах 1 мкс. Электронный пучок трансформировался внутри лайнера, в котором размещались электродинамические структуры генераторов и коллимирующая диафрагма, и осаждался на коническом коллекторе. Магнитное поле соленоида варьировалось в пределах от 1,4 до 1,5 кГс, ток пучка I_n составлял 10 - 20 кА.

Напряжение на диоде измерялось емкостным делителем, ток диода - поясом Роговского. Интенсивность СВЧ-излучения регистрировалась германиевыми датчиками на горячих катодах и ламповыми детекторами в широком диапазоне длин волн от 5 мм до 12 см. Диаграмма направленности излучения фиксировалась индикаторным табло из люминесцентных ламп.

Для измерения тока пучка в комбинации с шунтом общего тока использовалась рентгеновская методика. В качестве датчика интенсивности тормозного излучения применялся электронный умножитель ЭЛУ-09, который помещался в свинцовый экран с коллимирующим отверстием для фиксации излучения электронов пучка, пришедших на коллектор. Положение датчика относительно оси системы выбирается таким образом, чтобы зависимость интенсивности излучения от энергии электронов пучка была минимальной.

Эксперименты с РДГ сантиметрового диапазона проводились при длительности импульса $\tau_u \approx 1 \text{ мкс}$. Период односекционной структуры выбирался из условия реализации резонансных типов колебаний вблизи частоты 2 π -вида ($\lambda \sim \lambda$) и эффективного дифракционного излучения. Длина электродинамической структуры изменялась в пределах от

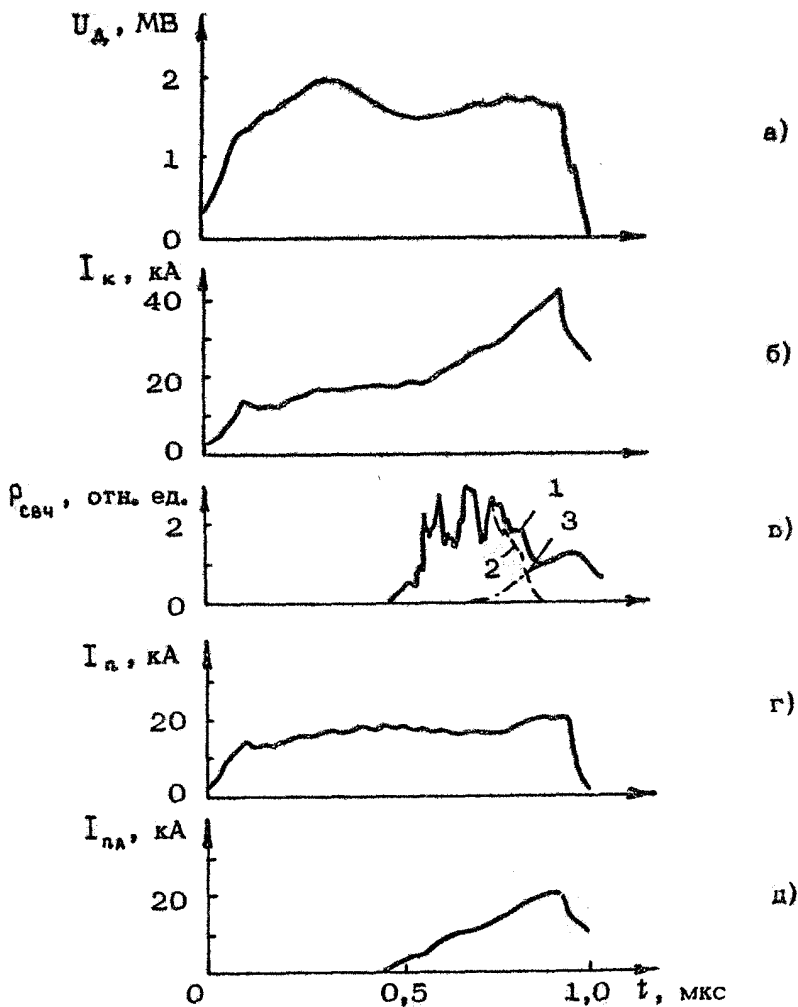
10 до 20 периодов: $l = 2,5$ см. Диаметр структуры $D = 14$ см, диаметр грубчатого электронного пучка 11 см.

При длине электродинамической структуры $L > 12l$ в системе развивался процесс генерации электромагнитного излучения с длиной волны $2,58 < \lambda < 2,73$ см. Длина волны измерялась с помощью запредельных фильтров. Длина волны генерации не зависела от длины структуры и была постоянной. Диаграмма направленности излучения была достаточно широкой, т. е. панель из газоразрядных ламп размером 2×2 м светилась однородно. Наибольшая мощность излучения, выведенного в атмосферу, $P_{свч} = 400 - 500$ МВт получалась при длине структуры $L = 20l$, длительности импульса при этом составляла 100 нс.

Частота генерации оставалась в пределах измеренной полосы при изменении магнитного поля в пределах $14 - 31,5$ кГс. Однако наблюдалось изменение вида диаграммы направленности излучения при вариации индукции магнитного поля, особенно четко было выражено изменение диаграммы направленности при $B = 24,5 - 31,5$ кГс.

Подавляющая часть экспериментов по генерации в миллиметровом диапазоне проводилась в режиме работы срезающего разрядника, ограничивающего длительность импульса $\tau_{и} = 1$ мкс. Для осуществления взаимодействия электронного пучка и поля в области объемных волн экспериментально подбирались величина $I_{п}$ и зазор между пучком и замедляющей структурой b . При оптимальной связи между пучком и высокочастотным полем была получена СВЧ-генерация в некоторой области частот около частоты 2 λ -вида. На рис. 6 приведены типичные осциллограммы импульса напряжения $U_{д}$, тока коллектора $I_{к}$ и интенсивности СВЧ-излучения $P_{свч}$.

Проведение спектральных измерений СВЧ-излучения показало следующее. Во-первых, можно выделить три частотных режима работы генератора: с $\lambda = 7,2$ мм - в непосредственной близости к частоте 2 λ -вида, с $\lambda = 6,5 - 6,8$ мм - двухволновый и 9 - 11,3 мм - одноволновый режим с точки зрения дифракционного излучения электронного потока. Во-вторых, спектральный состав СВЧ-излучения меняется в течение импульса. Первая, монохроматическая часть импульса (штриховая линия на рис. 6, в имеет длительность 100 - 200 нс, а вторая часть, начинающаяся приблизительно с 200 нс СВЧ-импульса (штрих-пунктир-

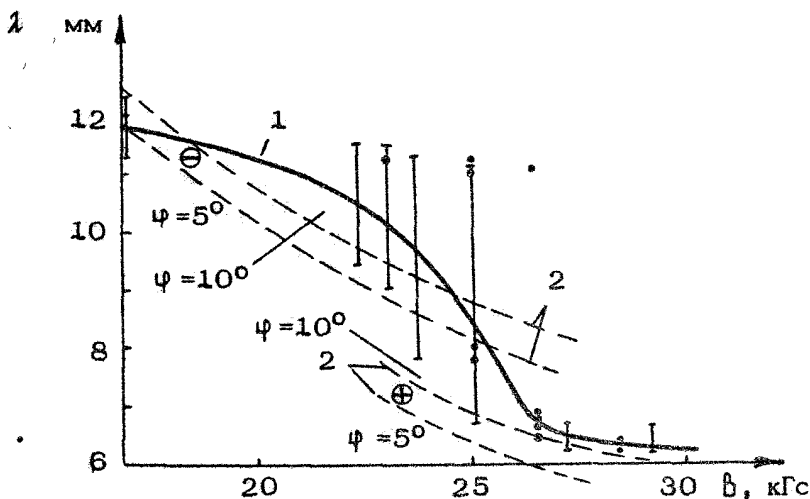


Р и с. 6. Осциллограммы импульсов напряжения (а), тока коллектора (б), интенсивности СВЧ-излучения (кривая 1 — сигнал, зарегистрированный СВЧ-датчиком, имеющим волноводный тракт с критической длиной волны 14,4 мм; кривая 2 — монохроматическая часть импульса; кривая 3 — часть импульса с широким спектром) (в), тока пучка, полученного с помощью рентгеновской меголки (г), тока низкоэнергетических частиц (д)

ная линия на рис. 6, в), имеет спектр шириной около 10 %.

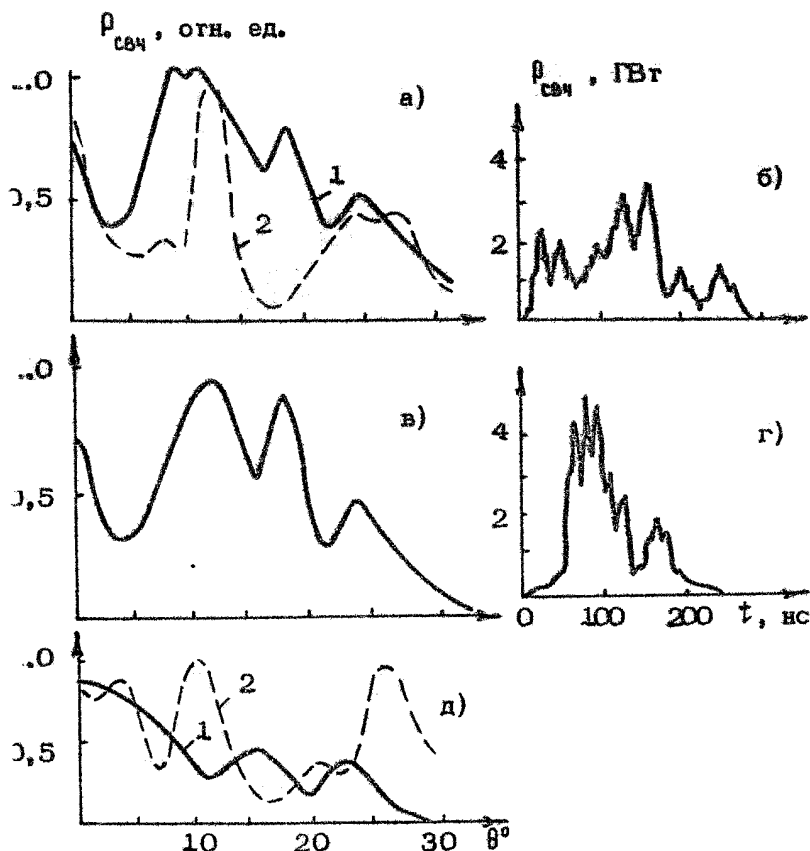
Подробные измерения спектра проводились для режима с $\lambda = 7,2$ мм с помощью полосовых фильтров. Ширина спектра $\Delta\lambda/\lambda \cdot 100 \leq 0,5$ %. Спектр оставался стабильным в течение 100 нс. Длина волны второй части импульса плавно менялась от 9,5 до 8,5 мм. Длина волны в других режимах измерялась с помощью запредельных фильтров.

В эксперименте обнаружено влияние величины внешнего магнитного поля на длину волны генерации. При магнитной индукции $B = 23 - 24$ кГс преимущественно реализовывался режим с $\lambda = 9 - 11,3$ мм, при $B = 26 - 28$ кГс - режим с $\lambda = 6,5 - 6,8$ мм, а при $B_{2\pi} = 25$ кГс установка частотного режима была нестабильной. Зависимость λ от B приведена на рис. 7.



Р и с. 7. Зависимость длины волны генерации λ от индукции внешнего магнитного поля B (кривая 1 - экспериментальная, кривые 2 - расчетные). Кружками нанесены значения длины волн, измеренных по пробую в атмосфере

Мощность СВЧ-излучения, выведенного в атмосферу, определялась с помощью измерения диаграммы направленности датчиками, расположенными на расстоянии 3 м от выходного рупора генератора, и интегрирования интенсивности по всей площади в предположении аксиальной симметрии



д и с. 8. Характеристики СВЧ-излучения: диаграмма θ -кривая 1) и ϕ -компоненты (кривая 2) излучения с $\lambda = 6,8$ мм (а); осциллограмма мощности СВЧ-излучения с $\lambda = 6,8$ мм (б); диаграмма θ -компоненты излучения с $\lambda = 11,3$ мм (в); осциллограмма мощности СВЧ-излучения с $\lambda = 11,3$ мм (г); диаграмма θ - (кривая 1) и ϕ -компоненты (кривая 2) для широкополосной части СВЧ-импульса (д)

диаграммы, которая контролировалась с помощью индикаторного габло.

Диаграммы направленности и осциллограммы мощности СВЧ-излучения приведены на рис. 8. В коротковолновом режиме пиковая мощность достигла $\rho_{\text{свч}} = 2,5 \pm 0,6$ ГВт. Энергия пиковой мощности в отдельных пиках до 3,5 ГВт. Энер-

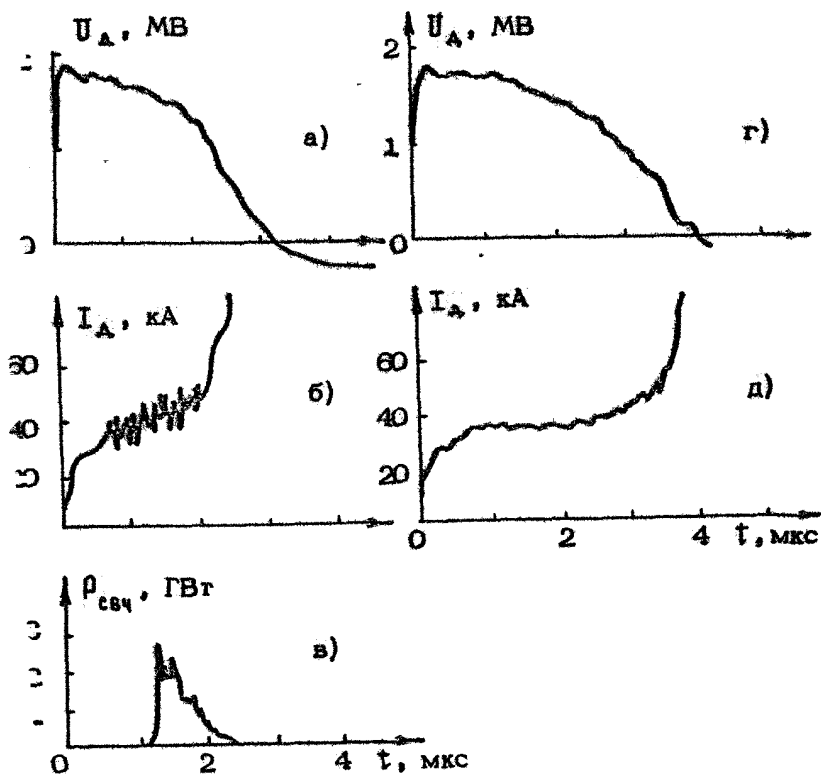
гия в импульсе составляла 200 - 330 Дж. Длительность импульса по основанию (на уровне 0,1 от максимальной мощности) $\tau_{\text{свч}} = 200 - 260$ нс.

При учете коэффициента ослабления в рупорной антенне генератора, который по оценкам составлял величину порядка двух, пиковая мощность внутри генератора достигала 5 - 7 ГВт, а электронный КПД $\eta = 29\%$ при $U_{\text{д}} = 1,5$ МВ и $I_{\text{н}} = 16$ кА. Радиальная компонента поля содержит около 65 % мощности, и 35 % - азимутальная (рис. 8, а). В длинноволновом режиме мощность, выведенная в атмосферу, $P_{\text{свч}} = 3 \pm 0,8$ ГВт при рекордной пиковой мощности 4,5 ГВт (рис. 8, в, г), $\tau_{\text{свч}} = 300 - 350$ Дж. Максимальный $\eta = 33\%$ при $U_{\text{д}} = 1,6$ МВ и $I_{\text{н}} = 17$ кА. Для режима с $\lambda = 7,2$ мм мощность $P_{\text{свч}} = 1 \pm 0,3$ ГВт, $\eta = 8\%$.

Диаграмма второй части СВЧ-импульса приведена на рис. 8, д: $P_{\text{свч}} = 400 - 200$ МВт; генерация наблюдалась при $U_{\text{д}} = 0,1 - 1,6$ МВ; максимальный КПД $\eta = 2\%$.

Обнаружено, что ток коллектора $I_{\text{к}}$, регистрируемый шунтом обратного тока, быстро растет с момента СВЧ-генерации и достигает 40 - 50 кА (см. рис. 6, б), что в 2 - 2,5 раза превышает обычное значение $I_{\text{н}}$ для данной геометрии диода. Рассчитанный на основе рентгеновской методики ток пучка $I_{\text{п}}$ (см. рис. 6, г) подобного роста не имел, что указывает на наличие тока низкоэнергетических частиц в цепи коллектора (порог чувствительности ЭЛУ-09 - 200 кэВ). Данный эффект известен [16, 17] как эффект умножения тока при транспортировке пучка через плазму. Плазма может образовываться на поверхности замедляющей структуры под действием оседающего электронного пучка и интенсивных СВЧ-полей [18, 19]. Наличие следов СВЧ-пробоя и эрозии поверхности структуры подтверждает возможность такого механизма плазмообразования.

Для ослабления процессов плазмообразования в структуре было скорректировано внешнее магнитное поле таким образом, чтобы напряженность этого поля в местах эрозии поверхности структуры увеличился. Для удаления абсорбированного газа с поверхности структуры генератор прогревался пучком малой интенсивности. Это позволило увеличить длительность СВЧ-импульса в 1,5 раза. Вышеуказанные максимальные параметры СВЧ-импульсов были получены в этих условиях.



– и с. 9. Осциллограммы импульсов в режиме отключенного срезающего разрядника при СВЧ-генерации: напряжения (а), тока диода (б), интенсивности СВЧ-излучения в), осциллограммы в отсутствие СВЧ-генерации, напряжения (г), тока диода (д)

Поскольку в отдельных импульсах длительность СВЧ-импульса $\tau_{\text{СВЧ}}$ ограничивалась длительностью импульса U_A , были проведены эксперименты по генерации с отключенным срезающим разрядником. При $U_A = 1,5$ МВ и $\beta = 28$ кГс были получены и выведены в атмосферу импульсы СВЧ-излучения с $\lambda = 6,5$ мм с пиковой мощностью $2,8 \pm 0,8$ ГВт длительностью $\tau_{\text{СВЧ}} = 0,7$ мкс и энергией в импульсе ~ 20 Дж. Осциллограммы U_A , I_A и $P_{\text{СВЧ}}$ для одного из выстрелов приведены на рис. 9, а, б, в. Для сравнения на рис. 9, г, д приведены импульсы U_A и I_A при трансформировке пучка в гладкой трубе дрейфа. Следует отметить уменьшение длительности импульса $\tau_{\text{и}}$ до 2,5 мкс и более

высокий темп роста I_A при СВЧ-генерации, который указывает на уменьшение импеданса диода в момент генерации.

Для проверки когерентности излучения во всех диапазонах проводилась его фокусировка с помощью полиэтиленовой линзы. За линзой возникла СВЧ-пробой, имеющий поперечные полосы, число которых достигало 60 – 70. Измеренная длина волны по периоду полос плазмы совпадает с λ , найденной измерениями с помощью полосовых и запредельных фильтров. На рис. 7 кружками нанесены измеренные этим способом длины волн излучения. По количеству полос N в плазме можно оценить ширину спектра излучения. При $N = 60$ ширина спектра не превышает 0,5 %.

По положению пробоя можно определить, что условный точечный источник излучения находится в области второй секции генератора и, по данным измерения диаграммы направленности, основная часть мощности излучения выходит из генератора под углом $12 - 13^\circ$, что согласуется с численным моделированием диаграммы направленности излучения в РДГ при формировании приосевого излучения за счет возрастания поверхностных компонент поля.

Полученная экспериментально в РДГ сантиметрового диапазона частота генерации соответствует области резонансного возрастания амплитуд дифракционных гармоник. В этой области частот реализуются и собственные колебания электродинамической структуры, что позволяет осуществить эффективную обратную связь и отселектировать определенный вид колебаний. При этом в структуре реализуется взаимодействие электронного потока с полем поверхностной волны вблизи 2π -вида колебаний.

Найденное экспериментально изменение частоты генерации РДГ миллиметрового диапазона от напряженности фокусирующего магнитного поля в пределах $U/\lambda = 1,1 \pm 0,6$ свидетельствует о том, что в исследованном устройстве важную роль могут играть резонансы, связанные с поперечным движением электронов потока. Область генерации соответствует отношению частот $\omega/\omega_{2\pi} = 0,6 \pm 1,1$, где $\omega_{2\pi}$ – частота 2π -вида колебаний эквивалентного периодического волновода. Электродинамические соотношения можно изобразить схематически с помощью дисперсионных характеристик, полученных в рамках асимптотических оценок в интересующей нас области частот.

Наибольшее изменение дисперсионные характеристики претерпевают в области $\omega \approx k_{\parallel} v$, а в области $k_{\parallel} v - 2\pi < \omega l / c < 2\pi - k_{\parallel} v$ они близки к характеристикам эквивалентного гладкого волновода.

При экспериментально найденных частотах генерации возможно несколько механизмов поперечного взаимодействия, определяющих резонансную частоту $\omega \approx 2\omega_{\phi}$, где $\omega_{\phi} = e v B / m c \gamma$, а e и m — заряд и масса электрона соответственно. Прежде всего это взаимодействие при нормальном эффекте Доплера на двойной циклотронной частоте:

$$\omega \left(1 - \frac{\beta_{\parallel}}{\beta_{\phi}} \right) \approx n \omega_{\phi}, \quad n = 2,$$

при этом фазовая скорость волны $\beta_{\phi} = v_{\phi} / c \gg 1$. Другим механизмом, действующим одновременно с нормальным эффектом Доплера на двойной частоте, является резонанс при $n = 1$ и $\beta_{\phi} = 2$, что также соответствует нормальному эффекту Доплера. Возможен также механизм взаимодействия, относящийся к аномальному эффекту Доплера при $n = -1$ и $\beta_{\phi} \approx 0,5$.

Важность резонансов, обусловленных поперечным взаимодействием электронов, определяется присутствием неоднородного поля, являющегося синхронной гармоникой для электронного потока. Оно зависит следующим образом от поперечной координаты относительно радиуса волновода r :

$$E_z \sim \exp \left[- \frac{k}{\beta_{\parallel} \gamma} (R - r) \right].$$

При этом неоднородность поля на ларморовской окружности радиусом r составляет

$$\begin{aligned} \Delta E_z &\approx g \cdot \text{rad} |E_z| \approx \\ &\approx \gamma_{\perp} k_{\perp} E_z \cdot \text{max} \left[1 - \exp \left(- \frac{k}{\beta_{\parallel} \gamma} r \right) \right]. \end{aligned}$$

при приближении потока к структуре на расстояния порядка $1/8 - 1/10$ из-за возрастания неоднородности поля возможна эффективная раскачка электронов на второй гармонике циклотронной частоты. При такой раскачке электроны попадают в область больших значений продольного и поперечного полей и поэтому энергообмен в поле, являющемся суперпозицией однородной и поверхностной гармоник, может

значительно увеличиваться за счет поперечного движения электронов потока.

Для исследования энергообмена релятивистского электронного потока с электромагнитным полем, имеющим объемную и поверхностную гармоники, при транспортировке электронного потока в однородном магнитоэстатическом поле было проведено численное моделирование методом "крупных" частиц.

Численное моделирование для различных значений фазовой скорости синхронной гармоники $\beta_{\text{ф}}$ электромагнитного поля показало, что в узкой области значений $\beta_{\text{ф}}$ наблюдаются режимы с эффективным энергообменом (КПД $\approx 40\%$) осуществляемым на большой протяженности области взаимодействия. Из результатов расчетов можно также сделать вывод, что КПД энергообмена связано с суммарным воздействием однородной и неоднородной гармоник поля, при этом объемное поле прежде всего раскручивает электронный поток, а основной энергоотбор идет в синхронном поле. Возрастание КПД происходит за счет того, что электроны, раскручиваясь, попадают в область больших продольных и поперечных полей поверхностной гармоники.

Таким образом, для выделения частоты генерации должны реализовываться следующие условия: поперечный резонанс на двойной циклотронной частоте, отклонение направления распространения однородной гармоники от нормали в пределах $5 - 10^\circ$, чтобы обеспечить эффективную раскачку поперечных колебаний электронов и выполнение условий фазированного сложения излучения.

На рис. 7 пунктиром нанесены кривые, соответствующие условиям синхронизма (для разных значений магнитного поля) с прямыми и обратными волнами. Видно, что для угла наклона направления распространения объемных волн к нормали $5 - 10^\circ$ экспериментально определенные частоты генерации достаточно хорошо совпадают при $\beta < \beta_{2\pi}$ с линией синхронизма пучка с обратной волной, а для $\beta > \beta_{2\pi}$ - с прямой. Область магнитных полей вблизи $\beta \approx \beta_{2\pi}$ соответствует значительному разбросу частот генерации и переключкам от одного режима работы к другому.

Реализованы релятивистские дифракционные генераторы сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн с мощностью излучения в атмосфере около 500 МВт в сантиметровом диапазоне в односекционном варианте и до 4,5 ГВт в восьмимиллиметровом диапазоне в двухсекционном варианте при длительности импульса генерации по основанию 100 – 250 нс. В сантиметровом диапазоне исследован экспериментально режим работы генератора вблизи 2π -вида колебаний. В восьмимиллиметровом диапазоне исследованы три выделенных частотных режима работы генератора. Проведены измерения характеристик излучения. Установлено, что важную роль в ограничении длительности генерации в РДГ играет плазма, образующаяся на поверхности замедляющей структуры под действием оседающих пучковых электронов и интенсивных электромагнитных полей. Проведены эксперименты по получению СВЧ-импульсов длительностью до 0,7 мкс при гигаваттном уровне мощности. Выделены и теоретически исследованы механизмы эффективного энергообмена потока и поля при наличии неоднородного синхронного поля, характерные для миллиметрового диапазона длин волн и относящиеся прежде всего к резонансам на двойной циклотронной частоте. Исследованы электромагнитные поля в электродинамических структурах релятивистских дифракционных генераторов, выделены режим взаимодействия вблизи 2π -вида колебаний (при образовании поверхностной волны) и режим взаимодействия с гибридными типами колебаний. Последний наиболее интересен для релятивистских устройств с энергиями электронов более 1 МэВ. Проведено сопоставление результатов теоретического и экспериментального исследований.

Л и т е р а т у р а

1. Канавец В.И. Электронная селекция мод и направленное излучение релятивистского потока в сверхразмерных волноводах // 1У Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике: Тез. докл. / ИСЭ СО АН СССР. Томск, 1982. Ч. 2. С. 140.
2. Русин Ф.С., Богомслов Г.Д. Генерация электромагнитных колебаний в открытом резонаторе // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 4, № 6. С. 236.

3. Шестопапов В.П. Дифракционная электроника. Харьков: Вища школа, 1976. С. 231.
4. Гиротрон / ИПФ АН СССР. Горький, 1981. С. 254.
5. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И. и др. Возбуждение поверхностных волн релятивистским электронным потоком в дифракционном волноводе // Письма в ЖТФ. 1981. Т. 7, № 10. С. 587.
6. Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф., Кольчугин Б.Д. и др. Возбуждение двухзеркального резонатора с гофрированными стенками релятивистским электронным потоком // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, № 15. С. 837.
7. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коровин С.Д. и др. Релятивистские генераторы диапазона миллиметровых волн // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 4 / ИПФ АН СССР. Горький, 1984. С. 119.
8. Арзин А.П., Канавец В.И., Штейн Ю.Г. Экспериментальное исследование взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка с высшими модами сверхразмерной замедляющей структуры // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12, № 14. С. 837.
9. Бугаев С.П., Ильин В.П., Кошелев В.И. и др. Формирование сильноточных релятивистских электронных пучков для мощных генераторов и усилителей СВЧ // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 1 / ИПФ АН СССР. Горький, 1979. С. 5.
10. Smith S. J., Pursell E. M. Visible light from lo-called surface charge moving across a grating // Phys. Rev. 1953. V. 92, N4. P. 1069.
11. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И. и др. Релятивистский квазиоптический черенковский генератор на аномалиях Вуда // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28, № 4. С. 763.
12. Влазов А.Н., Канавец В.И., Черепенин В.А. Об увеличении интенсивности дифракционного излучения в многопучковой системе // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31, № 9. С. 1870.
13. Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др. Физические процессы в многоволновых черенковских генераторах // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5 / ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 78.
14. Шестопапов В.П., Масалов С.О., Сологуб В.Г., Трегьяков О.А. Дифракция волн на решетках / ХГУ. Харьков, 1973. С. 287.

15. Бастриков А.Н., Бугаев С.П., Киселев И.Н. и др. Формирование грубчатых микросекундных электронных пучков при мегавольтных напряжениях на диоде // ЖТФ. 1988. Т. 58, № 3. С. 483.
16. Gupta G.P., Pohatgi V.K. Current multiplication during relativistic electron-beam propagation in a subTorr-pressure gas // J.Appl.Phys. 1988. V.64, N12. P.6626.
17. Briggs R.J., Clark J.C., Fessenden T.J. e.a. Transporting of self-focusing electron beams // In: Proc. 2-nd Intern.Conf. on High Power Electron and Ion Beams. Ithaca. 1977. V.1. P.319.
18. Абубакиров Э.Б., Белоусов В.И., Зайцев Н.И. и др. О влиянии коллекторной плазмы на работу релятивистской лампы обратной волны // 6-й Всесоюз. симпоз. по. сильноточной электронике: Тез. докл. / ИСЭ СО АН СССР. Томск, 1986. Ч. 1. С. 37.
19. Зайцев Н.И., Иляков Е.В., Кораблев Г.С., Кулагин И.С. Зондирование коллекторной плазмы излучением сантиметрового диапазона длин волн // 7-й Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике: Тез. докл. / ИСЭ СО АН СССР. Томск, 1988. Ч. 1. С. 176.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЦАР-УСИЛИТЕЛЯ ^{*1}

В.Л.Братман, Г.Г.Денисов,
С.Д.Коровин, Б.З.Мовшевич, С.Д.Полевин,
В.В.Ростов, А.В.Сморгонский

Согласно теории [2-4], мазер на циклотронном авторезонансе (МЦАР) представляет из себя одну из наиболее перспективных разновидностей мазеров на свободных электронах (МСЭ). В миллиметровом и длинноволновой части субмиллиметрового диапазонов для работы МЦАР требуются существенно меньшие энергии частиц, чем для наиболее популярной разновидности МСЭ - убитрона, и значительно меньшие магнитные поля, чем для гиротрона. В последнее время интерес к МЦАР заметно возрос: в частности, он рассматривается в качестве возможного источника когерентного излучения большой средней (непрерывной) мощности для электронно-циклотронного нагрева плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза [5-7].

Экспериментальные исследования первых МЦАР [8-10] были проведены в режиме генерации. В то же время для ряда приложений - в том числе для создания источников большой непрерывной мощности - представляет значительный интерес реализация в МЦАР режима усиления внешнего сигнала. Данная статья посвящена описанию первого эксперимента с МЦАР-усилителем [1], выполненного в 1985 году (недавно аналогичное исследование было проведено в США [5]).

*1) Основные результаты работы докладывались на 6-м Всесоюзном симпозиуме по сильноточной электронике (Новосибирск, 1986) [1].

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ МЦАР

В МЦАР, как и в других мазерах на циклотронном резонансе, электроны, движущиеся по винтовым траекториям в однородном магнитном поле $H_0 \vec{x}_0$, находятся в циклотронном резонансе

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} \approx \omega_H \quad (1)$$

с электромагнитной волной $\exp[i(\omega t - k_{\parallel} z)]$. Здесь v_{\parallel} и $\omega_H = e H_0 / m c \gamma$ — поступательная скорость и циклотронная частота электронов. Специфика МЦАР заключается в том, что в нем фазовая скорость волны $v_{\phi} = \omega / k_{\parallel}$ и поступательная скорость электронов v_{\parallel} близки к скорости света c . Поэтому вследствие эффекта Доплера частота генерации может существенно превышать циклотронную частоту: $\omega \gg \omega_H$ (в отличие от гиротрона, где $v_{\phi} \gg c$ и $\omega \approx \omega_H$).

Линейная теория МЦАР в режиме усиления по существу содержится уже в работах [11, 12], где были получены дисперсионные уравнения для безграничной магнитоактивной плазмы и цилиндрического волновода с винтовым электронным пучком, соответственно, без ограничения на величины скоростей электронов и волны (затем во многих работах теоретически и экспериментально исследовались слаборелятивистские гиролБВ). Нелинейная теория МЦАР в режиме усиления построена в работах [13, 3].

Дисперсионное уравнение [11] для цилиндрического волновода с винтовым электронным пучком, фокусируемым однородным магнитостатическим полем, может быть приведено к виду

$$(\delta - \epsilon)(\delta^2 + \nu \zeta^3) = D^2 \delta + \zeta^3 \quad (2)$$

Здесь $\delta = -\frac{\omega - k_{\parallel} v_{\parallel 0} - \omega_{H0}}{k_{\parallel 0} v_{\parallel 0}}$ и $\epsilon = -\frac{\omega - k_{\parallel 0} v_{\parallel 0} - \omega_{H0}}{k_{\parallel 0} v_{\parallel 0}}$ —

"горячая" (с учетом пучка) и "холодная" (при исчезающе малой концентрации частиц) расстройки циклотронного резонанса, $k_{\parallel 0}$ — постоянная распространения волны в отсутствие пучка;

$$C = \left[\frac{I}{m c^3 / e} \cdot \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2 \beta_0 \beta_{\parallel 0}^3} \cdot \frac{\lambda^2}{\pi S N_{m,p}} \beta_{\phi}^2 (\beta_{\phi}^2 - 1) \rho^2 \right]^{1/3} -$$

параметр усиления,

$$\nu = 2/(\beta_{\perp 0}^2 - 1), \quad D^2 = \zeta^3 \nu \beta_{\perp 0} \beta_{\parallel 0} \left(1 - \frac{\beta_{\perp 0}}{\beta_{\parallel 0}}\right) / \beta_{\perp 0}^2,$$

I – ток пучка, $\beta_{\perp 0} = v_{\perp 0}/c$ и $\beta_{\parallel 0} = v_{\parallel 0}/c$ – нормированные вращательная и поступательная скорости частиц на входе в пространство взаимодействия, $\beta_{\parallel} = v_{\parallel}/c$, λ – длина волны, S – сечение волновода, $N_{m,\rho}$ и ρ – норма волны и коэффициент связи пучка с волной:

$$N_{m,\rho} = \left(1 - \frac{m^2}{\nu_{m,\rho}^2}\right) J_m^2(\nu_{m,\rho}), \quad \rho = \frac{1}{2} J_{m-1}(k_{\perp} r_0)$$

– для волн $H_{m,\rho}$ и

$$N_{m,\rho} = J_m'^2(\tilde{\nu}_{m,\rho}), \quad \rho = \frac{1}{2} \frac{\beta_{\perp 0} - \beta_{\parallel 0}^{-1}}{1 - \beta_{\perp 0}/\beta_{\parallel 0}} J_{m-1}(k_{\perp} r_0)$$

– для волн $E_{m,\rho}$, $\nu_{m,\rho}$ и $\tilde{\nu}_{m,\rho}$ – корни уравнений $J_m'(\nu) = 0$ и $J_m(\tilde{\nu}) = 0$, $k_{\perp} = (\omega^2/c^2 - k_{\parallel 0}^2)^{1/2}$ – поперечное волновое число, r_0 – радиус тубчатого электронного пучка.

Из уравнения (2) ясно, что в МЦАР действуют как инерционные, так и силовые механизмы группировки частиц. Среди первых основную роль играют азимутальная группировка частиц, обусловленная зависимостью циклотронной частоты от энергии электронов, и продольная группировка, обусловленная неоднородностью синхронной волны в направлении движения частиц. Относительная роль этих механизмов определяется величиной нормированной фазовой скорости волны β_{\parallel} : при $\beta_{\parallel} > 1$ преобладает азимутальная, а при $\beta_{\parallel} < 1$ – продольная группировка частиц, причем из выражения для параметра усиления ζ видно, что эти два механизма действуют в противофазе и частично компенсируют друг друга. При $\beta_{\parallel} = 1$ имеет место полная взаимная компенсация этих двух механизмов и $\zeta = 0$ [11] (при этом выполнены условия точного авторезонанса [14,15]).

Если в уравнении (2)

$$D^2 \gg \zeta^2, \quad (3)$$

что выполняется при сравнительно малых начальных вращательных скоростях частиц, больших токах пучка или близости к точному авторезонансу, то доминирует силовая группировка частиц. В этом случае уравнение (2) может быть сведено к уравнению второго порядка с действительными решениями

$$\delta_{1,2} = \frac{\varepsilon}{2} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon^2}{4} + D^2},$$

которым соответствуют две волны постоянной амплитуды с различающимися постоянными распространения. Коэффициент передачи сигнала со входа ($x = 0$) на выход ($x = L$) определяется выражением

$$\frac{\rho_{\text{вых}}}{\rho_{\text{вх}}} = [\delta_1^2 + \delta_2^2 - 2\delta_1\delta_2 \cos(\delta_1 - \delta_2)k_{\text{нп}}L] / (\delta_1 - \delta_2)^2. \quad (4)$$

В противоположном предельном случае

$$D^2 \ll \varepsilon^2 \quad (5)$$

преобладает инерционная группировка электронов и возможно усиление волны. Максимальный инкремент

$$\delta_{\text{макс}}^{\text{н}} = \frac{\sqrt{3}}{2} \varepsilon$$

достигается при точном резонансе ($\varepsilon = 0$).

Наибольший интерес для МЦАР представляет случай, когда фазовая скорость волны весьма близка к скорости света, но не равна ей ($0 < \beta_{\text{ф}}^2 - 1 \ll \gamma_0^{-2}$), а вращательная скорость частиц достаточно велика — так что инерционная группировка частиц доминирует. Именно в таких режимах в МЦАР достигается высокий КПД [3, 4]. Следует отметить, что в режимах высокого КПД существенную роль играет также и силовая группировка частиц, которая, как правило (исключение составляет случай очень больших вращательных скоростей), ведет к снижению инкрементов и, кроме того, приводит к смещению максимума инкремента в область магнитных полей H_0 , превышающих резонансное значение.

КПД МЦАР [3, 4]

$$\eta = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2(1 - \gamma_0^{-2})(1 - \beta_{\text{нп}}/\beta_{\text{ф}})} \eta_{\perp} \quad (6)$$

определяется первоначальным запасом вращательной скорости частиц $\eta_{\perp 0}$, изменением их поступательной скорости (которое описывается фактором $(1 - \beta_{\text{нп}}/\beta_{\text{ф}})^{-1}$, совпадающим с коэффициентом доплеровского преобразования частоты колебаний $\Gamma = \omega/\omega_{\text{н}}$), а также эффективностью группировки частиц η_{\perp} . Если начальная вращательная скорость частиц удовлетворяет соотношению $\beta_{\perp 0} \sim \gamma_0^{-1}$, то в МЦАР можно получить высокий

КПД (в десятки процентов) при большом доплеровском преоб-
разовании частоты колебаний

$$\Gamma \sim \gamma_0^2$$

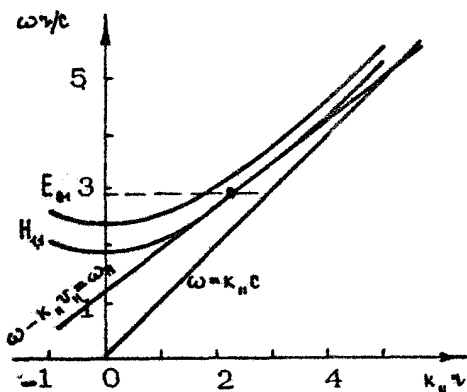
(при этом напряженность магнитостатического поля в γ_0 раз
меньше, чем в слаборелятивистском гиротроне, где $\omega \approx eH_0/mc$)

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

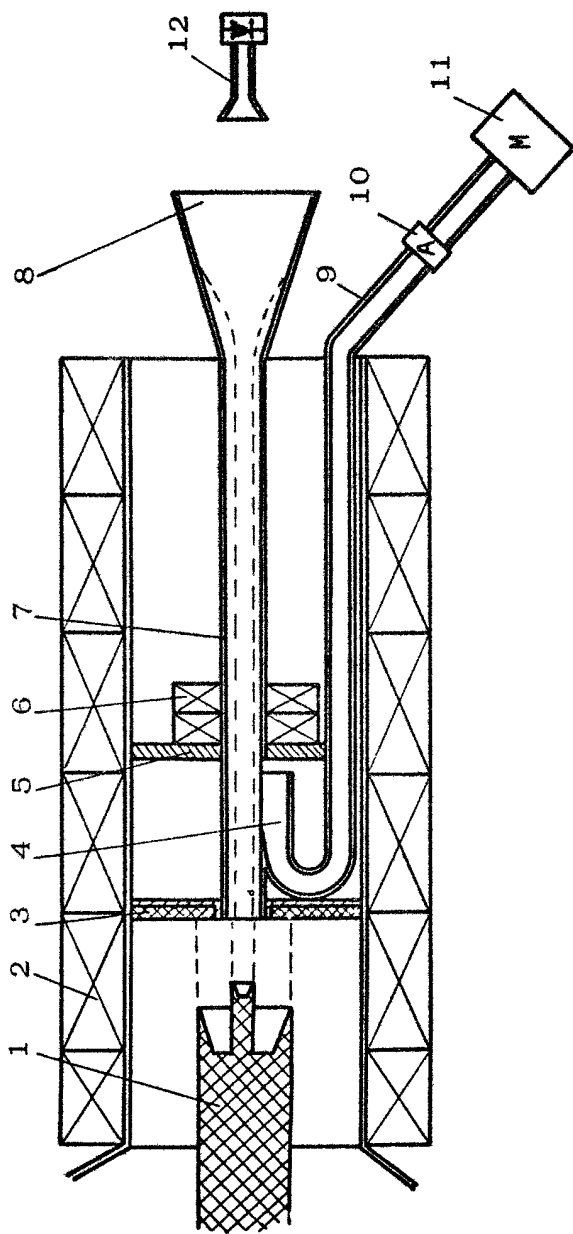
Первые экспериментальные исследования МЦАР были вы-
полнены в ИПФ АН СССР [8-10] (работа [10] выполня-
лась совместно с ФИАН СССР). В этих экспериментах были
реализованы МЦАР с длиной волны 4 и 2 мм в режиме гене-
рации. Электродинамическими системами генераторов служили
высокочастотные и селективные цилиндрические резонаторы с
брегговскими рефлекторами, обеспечивавшие реализацию одно-
модового режима.

Данная работа посвящена изложению результатов экспери-
ментального исследования МЦАР-усилителя с длиной волны
8,2 мм. Это исследование проводилось на базе сильноточного
импульсно-периодического ускорителя ИСЭ СО АН СССР
"Синус-6,2" [16], позволяющего получать пучки с энергией
электронов до 800 кэВ, током до 7 кА при длительности то-
кового импульса 25 нс.

Для обеспечения одномодового режима, как и в первом
эксперименте с МЦАР-генератором [8], в качестве рабочей
была выбрана низшая мода волновода - в данном случае мода



Р и с. 1. Дисперсионная диаграмма усилителя

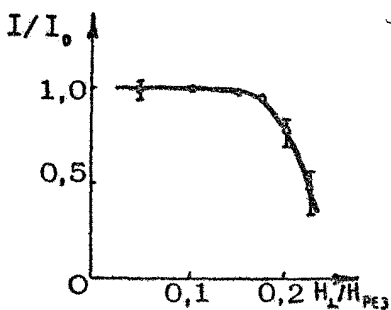


Р и с. 2. Схема эксперимента: 1 - двойной катод, 2 - секционированный соленоид, 3 - коллектор внешнего пучка, 4 - система ввода СВЧ-сигнала, 5 - вакуумный фланец, 6 - катушки "ондулятора", 7 - рабочий волновод, 8 - вакуумное окно, 9 - стандартный волновод, 10 - аттенюатор, 11 - магнетрон, 12 - датчик СВЧ-мощности

$H_{1,1}$ круглого волновода радиусом 4 мм. Рабочая точка на бриллюэновской диаграмме (рис. 1) находилась вблизи точки касания дисперсионной характеристики моды и прямой, соответствующей условию резонанса (1) для пучка электронов с энергией 500 кэВ и вращательной скоростью частиц $\beta_{10} = 0,3 - 0,4$. Фазовая скорость волны в таком режиме $\beta_{\varphi} = 1,27$, а доплеровское преобразование частоты составляет $\Gamma = 2,5$.

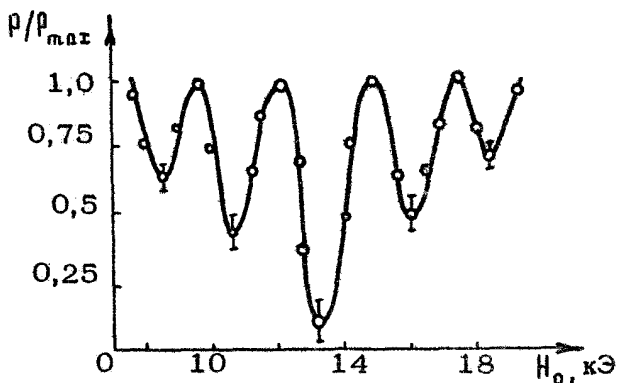
Формирование электронного пучка осуществлялось в коаксиальном вакуумном диоде с магнитной изоляцией (рис. 2). Для варьирования тока пучка без изменения энергии электронов в экспериментах использовался двойной графитовый катод. Рабочий пучок инжектировался внутренним катодом радиусом 2,5 мм. Величина электронного тока задавалась продольным положением внутреннего катода относительно соосного ему внешнего катода радиусом 10 мм и изменялась в пределах 0,5 - 1 кА. Начальная вращательная скорость сообщалась электронам в коротком осесимметричном "ондуляторе", расположенном в поле основного соленоида и запитываемом от отдельного импульсного источника. Период "ондулятора" был равен ларморовскому шагу электронов при резонансном рабочем поле. Значение поперечного ондуляторного поля H_{\perp} на радиусе пучка регулировалось в пределах от 0 до 2,6 кЭ. Разброс вращательных скоростей по оценкам не превышал величины $\Delta\beta_{10} \leq 0,1$.

Как показали эксперименты, условия транспортировки



Р и с. 3. Зависимость токопрохождения от величины ондуляторного поля ($I_0 = 1$ кА)

электронного пучка существенно зависели от величины ондуляторного поля (рис. 3). При $H_{\perp}^*/H_0 \geq 0,18$ часть электронов пучка попадала на стенки волновода. Максимальная длина транспортировки пучка, определяемая точностью юстировки, составляла 35 см. В эксперименте этот фактор ограничивал коэффициент усиления волны. Длина области взаимодействия электронов с волной L варьировалась изменением участка однородного магнитного поля (отключением катушек соленоида со стороны коллектора).

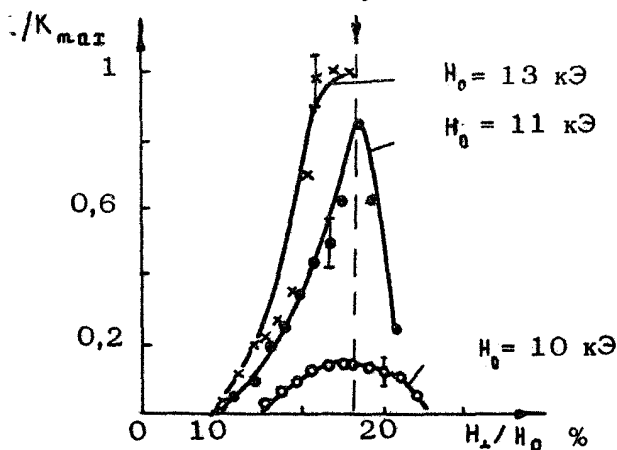


Р и с. 4. Зависимость $\rho_{\text{вых}}/\rho_{\text{вх}}$ от величины продольного поля H_0 в отсутствие ондуляторного поля $H_1=0$ ($L=24\lambda$)

Входной сигнал на волне $H_{1,1}$ вводился в рабочий волнозод с сильноточным электронным пучком с помощью направленного ответвителя. Мощность входного сигнала могла изменяться в пределах от 0 до 10 кВт.

3 отсутствие ондуляторного поля $H_1=0$, когда вращатель-

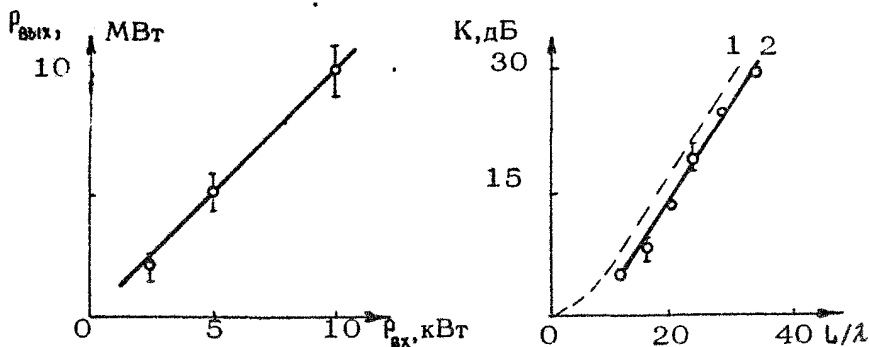
Граница
токопрохождения



Р и с. 5. Зависимость коэффициента усиления от ондуляторного поля при фиксированных значениях продольного поля H_0

ная скорость электронов пучка равна нулю, в области продольных магнитных полей, близких к резонансному значению, наблюдается ослабление мощности выходного сигнала (рис. 4). Амплитуда осцилляций мощности и положение экстремумов на экспериментальной кривой хорошо согласуются с расчетом.

С увеличением вращательной скорости электронов при $H_{\perp} \geq 0,1 H_{PE3}$ происходило усиление сигнала (рис. 5). При $H_{\perp} \geq 0,18 H_{PE3}$ наступало ограничение и спад усиления, обусловленные ухудшением токопрохождения. Зависимость коэффициента усиления от магнитного поля имела резонансный характер с максимумом при $H_{PE3} \approx 13$ кЭ и шириной $\Delta H_0/H_{PE3} \approx 0,15$ на уровне 0,7 (рис. 5).



Р и с. 6. Зависимость коэффициента усиления от длины области взаимодействия (пунктир – расчет, сплошная линия – результат эксперимента).

Р и с. 7. Зависимость выходной мощности от мощности входного сигнала ($H_{\perp}/H_0 = 0,15$, $H_0 = 13$ кЭ)

При изменении мощности входного сигнала мощность выходного сигнала менялась линейно (рис. 6). При изменении длины области взаимодействия L мощность выходного сигнала менялась экспоненциально с темпом 1,4 дБ/см (при различных уровнях входного сигнала) – рис. 7. При длине $L = 32 \lambda$ был достигнут коэффициент усиления 30 дБ. Максимальная мощность излучения составила 10 МВт при КПД 4 %.

Согласно расчетам, благодаря близости к режиму касания дисперсионных характеристик (см. рис. 1), реализованный МЦАР-усилитель должен обладать широкой полосой усиления ($\sim 10\%$). Однако в эксперименте использовался задающий генератор с фиксированной частотой, и эта характеристика не исследовалась.

Расчеты [7] показывают, что эффективное усиление на низшей моде может быть реализовано даже на очень коротких волнах порядка 0,5 мм при мегаваттном уровне средней мощности излучения. Однако такой режим на коротких волнах предъявляет очень серьезные требования к электроинно-оптической системе. Более естественным при укорочении волны представляется переход на высокие моды, хотя для реализации этого способа требуется разработка эффективных методов подавления паразитной генерации на квазикритических и встречных волнах.

Л и т е р а т у р а

1. Братман В.Л., Губанов В.П., Денисов Г.Г. и др. Когерентное излучение модулированного сильноточного пучка релятивистских электронов // 7-й Всесоюз. симпозиум по сильноточной электронике: Тез. докл. Томск, 1986. Ч.3. С.6.
2. Петелин М.И. К теории ультрарелятивистских мазеров на циклотронном авторезонансе // Изв.вузов. Радиофизика. 1974. Т.17, №6. С.902.
3. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. Циклотронные и синхротронные мазеры // Релятивистская высокочастотная электроника / ИПФ АН СССР. Горький, 1979. С.157.
4. Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. FELs with Bragg reflection resonators. Cyclotron autoresonance masers versus ubitrons // IEEE J. of Quantum Electronics. 1983. V.9E-19, N3. P.282.
5. Bekefi G., DiRienzo A., Leibovitch C., Danly B.G. 35 GHz cyclotron autoresonance maser amplifier // Appl.Phys.Lett. 1989. V.54, N14. P.1302.
6. McCowan R.B., Fliflet A.W., Gold S.H. e.a. The design of a 100 GHz CARM oscillator experiment // IEEE Trans. on Electron Devices. 1989. V.36, N9. P.1968.
7. Wang Q.S., Liu A.T., Luhmann N.S., Jr. e.a. CARM EC heating source for high field tokamak // 13th Intern.Conf. on Infrared and Millimeter Waves. Conf. Digest. SPIE. 1988. V.1039. P. Th44.

8. Ботвинник И.Е., Братман В.Л., Волков А.Б. и др. Мазеры на свободных электронах с брэгговскими резонаторами // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т.35, №10. С.418.
9. Ботвинник И.Е., Братман В.Л., Волков А.Б. и др. Мазер на циклотронном авторезонансе с длиной волны 2,4 мм // Письма в ЖТФ. 1982. Т.8, №22. С.1386.
10. Богаченков В.А., Братман В.Л., Денисов Г.Г. и др. Экспериментальные исследования мазера на свободных электронах // Кр.сообщ. по физике. 1983. №6. С.38.
11. Гапонов А.В. Релятивистское дисперсионное уравнение для волноводных систем с винтовыми и трохлоидальными электронными потоками // Изв.вузов. Радиофизика. 1961. Т.4, №3. С.547.
12. Железняков В.В. О неустойчивости магнитоактивной плазмы относительно высокочастотных возмущений. // Изв. вузов. Радиофизика. 1960. Т.3, №1. С.57.
13. Гинзбург Н.С., Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. К теории релятивистских МЦАР-усилителей // Изв.вузов. Радиофизика. 1981. Т.24, №4. С.481.
14. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Авторезонансное движение частицы в плоской электромагнитной волне // ДАН СССР. 1962. Т.145, №6. С.1259.
15. Давыдовский В.Я. О возможности ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле // ЖЭТФ. 1962. Т.43, №3 (9). С.886.
16. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д. и др. Ускорители сильноточных электронных пучков с высокой частотой следования импульсов // Сильноточные импульсные электронные пучки в технологии. Новосибирск: Наука, 1983. С.5.

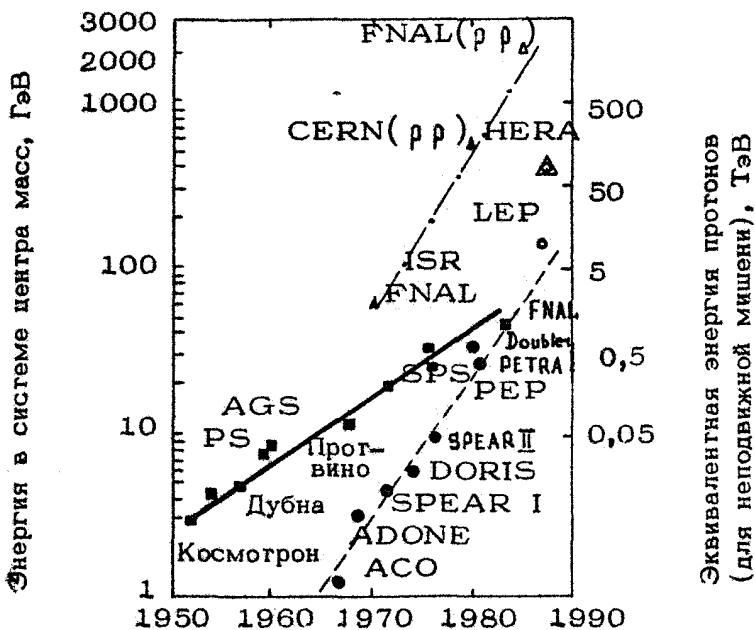
УСКОРИТЕЛИ БУДУЩЕГО

А. Н. Лебедев, Э. А. Перельштейн

ВВЕДЕНИЕ

Под гермином "ускорители будущего" фактически подразумеваются ускорители на сверхвысокие энергии, следующие за теми, которые проектируются и строятся в настоящее время. Иногда их называют поэтому ускорителями XXI в. Сооружаемые сейчас ускорители должны обеспечить продвижение физики элементарных частиц в область энергий в системе центра масс сталкивающихся частиц около 100 ГэВ для электрон-позитронных встречных пучков и 1 ТэВ для протон-антипротонных. В этой области энергий возможно экспериментально будут обнаружены новые явления и частицы (t - кварки, новые лептоны, хиггсовский бозон), предсказываемые современной теорией элементарных частиц [1, 2]. Однако, по-видимому, наиболее интересная энергетическая область, где возможна проверка новых теоретических представлений (теории великого объединения, суперсимметрий, суперструн), расположена около 1 ТэВ для e^+e^- коллайдеров и на порядок выше для протонных при светимостях $\sim 10^{32} \div 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Развитие ускорителей на высокие энергии во времени иллюстрируется обычно диаграммой Ливингстона, приведенной на рис. 1 (диаграмма заимствована из работы [2]). Современное состояние ускорителей на высокие энергии достаточно полно отражено в обзоре [3]. В настоящее время в Протвино сооружается ускорительно-накопительный комплекс (УНК) с энергией протонов до 3 ТэВ [4], в США в 1990 г. начнется строительство протонного ускорителя-



Р и с. 1. Диаграмма Ливингстона для ускорителей с неподвижной мишенью и коллайдеров: ——— протонные синхротроны, — — — электронные накопительные кольца, — · — · — протонные накопительные кольца

накопителя на 20 ТэВ (SSC) [5]. В ЦЕРНе завершено сооружение первой очереди LEP — циклического электрон-позитронного накопителя на энергию 2×100 ГэВ, предназначенного в основном для изучения физики промежуточных бозонов [6]. В ФРГ сооружается накопитель HERA со встречными протон-лептонными пучками (энергия протонов 800 ГэВ, энергия электронов (позитронов) — 30 ГэВ [7]).

Следующий шаг в ускорителях на сверхвысокие энергии, вероятно, будет сделан в направлении повышения энергии встречных электрон-позитронных пучков. При этом возможности кольцевых машин уже практически исчерпаны; так, периметр LEP равен примерно 27 км, а средняя высоко-частотная мощность, необходимая для компенсации энергетических потерь электронов на синхротронное излучение, оценивается в 16 МВт. Повышение энергии электронов с сохранением уровня энергетических потерь требует увеличе-

ния радиуса колцевого ускорителя (накопителя) пропорционально квадрату энергии. Поэтому повышение энергии сталкивающихся частиц на порядок (2×1 ТэВ) практически нереализуемо в циклических ускорителях.

ВСТРЕЧНЫЕ ЛИНЕЙНЫЕ ЭЛЕКТРОННО-ПОЗИТРОННЫЕ ПУЧКИ

Стоимость первой очереди LEP (2×50 ГэВ) оценивалась в 1986 г. в 550 млн. долларов. В комплексе LEP задействованы 6 ускорителей. Предварительные каскады ускорения состоят из инжектора на 200 МэВ, одновременно служащего для генерации позитронов, линейного бустера на 600 МэВ и накопительного кольца. Дальнейшее ускорение электронов и позитронов производится в переоборудованных синхротронах ЦЕРНа PS и SPS до 23 ГэВ и, наконец, в основном кольце. Летом 1989 г. произведен запуск комплекса.

Перспектива в создании встречных электрон-позитронных пучков с $E \sim 1$ ТэВ связывается с развитием линейных электронных ускорителей, размеры и стоимости которых пропорциональны энергии ускоренных частиц.

Первое обоснованное предложение линейных встречных электрон-позитронных пучков было сделано в 1978 г. В. Е. Балакиным, Г. И. Будкером и А. Н. Скринским [8].

Основные параметры линейных коллайдеров определяются физическими требованиями на сталкивающиеся пучки.

Светимость в предположении одинакового числа частиц N во встречных сгустках, следующих с частотой f и имеющих поперечное сечение в месте встречи S , выражается формулой

$$L = \frac{N^2 f}{S} \quad (1)$$

Частота следования сгустков в линейных коллайдерах гораздо ниже, чем в циркулирующих пучках. Поэтому, чтобы достичь светимости $L \sim 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при числе частиц в сгустках $N \sim 3 \cdot 10^{11}$ и частоте $f = 100$ Гц, сечение сгустка в месте встречи должно быть порядка 1 мкм². Таким образом, для реализации линейного коллайдера нужно сталкивать пучки микронного или еще меньшего размера, что ставит ряд новых физических и технических проблем.

В каждом из релятивистских сгустков расталкивающее действие собственного объемного заряда практически скомпенсировано магнитным стягиванием, но в месте встречи коллективное электромагнитное поле ведет к взаимному поперечному притяжению, поскольку сгустки разноименно заряжены и движутся в противоположных направлениях. Это приводит к искривлению траекторий и взаимному разрушению обоих сгустков, характеризуемому параметром

$$D = \frac{4\pi N \rho r_e}{\gamma S}, \quad (2)$$

где ρ - длина сгустка, $r_e = 2,8 \cdot 10^{-13}$ см - классический радиус электрона, γ - его релятивистский фактор. Если величина D мала, то отклонение частиц встречным сгустком не представляет опасности. Умеренные значения D выигрышны для взаимного сведения сгустков, которые "находят друг друга" за счет взаимного притяжения, однако при этом увеличивается эффективный эмиттанс и угол встречи пучков. Очень большие значения D заведомо неприемлемы.

Действие поперечного ускорения в поле встречного сгустка на частицы приводит к излучению электромагнитных волн (beamstrahlung) типа синхротронного и к относительной потере энергии

$$\delta_{кл} = \frac{\Delta E}{E} = 2,5 r_e^2 \frac{N^2 \gamma}{\rho S}. \quad (3)$$

если средняя энергия излучаемого кванта гораздо меньше энергии электрона или если они сравнимы,

$$\delta_{кл} = 1,6 \left(\alpha^4 r_e \frac{N^2 \rho}{\gamma S} \right)^{1/3}, \quad (4)$$

где $\alpha = \frac{1}{137}$ - постоянная тонкой структуры.

Увеличение относительного энергетического разброса в сгустках также порядка δ , таким образом, из требований физического эксперимента следует ограничение $\delta \ll 1$.

Вместе с очевидным соотношением для средней мощности, идущей на ускорение пучка

$$P = mc^2 \gamma N f, \quad (5)$$

равенства (1) - (4) позволяют определить параметры кол-

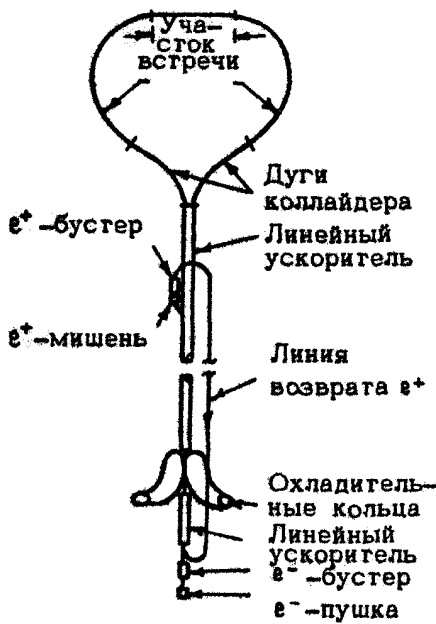
лайдера N, S, ρ, f по требуемым значениям γ, δ, L и заданному D . Используя, например, проектные параметры линейного коллайдера SL \bar{C} (Станфорд, США) на энергию 2×50 ГэВ со светимостью $6 \cdot 10^{30} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ [9], $S = \delta = 2 \cdot 10^{-3}$ и $D = 2,5$, получим $N = 5 \cdot 10^{10}$, $S = 10^{-7} \text{ см}^2$, $f = 180$ Гц и $l = 0,1$ см, причем излучение имеет сугубо классический характер. При переходе к энергиям около 5 ТэВ и светимости порядка $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ квантовая природа излучения приводит к необходимости сталкивать сгустки с размерами порядка $10^{-6} \div 10^{-7}$ см и очень высокими в сравнении с используемыми частотами повторений $f \sim 1 \div 10$ кГц).

В настоящее время осуществлен запуск первого линейного коллайдера — SL \bar{C} . В комплексе SL \bar{C} (рис. 2) на участке от охлаждающих колец до конвертора ускоряются три сгустка — два электронных и один позитронный. Один из электронных сгустков сбрасывается быстрым отклоняющим магнитом на конвертор из тяжелого металла для генерации позитронов. После доускорения до 200 МэВ в дополнительном бустере позитронный сгусток переводится на вход основного ускорителя. К этому моменту инжектор поставляет еще два электронных сгустка, один из которых предназначен опять для генерации позитронов. Два рабочих сгустка — электронный и позитронный — ускоряются до энергии 1 ГэВ, после чего выводятся в охлаждающие кольца. В них циркулирующие сгустки уменьшают свой фазовый объем, и следовательно размеры, за счет радиационного затухания колебаний и затем в линейном ускорителе приобретают энергию 50 ГэВ. После этого сгустки разводятся в разные стороны и по двум дугам выводятся на фокусирующую систему, окончательно формирующую малое поперечное сечение и обеспечивающую попадание сгустков друг в друга.

Полученные на SL \bar{C} первые результаты по запуску комплекса ($7 \cdot 10^9$ частиц в сгустках при размере поперечника около 6 мкм) позволили начать физические эксперименты.

В Новосибирске прорабатывается проект ВЛЭПП (встречные линейные электрон-позитронные пучки) на энергию до 2×1 ТэВ [10].

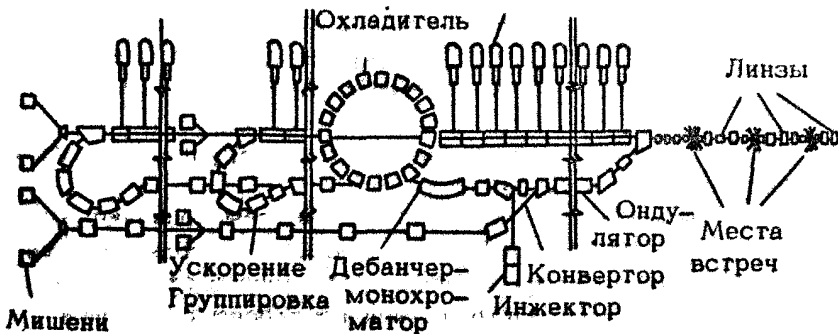
Один из вариантов ВЛЭПП схематически представлен на рис. 3. Ускорение электронов и позитронов осуществляется навстречу друг другу в двух одинаковых линейных



Р и с. 2. Станфордский линейный коллайдер

ускорителях с темпом набора энергии около 100 МэВ/м с организацией нескольких мест встречи. В режиме инжекции электроны подаются в основной линейный ускоритель от начального инжектора, последовательно проходя промежуточный ускоритель и разгруппирователь-монохроматизатор, а затем накапливаются и охлаждаются в промежуточном кольце. После охлаждения электроны вновь группируются и переводятся в ускоряющие секции, одновременно осуществляется укорочение пучка и достигается поляризация частиц по спину нужного направления.

10^{12} поляризованных электронов или позитронов в каждом. После столкновения в месте встречи с очень сильной фокусировкой, обеспечивающей сечение пучков $\sim 10 \text{ мкм}^2$, сгустки сгущаются импульсным магнитным полем и направляются в конверсионные системы. Система включает в себя спиральный ондулятор, в котором частицы излучают около Источники СВЧ



Р и с. 3. Вариант ВЛЭПП

1 % своей энергии в виде циркулярно поляризованных фотонов с энергией 15 МэВ. Оставшиеся поляризованные пучки направляются для экспериментов со стационарными мишенями. Поляризованные электроны или позитроны с большой энергией, рождаемые на мишени-конверторе с эффективным коэффициентом конверсии равным единице, ускоряются в линейном ускорителе до 1 ГэВ. Затем частицы попадают в инжекционную часть коллайдера.

При цикличности 10 Гц светимость ВЛЭПП будет достигать $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

В работающих сегодня линейных ускорителях электронов амплитуда ускоряющего электрического поля составляет 10 – 20 МэВ/м. Например, в ускорителе SLAC (Станфорд) амплитуда поля порядка 20 МэВ/м. При таком темпе набора энергии, чтобы достичь 1 ТэВ, требуется длина ускорителя 50 км. Таким образом, для проектирования и сооружения линейных коллайдеров кардинальными являются требования высоких значений темпа набора энергии и светимости пучков. С этими двумя требованиями связана сложная проблема энергообеспечения ускорителя. Если встречные линейные пучки реализуются как столкновение двух одиночных сгустков, то для получения светимости $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в сгустке необходимо иметь $3 \cdot 10^{11}$ частиц. При таком числе частиц и энергии их 1 ТэВ энергия, запасенная в сгустке, составляет 50 кДж. Принимая эффективность передачи мощности от источника к пучку равной 10 %, получаем требование на энергию от источника 500 кДж. Если взять длину ускорителя 5 км (темп набора энергии 200 МэВ/м), то отбор энергии от источника должен составлять 100 Дж/м. При длительности импульса 20 нс, соответствующая импульсная мощность 5 ГВт/м. Приведенные оценки показывают, что ограничение по длине ускорителя (высокий темп набора энергии) может оказаться даже менее существенным, чем необходимость создания мощных, высокоэффективных источников энергии для ускорения частиц, составляющих основную стоимость ускорителя [11].

С начала 80-х гг. прорабатывается множество различных предложений по существенному повышению темпа набора энергии, обсуждаемых на специальных совещаниях и конференциях по ускорителям заряженных частиц [12 × 16]. Пересматриваются возможности традиционных линейных резонансных ускорителей вместе с переходом в миллиметровый

диапазон волн ускоряющих полей, исследуются способы лазерного ускорения частиц в вакууме и в плазме, плазменно-пучковые методы ускорения [12 - 19] и др. Здесь дан краткий обзор по некоторым предложениям ускорителей с большим темпом набора энергии.

ИСТОЧНИКИ СВЧ-МОЩНОСТИ ДЛЯ КОЛЛАЙДЕРОВ

По степени готовности, изученности и простоте реализации традиционная схема ускорения - линейный резонансный ускоритель - является, очевидно, первым кандидатом в ускорители будущего. Основные проблемы, которые надо решить, состоят в обеспечении высокого темпа набора энергии и создании мощных и сравнительно дешевых источников СВЧ-питания.

В практике современных линейных резонансных ускорителей для оценки максимальных допустимых по электрическому пробое напряженностей электрического поля на поверхности структуры E_s используется критерий Килпатрика [20], который в высокочастотном пределе для СВЧ-импульсов большой длительности дает связь E_s (кВ/см) и частоты f (МГц) вида

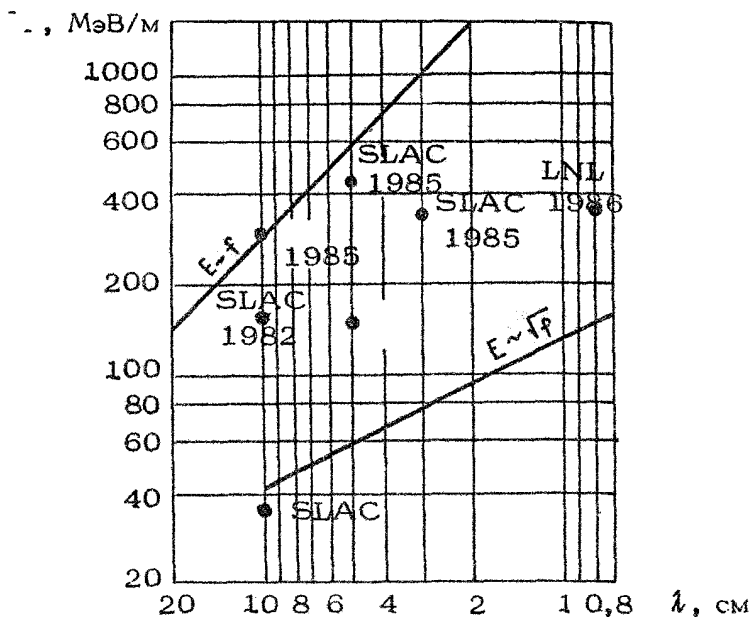
$$f = 1,643 \cdot 10^{-2} E_s^2 \cdot \exp(-85/E_s). \quad (6)$$

В работе [20] указано, что на практике критерий Килпатрика дает заниженное значение E_s и возможно превышение запасенной электромагнитной энергии в области ускоряющей структуры в 1,5 - 3 раза по сравнению с рассчитанной по формуле (6).

Вычисленная по формуле (6) зависимость $E_s(f)$ (или $E_s(\lambda)$), где λ - соответствующая f длина электромагнитной волны в вакууме) представлена на рис. 4. Для примера на рис. 4 показана точка $\lambda = 10$ см, $E_s = 34$ МэВ/м параметры Станфордского линейного ускорителя - SLAC. Эффективность ускоряющего поля

$$K = E_a / E_s, \quad (7)$$

где E_a - амплитуда ускоряющего поля, для SLAC равна $K = 1/2$.



Р и с. 4. Зависимость предельной поверхностной напряженности электрического поля от длины волны

Зависимость предельной напряженности от длительности СВЧ-импульса T (мкс) учитывается формулой [21]

$$E_s(T) = E_s (1 + 4,5/T^{1/4}), \quad (8)$$

где E_s — предельное значение из формулы (6), а величина T выбирается сравнимой со временем заполнения ускоряющей структуры. Из формулы (6) следует $E_s \sim 1/\sqrt{\lambda}$, скейлинг по длине волны дает $T \sim \lambda^{3/2}$ и из (8) получаем $E_s(T) \sim \lambda^{-7/8}$. Для близкого к формуле (8) закона $E_s(T) \sim 1/T^{1/3}$ следует $E_s(T) \sim \lambda^{-1}$. Зависимость $E_s(T) \sim 1/\lambda$ с привязкой к экспериментальной точке $\lambda = 10$ см, $E_s \approx 300$ МВ/м показана на рис. 4. Экспериментально на длине волны 10 см получены предельные напряженности поля на поверхности структуры 312 МВ/м при длительности импульса 2,5 мкс [22] и 240 МВ/м при длительности импульса 4 мкс [23]. В Новосибирске на длине волны 5 см получено значение напряженности ускоряющего поля $E_0 \approx 90$ МВ/м [9]. В миллиметровом диапазоне пер-

вые эксперименты в Ливерморе дали $E_s \approx 380$ МВ/м на частоте 34,6 ГГц при длительности импульса 10 – 15 нс и падающей мощности 3,1 МВт [24].

Таким образом, при переходе в коротковолновый диапазон СВЧ-волн для ускорения частиц существенно понижаются ограничения, связанные с электрическим пробоем ускоряющей структуры, и становятся достижимыми ускоряющие электрические поля с напряженностями в сотни мегавольт на метр.

Оценка ограничения предельно допустимой поверхностной напряженности электрического поля E_s за счет теплового разрушения поверхности показывает, что в области длин волн больших 1 см оно слабее пробойного, а для длин волн короче 1 см граничные значения близки к 1 ГВ/м [25].

Переход к коротким длинам волн ограничивается радиационным торможением ускоряемых сгустков (сила торможения растет как λ^{-2}), ростом поперечных компонент радиационных полей (пропорциональных λ^{-3}) и обусловленной ими поперечной неустойчивости сгустков (голова – хвост), жесткими допусками на изготовление и геодезию ускоряющей структуры [26] и сложностью изготовления структуры на малую длину волны. Поэтому, вероятно, оптимальная рабочая длина волны будет находиться в сантиметровом диапазоне.

Последние годы большой объем в поисковых работах по новым методам ускорения занимает разработка новых источников, обеспечивающих высокий уровень высокочастотной мощности. Эти работы основаны на достижениях современной релятивистской СВЧ-электроники [27]. Высокие требования на стабильность фазы ускоряющего напряжения, стабильность и повторяемость СВЧ-импульсов ограничивают класс разрабатываемых СВЧ-источников.

Главным образом разработки ведутся по улучшению параметров клистронов и гироклистронов [21, 28], создаются новые типы генераторов – лазертроны, лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) и т. д. [21, 26, 28] с выходной импульсной мощностью 100 МВт – 1 ГВт.

В настоящее время в Станфорде ведутся работы над клистроном с выходной мощностью 150 МВт на длине волны 10 см, длительностью импульса 1 мкс и КПД 55% [21]. В совместном эксперименте Беркли – Станфорд – Ливермор на базе линейного индукционного ускорителя

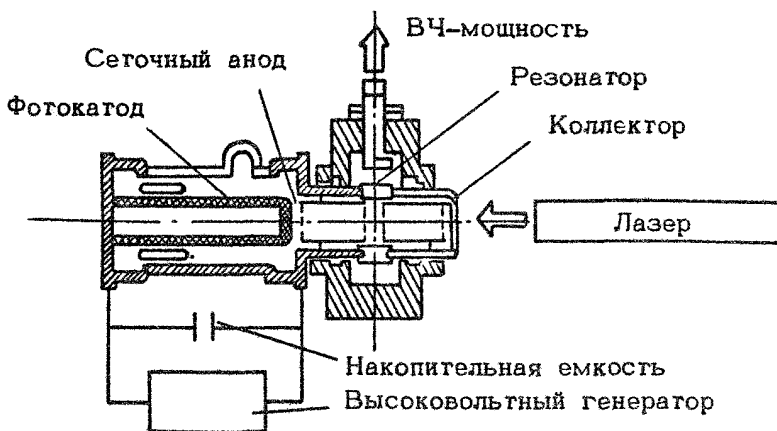
с энергией элек тронов около 1 МэВ, током 1 кА и длительностью импульса 50 - 100 нс опробован релятивистский клистрон и получены 200 МВт высокочастотной мощности на частоте 11,4 ГГц. При запитке этой мощностью участка ускоряющей структуры длиной 26 см получено ускоряющее поле около 140 МВ/м [29].

Выходная мощность клистронов падает с уменьшением длины волны, поэтому при переходе в оптимальный для коллайдеров сантиметровый диапазон возможно будет использоваться компрессия импульсной мощности. В различных вариантах компрессии мощности длинный выходной импульс клистрона преобразуется в короткий с высоким КПД по усилению мощности [28]. Реализация на SLAC одного из вариантов компрессии - SLED позволила увеличить набор энергии электронов на 70 %.

Перспективность гироклистрона, как источника СВЧ-мощности для линейного коллайдера, была экспериментально продемонстрирована В. Л. Гранатштейном с сотрудниками [30]. В эксперименте при энергии электронов 500 кэВ, токе 200 А была получена импульсная мощность 30 МВт на частоте 10 ГГц, с большим коэффициентом усиления 50 дБ, высоким КПД (33 %) и стабильностью фазы. В проекте гироклистрона на 300 МВт на частоте 10 ГГц планируется при той же энергии электронов увеличить ток до 2 кА.

В новом типе источника СВЧ-мощности - лазертроне (рис. 5) - высокочастотная модуляция электронного пучка достигается при облучении фотокатода модулированным во времени лазерным лучом [26, 28]. Электронные сгустки, пройдя ускоряющий зазор, возбуждают резонатор, из которого выводится ВЧ-мощность.

Численное моделирование показало высокую эффективность генерации СВЧ-мощности в режиме лазертрона (КПД до 86 % [31]). Экспериментальные работы по лазертрону проводятся в США (Станфорд) [32], во Франции (Орсэ) [33] и в Японии [34]. В лазертронах с рабочей частотой 3 - 6 ГГц предполагается использовать цилиндрические сгустки электронов длительностью 30 - 60 пс с током 300 - 2000 А и энергией электронов 300 - 500 кэВ. В лазертронах сантиметрового и миллиметрового диапазона длин волн для улучшения связи пучка с резонатором предлагается использовать ленточные [35] и кольцевые пучки [36], что позволит также ослабить влияние пространствен-



Р и с. 5. Схема лазертрона

ного заряда на динамику сгустков. Планируется в ближайшее время достичь уровня мощности 30 - 50 МВт на частоте 3 ГГц в импульсах длительностью 0,3 - 1 нс. На следующем шаге мощность должна быть увеличена до сотен мегаватт при одновременном увеличении длительности импульса.

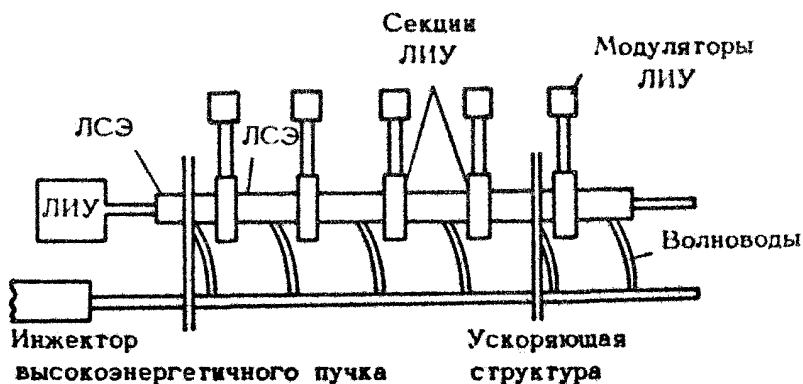
В то время как геометрия электронной пушки и резонаторов лазертрона оптимизируется методами численного моделирования, выбор материала фотокаатода может быть сделан только после экспериментальных исследований. Этот вопрос является ключевым при разработке лазертрона, поскольку параметрами фотокаатода определяются требования к лазерному излучению. Основными кандидатами являются катоды с отрицательным электронным средством на основе $GaAs$, активированного цезием, которые успешно применяются для получения пучков поляризованных электронов [37], а также давно известные фотокаатоды на основе Cs_3Sb , преимущество которых заключается в большей стабильности и меньшей чувствительности к остаточным газам (при квантовом выходе в несколько процентов, т. е. на порядок меньше, чем для $GaAs$) [38]. Достаточно большая эффективность и малая работа выхода для этих двух катодов позволили при умеренных плотностях мощности лазерного излучения ($\lambda = 0,53 \text{ мкм}$ - вторая гармоника излучения неодимового лазера) продемонстрировать плотности тока эмиссии до 800 А/см^2 при длительности сгустков 40 - 60 пс. Рас-

считаются и другие типы фотокатодов, например на основе окислов металлов ($W-Zr-O$), которые должны облучаться ультрафиолетовым излучением [39], или щеточные катоды со смешанной фотополевой эмиссией, для которых измеренный квантовый выход приближается к единице [40]. Наконец, предлагается создать "лазертрон" без лазера, используя в качестве катода матрицу электрически управляемых микроавтоэммиттеров [35].

Эксперименты по усилению СВЧ-волн с длиной волны 8 мм с использованием ЛСЭ ведутся в Ливерморе (США) совместно с Лоуренсовской лабораторией (Беркли) на базе линейных индукционных ускорителей (ЛИУ). В эксперименте на ускорителе ETA (3,3 МэВ, 500 А) входная волна с частотой 34,6 ГГц и мощностью 30 кВт усиливалась на длине 2,5 м до 80 МВт [41]. Профилирование магнитного поля виглера, обеспечивающее длительный синхронизм волны и частиц пучка, позволило в следующем эксперименте достичь выходной мощности 1 ГВт и увеличить, таким образом, КПД до 34 % [42].

ДВУХПУЧКОВЫЙ УСКОРИТЕЛЬ

Использование ЛИУ предполагается также в новой схеме построения ускорителя - двухпучковом ускорителе, предложенном А. М. Сесслером [43 - 44]. В двухпучковом ускорителе (рис. 6) для генерации СВЧ-мощности на всей длине ускорителя используется один интенсивный низкоэнергетичный



Р и с. 6. Схема двухпучкового ускорителя

электронный пучок. Энергия, теряемая пучком на излучение на участках, где расположены ЛСЭ, компенсируется последующими секциями ЛИУ. Часть СВЧ-мощности отводится от ЛСЭ в ускоряющую высокоэнергетичный пучок структуру, таким образом осуществляется квазистационарный режим излучения^{*)}. Реализация этого предложения ведется совместно лабораториями Ливермора и Беркли, где, кроме экспериментов по созданию усилителей на длине волны 8 мм, рассматриваются теоретические вопросы двухпучкового ускорителя, технологические вопросы создания соответствующей ускоряющей структуры с большой электрической прочностью и возможностью глубокой вакуумной откачки [46, 47], вопросы эффективного ввода и вывода СВЧ-мощности в конфигурации двухпучкового ускорителя и др. Планируется сооружение тридцатиметрового прототипа [48], на котором должны быть опробованы инжекционная ступень формирования интенсивных низкоэнергетичных сгустков, необходимых для стационарной генерации СВЧ-излучения, сам режим излучения сгустков в синфазной волне и доускорение высокоэнергетичных электронов, которые, возможно, будут инжектироваться с энергией 1 ГэВ из SLAC и доускоряться до 15 ГэВ. Ориентировочные параметры двухпучкового коллайдера, взятые из работы [44], приведены в табл. 1.

В последнее время, кроме этого варианта двухпучкового ускорителя, прорабатываются схемы с использованием клистронных усилителей вместо ЛСЭ [28, 49] и сверхпроводящего линейного ускорителя вместо ЛИУ [28, 50]. Применение сверхпроводимости в линейных коллайдерах "напрямую" ограничивается низкими значениями темпа набора энергии, поэтому привлекательным кажется использовать его в качестве драйвера в двухпучковом ускорителе, что дает выигрыш в энергетике и светимости (непрерывный режим). Первые эксперименты по ускорению в сверхпроводящем свинцовом или ниобиевом резонаторе насчитывают уже более 20 лет. Достигнутые успехи позволили перейти к таким сложным установкам, как Иллинойский разрезной микротрон [51], ускоряющая система Корнельского синхротрона [52] и даже пол-

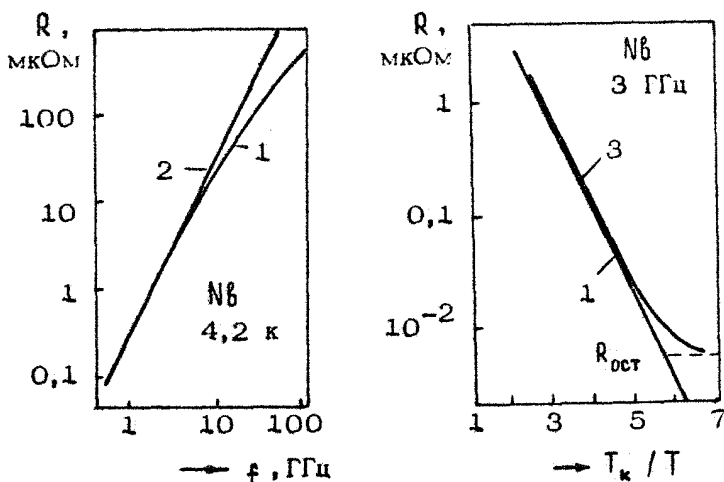
*) Для нерелятивистских пучков стационарный режим излучения с доускорением частиц продольным электрическим полем предложен в семидесятых годах Е. Д. Белявским [45].

номасштабный линейный резонансный ускоритель в Станфорде [53], использованный впоследствии для первого лазера на свободных электронах. Хотя большинство этих устройств доказало свою высокую надежность, основной шаг – переход к высоким напряженностям электрического поля – не был осуществлен: полученные значения в $2 \div 3$ МВ/м были на один-полтора порядка меньше, чем теоретические значения предельного поля.

С физической точки зрения ключевыми вопросами являются достижение малого поверхностного сопротивления и повышение критического значения напряженности поля, разрушающего сверхпроводимость. Для частот $f < 10$ ГГц и температуры T вдвое меньше критической T_k экспериментальные данные для поверхностного сопротивления хорошо аппроксимируются эмпирической формулой:

$$R = A \frac{f^2}{T} \operatorname{erfc}(-\alpha T_k / T) + R_{\text{ост}}, \quad (9)$$

где A – константа, зависящая от материала сверхпроводника, $\alpha = 1,75$ (теория) и $\alpha = 1,86$ (эксперимент), а остаточное сопротивление $R_{\text{ост}}$ не зависит от температуры (рис. 7).



Р и с. 7. Частотные и температурные зависимости поверхностного сопротивления: 1 – теория БКШ, 2 – двухжидкостная модель, 3 – эксперимент

Параметры двухпучкового коллайдера

Низкоэнергетичный пучок

Средняя энергия электронов	20 МэВ
Ток пучка	2,15 кА
Длительность токового импульса	20 нс
Шаг виглера	27 см
Средняя амплитуда поля виглера	2,4 кГс
Мощность в пучке	43 ГВт
Энергия в пучке	0,8 кДж
Излучаемая мощность	2,2 ГВт/м
Число ЛСЭ-инжекторов	2 x 2
Потребляемая средняя мощность	160 МВт

Ускоряющая структура

Длина волны	1 см
Темп набора энергии	500 МэВ/м
Запасенная энергия	40 Дж/м
Время заполнения	18 нс

Высокоэнергетичный пучок

Энергия инжекции	2 ГэВ
Цикличность	0,5 кГц
Конечная энергия	1 ТэВ
Длина	2 x 2 км
Светимость	$4 \cdot 10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Размер пучка по вертикали (σ_y)	0,14 мкм
Ширина пучка (σ_x)	1,4 мкм
Мощность в одиночном сгустке	8,0 МВт
Число частиц в сгустке	10^{11}
КПД передачи мощности от низкоэнергетического пучка к высокоэнергетическому	10 %

Таблица 2

Ускоритель	Материал	Частота, МГц	T, К	Число резона- торов	$E_{\text{м.э.}}$, МВ/м	Q при $E_{\text{м.э.}}$
LEP	Nb	500	4,2	5	5,0	$0,7 \cdot 10^9$
TRISTAN	Nb	500	4,2	3	5,8	$0,6 \cdot 10^9$
HERA	Nb	1000	4,2	9	5,5	$0,5 \cdot 10^9$
CESR	Nb	1500	1,8	5	12,3	$3,5 \cdot 10^9$
Darmstadt	Nb, Sn	3000	4,2	5	4	$4,5 \cdot 10^9$

Поверхностное сопротивление $N\delta$ при 0,5 Гц и 4,2 Гц составляет 70 нОм, что надо сравнивать со значением 6 мОм для меди при комнатной температуре. В простом прямоугольном резонаторе, например, при напряженности ускоряющего поля 5 МВ/м диссипируемая мощность составляет 12 Вт, а мощность, затрачиваемая на охлаждение с учетом КПД рефрижератора равна 5,5 кВт, что в 200 раз меньше, чем для эквивалентной медной структуры. Необходима оптимизация геометрии структуры, чтобы избежать локальной перенапряженности. Кроме того, существенным фактором оказывается мультипактор, слабее всего проявляющийся в сферическом резонаторе.

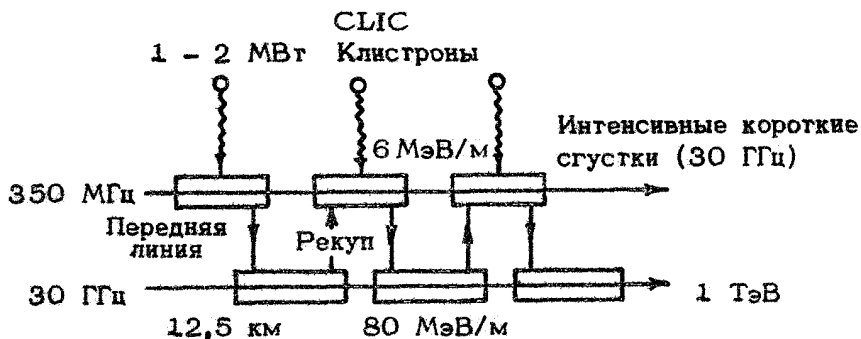
На современном этапе в одиночных резонаторах достигнута добротности 10^{10} и электрические поля до 40 МВ/м. В многорезонаторных системах соответствующие значения несколько ниже (табл. 2). В многорезонаторных структурах результаты в два-три раза хуже, но есть все основания предполагать, что технология очистки поверхности позволит устранить этот разрыв и довести добротность до $5 \cdot 10^{10}$ на частоте 1 Гц при температуре 1,8 К. Экономически оптимизированная частота может оказаться и ниже из-за меньших потерь мощности ($\sim f$), меньших напряженностей радиационных полей ускоряемых сгустков и меньшей нагрузки системы пучком ($\sim f^2$).

Сверхпроводящие ускоряющие структуры с их способностью работать в стационарном режиме могли бы обеспечить светимость на уровне $10^{34} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, если бы технически возможное ускоряющее поле удалось приблизить к теоретическому пределу. Однако они уже с успехом применяются там, где этот недостаток не столь важен. Примером является сильноточный сверхпроводящий ускоритель СЕВАФ [54], основные параметры которого приведены в табл. 3. Возможно, при создании сверхпроводящих линейных ускорителей найдет применение высокотемпературные сверхпроводники, их керамическая структура создает гораздо меньше трудностей для построения резонаторов, чем для производства обмоточного кабеля. Изучение поведения поликристаллических керамик типа $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ на высоких частотах только начато. Некоторые результаты показаны на рис. 8.

Несмотря на принятые при выпекании керамики меры по уменьшению сопротивления между зернами и обеспечению однородности стехиометрического состава, у высокотемпера-

Редиркулятор СЕВАФ	
Электронный пучок	
Энергия	0,5 ÷ 4 ГэВ
Средний ток	200 мкА
Эмиттанс при энергии 1 ГэВ	$2 \cdot 10^{-9}$ мрад
Ускоритель	
Длина	2 x 235 м
Прирост энергии за оборот	1 ГэВ
Число резонаторов	25 x 8 секций
Частота	1497 МГц
Темп набора энергии	5 МэВ/м
Добротность при $T = 2$ К, $E = 5$ МВ/м	$2,4 \cdot 10^9$
Клистроны	418 x 5 кВт
Рефрижератор	
ВЧ-потери ($T = 2$ К)	2,5 кВт
Тепловая нагрузка при $T = 2$ К	3,3 кВт
$T = 45$ К	80 кВт

турных сверхпроводников падение сопротивления с уменьшением частоты оказалось гораздо более слабым, чем у классических сверхпроводников. Сопротивление поликристаллических покрытий почти на порядок хуже, чем у монокристалла, но все же заметно меньше, чем у меди. Эти данные получены при очень малом ($\ll 10$ мкТл) поле на поверхности.



Р и с. 8. Схема линейного коллайдера ЦЕРН

По-видимому, высокотемпературные сверхпроводники на высоких частотах пока не могут рассматриваться как серьезные конкуренты обычным сверхпроводникам, но является ли ухудшение проводимости их внутренним свойством, не зависящим от технологии, остается неясным. В проекте линейного коллайдера CLIC на энергию 2×1 ТэВ, который разрабатывается в ЦЕРНе [50], в схеме двухпучкового ускорителя сильноточный пучок электронов с энергией 3 - 5 ГэВ, отдающий СВЧ-мощность, доускоряется в сверхпроводящем линейном ускорителе (см. рис. 8). Сверхпроводящий ускоритель на энергию 15 ГэВ запитывается клистроном с мощностью 1 МВт на частоте 350 МГц, обеспечивающими темп ускорения 6 МэВ/м. Добротность ускоряющей структуры планируется $5 \cdot 10^9 \div 2 \cdot 10^{10}$.

Сильноточный пучок в виде последовательностей коротких сгустков с числом частиц порядка 10^{12} в каждом и расстоянием между сгустками 1 см возбуждает бегущую волну в специальной встроенной замедляющей структуре ($\beta_{\text{ф}} = 1$) на резонансной частоте 30 ГГц. Высокочастотная мощность с большой эффективностью передается в основную ускоряющую структуру с такой же рабочей частотой. В результате в основной структуре темп ускорения повышается по сравнению со сверхпроводящей пропорционально отношению рабочих частот в структурах и составляет в CLIC 80 МэВ/м. Достоинством схемы двухпучкового ускорителя со сверхпроводящим драйвером является высокая светимость (цикличность основного ускорителя $\sim 1,5$ кГц), простая фазировка сгустка в основной структуре (движения сгустков в драйвере и основной структуре - ультрарелятивистские),

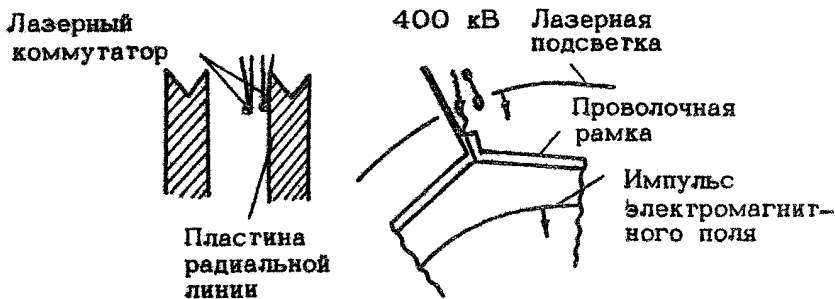
возможность использования последних технологических достижений при создании сверхпроводящего линейного ускорителя. Трудность реализации [LII] связана прежде всего с формированием и предварительным ускорением сгустков драйвера с требуемыми параметрами. Эта проблема исследуется сейчас экспериментально в ЦЕРНе.

УСКОРИТЕЛИ НА РАДИАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ И КИЛЬВАТЕРНОЙ ВОЛНЕ

Одна из особенностей коллайдера на сверхвысокие энергии заключается в ускорении очень коротких сгустков. С этой особенностью непосредственно связаны два новых предложения использовать для получения сильных ускоряющих электрических полей систему импульсных радиальных линий. Ранее, в 1968 г., система радиальных линий, возбуждаемая внешним импульсным генератором, была предложена Е.С.Хартвигом для ускорения электронно-ионных колец в коллективном ускорителе [55]. Если на наружном радиусе радиальной линии создать локально область с продольным электрическим полем, то при распространении импульса внутрь линии напряженность поля растет в соответствии с уменьшением объема, занимаемого полем [56]. Таким образом, применяя генератор со сравнительно небольшим напряжением, на внутреннем радиусе линии можно получить большие импульсные значения ускоряющего электрического поля. Малые длительности импульсов являются достоинством этого варианта ускорителя, так как ослабляют ограничения по электрическому пробое и тепловым нагрузкам. Экспериментально умножение запитываемого напряжения на ускоряющем зазоре наблюдалось в радиальных линиях в работах [57, 58].

Разрабатываемая новая схема ускорителя на радиальных линиях, предложенная В.Виллисом [59], отличается тем, что радиальная линия возбуждается с помощью лазерной подсветки фотодиодов, расположенных на наружном радиусе радиальной линии (вариант см. на рис. 9)*). Ускоряющая структура

*) Использование твердотельных коммутаторов с лазерной подсветкой рассматривалось ранее в применении к линейным индукционным ускорителям в работе [60].



Р и с. 9. Схема радиальной линии с лазерным коммутатором

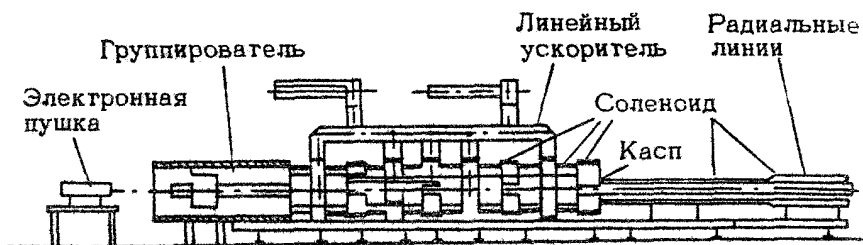
представляет собой последовательность радиальных линий. Вблизи от медной пластины линии на наружном радиусе располагается проволочная рамка – фотокаод. Через дополнительный фотодиод рамка заряжается от внешнего источника. При подсветке проволочки лазерной волной с цилиндрическим фронтом заряд быстро стекает на пластину и внутрь радиальной линии распространяется электромагнитная волна. При отражении волны на внутреннем радиусе линии возникает мощное ускоряющее электрическое поле. После возвращения импульса на наружный радиус меняется подсветка электродов фотодиода, оставшаяся энергия возвращается в накопительную емкость для повторного использования. Для примера в табл. 4 приведены некоторые параметры ускорителя.

В другом варианте ускорителя на радиальных линиях, предложенном в 1982 г. Г. А. Воссом и Т. Вайландом [26, 61], возбуждение радиальной линии вблизи внешнего радиуса производится за счет излучения пролетающего через кольцевой зазор в пластинах релятивистского кольцевого пучка с размерами сечения, меньшими расстояния между пластинами. По способу возбуждения ускоряющей структуры подобные ускорители называют ускорителями на кильватерной волне (wake-yield accelerators)^{*)}. Экспериментальная установка DESY для принципиальной проверки метода сооружается в Гамбурге (ФРГ) [48]. Общая схема

^{*)} На возможность использования электромагнитных полей, возникающих при пролете сгустков через электродинамические структуры для ускорения частиц в этих же структурах, – автоускорение, впервые указано в работе [62].

Параметры ускорителя на радиальных линиях с лазерным коммутатором	
Внешний радиус линии	60 мм
Внутренний радиус	0,15 мм
Расстояние между дисками	1 мм
Толщина дисков	0,6 мм
Зазор фотодиода	0,5 мм
Толщина проволочной рамки	50 мкм
Зарядное напряжение	40 кВ
Длительность лазерной подсветки	1 пс
Время заряда проволочки	400 пс
Энергия фотона (длина волны)	9,5 эВ (135 нм)
Средний темп набора энергии	1 ГэВ/м
Максимальное число ускоряемых частиц (по запасенной энергии)	$2,5 \cdot 10^{10}$
КПД ускорителя при 10%-ной нагрузке пучком	30 %
Длина ускорителя на 1 ТэВ	1 км
Запасенная энергия в пучке при $2,5 \cdot 10^9$ частиц	400 Дж
Энергетические потери в ускорителе	933 Дж
Потребляемая мощность при цикличности 10^4 Гц	13 МВт
Мощность в пучке	4 МВт
Мощность света	63 кВт

установки показана на рис. 10. В электронном пучке инфракрасный лазерный луч от неодимового лазера с импульсной мощностью порядка 100 МВт фокусируется на танталовый кольцевой катод. На диод подается напряжение около 100 кВ. Фокусировка электронного пучка с числом электронов 10^{13} и длительностью ~ 1 нс осуществляется продольным магнитным полем соленоида с индукцией 0,2 Тл. После предварительной банчировки пучок ускоряется в трех резонаторах (частота 500 МГц) до 8 МэВ. Резонаторы запитываются клистроном с импульсной мощностью 1 МВт. На выходе линейного ускорителя пучок проходит через касп магнитного поля и продольный размер сгустков должен дополнительно поджиматься до 2 мм. Затем кольцевой сгусток сжимается



Р и с. 10. Схема экспериментального ускорителя на кильватерной волне

по радиусу в нарастающем магнитном поле и входит в структуру, содержащую 80 последовательно расположенных радиальных линий. Планируемый темп ускорения в структуре составляет 100 – 150 МэВ/м. В результате первых экспериментов сформированы и ускорены до 8 МэВ электронные кольца с числом электронов 10^{12} и продольным размером около 1 см. Пробное ускорение электронов в радиальной линии проведено при низкой энергии инъекции тестового пучка, поэтому использовались две специально приспособленные радиальные линии. Полученный темп ускорения 8 МэВ/м соответствует параметрам экспериментального пучка и установки и показывает перспективность направления.

ЛАЗЕРНЫЕ УСКОРИТЕЛИ

Попытки использовать лазерную технику для ускорения частиц до сверхвысоких энергий начались с 60-х гг., почти в начале развития лазеров. Напряженность электрического поля в сфокусированном лазерном луче достигает единиц – десятков ГВ/м. Трудность, однако, заключается в том, что поле световой волны – поперечное, и, кроме того, необходимо обеспечить синхронизм движения ускоряемой частицы и волны. Чтобы преодолеть эту трудность, уже в первых работах было предложено ускорять частицы в движущемся фокусе лазерного излучения [63], в газе или плазменной среде [64, 65]. При ускорении частиц в среде фазовая скорость волны замедляется до скорости частиц, поэтому по современной терминологии подобные концепции объединяются термином “ускорители на обратном эффекте Черенкова”.

В другом подходе, интенсивно развиваемом в настоящее время, для того чтобы обеспечить передачу энергии от электромагнитной волны ускоряемой частице, ее траекторию искривляют так, что поперечное электрическое поле совершает работу над частицей [66 - 69]. В методе, получившем название авторезонансное ускорение, траектория - винтовая, достигается при движении частицы в продольном магнитном поле. На электрон, движущийся с релятивистской скоростью $c\beta_z$, действует периодическая во времени сила со стороны волны с частотой ω , смещенная за счет эффекта Доплера:

$$\omega' = \omega (1 - \beta_z).$$

Из законов сохранения энергии-импульса при поглощении фотона электроном в магнитном поле ($\Delta E = \hbar\omega$, $\Delta p_x = \hbar\omega/c$), следует связь между энергией электрона $mc^2\gamma$ и его продольным импульсом $p_x = mc^2\gamma\beta_x$:

$$\gamma(1 - \beta_x) = \text{const.} \quad (10)$$

В силу этого равенства, если в начале ускорения выполнено резонансное условие

$$\omega(1 - \beta_x) = \omega_H = \frac{eB}{mc\gamma}, \quad (11)$$

где ω_H - ларморовская частота, B - индукция магнитного поля, резонанс поддерживается автоматически в процессе ускорения. Для представления о характерных значениях величин, определяющих авторезонансное ускорение, приведем пример из работы [67]. На длине волны лазерного излучения $\lambda = 1$ мкм (неодимовый лазер), при $B = 300$ кГс, энергии инъекции электронов $E_i = 80$ МэВ конечная энергия $E_k = 1$ ГэВ достигается на длине ускорения 50 м при напряженности электрического поля в волне $E = 1$ ГВ/м. Как видно из примера и формулы (11), трудность реализации метода связана с необходимостью создавать очень сильные магнитные поля при ускорении частиц излучением в световом диапазоне. Обратная задача - генерация электромагнитных волн электронами на основе метода авторезонанса - экспериментально решена с помощью мазеров на циклотронном авторезонансе (МЦАР) в миллиметровом диапазоне длин волн [70, 71].

Периодическое изменение поперечной скорости ускоряемой частицы можно получить также в пространственно-

периодическом (вдоль движения частицы) поперечном магнитном поле. Для эффективного взаимодействия частицы в таком поле с сопутствующей ей лазерной волной требуется выполнение резонансного условия, аналогичного (11):

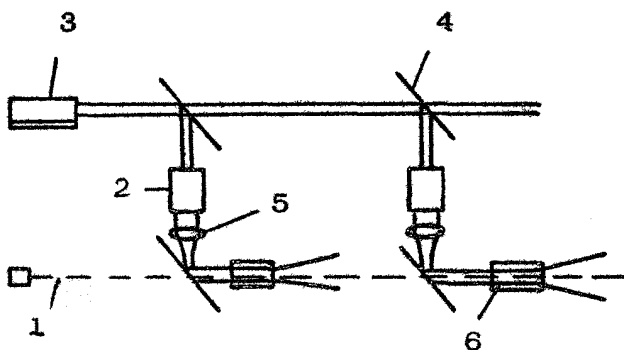
$$\ell (1 - \beta_x) = \lambda, \quad (12)$$

где ℓ – период магнитного поля. Такой способ ускорения был предложен в 1966 г. в работе [68] и назван квазилинейным. Современное, часто употребляемое название – обращенный лазер на свободных электронах (ОЛСЭ). Пространственно-периодическое поперечное магнитное поле в ОЛСЭ, так же как и в лазерах на свободных электронах, создается в ондуляторах специально подобранными токовыми витками или постоянными магнитами. Для ондулятора со спиральным токовым витком, например, условие резонанса (11) выглядит как

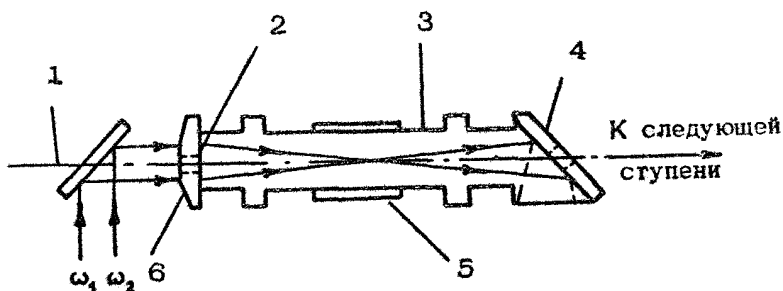
$$\ell = 2\gamma^2 \lambda \left(1 + \frac{e B_1 \ell}{2\pi m c^2} \right)^{-1}, \quad (13)$$

где B_1 – амплитуда индукции периодического поля на оси ондулятора. Таким образом, при достаточно высоком релятивизме шаг ондулятора ℓ может быть выбран достаточно большим даже при ускорении частиц световым излучением. Синхронизм волна – частица при ускорении в соответствии с формулой (13) обеспечивается за счет изменения периода ондулятора или за счет увеличения магнитного поля. При больших энергиях частиц должен изменяться период ℓ , так как увеличение магнитного поля приводит к большим энергетическим потерям на синхротронное излучение, которое является ограничивающим фактором для ОЛСЭ. Трудность реализации ОЛСЭ связана с необходимостью иметь лазеры с мощностью до 100 ТВт в импульсе и большой частотой повторений (чтобы обеспечить высокую светимость). На рис. 11 показан вариант ОЛСЭ, позволяющий многократно ускорять пучок в последовательности ондуляторов [72]. В табл. 5 приведены для иллюстрации возможные параметры ОЛСЭ на энергию 4,2 ГэВ [72].

С целью ускорения частиц лазерным излучением в вакууме обсуждаются также различные варианты открытых замедляющих структур – диэлектрические среды, решетки и т. д. [25]. Однако получение сверхвысоких ускоряющих полей (рис. 12) в области коротких длин волн связано с раз-



Р и с. 11. Вариант компоновки ОЛСЭ: 1 - пучок электронов, 2 - лазерный усилитель, 3 - управляющий лазер, 4 - полупрозрачное зеркало, 5 - фокусирующая линза, 6 - ондулятор



Р и с. 12. Двадцатичетырехступенчатый ускоритель на биениях на энергию 20 - 50 ГэВ (интенсивность лазерного пучка $5 \cdot 10^{15}$ Вт/см², плотность плазмы 10^{17} см⁻³, температура плазмы 100 эВ, набор энергии на ступень 1 - 2 ГэВ): 1 - инжектируемый пучок, 2 - бериллиевая фольга, 3 - плазменная камера, 4 - поглотитель лазерного пучка, 5 - катушка 9-пинча длиной 15 см, 6 - фокусирующая линза из германия

Параметры ОЛСЭ	
Мощность лазера	$2 \cdot 10^{13}$ Вт
Длительность импульса	1 нс
Радиус фокального пятна	0,25 см
Длина волны	1 мкм
Напряженность электрического поля	$2,8 \cdot 10^{10}$ В/м
Длина ускорения	39 м
Период ондулятора	10 см
Магнитное поле	от 0,31 до 3,8 Тл
Энергия инжекции	250 МэВ
Конечная энергия	4,2 ГэВ
Ток	≈ 5 кА
Радиус пучка	0,2 см
Средний темп ускорения	100 МэВ/м
Энергетический разброс	10^{-4}
Потери на синхротронное излучение при конечной энергии	300 кэВ/м

рушением структур, что составляет основную трудность подобных предложений.

УСКОРЕНИЕ ЧАСТИЦ В ПЛАЗМЕ

Наряду с лазерными методами ускорения частиц в вакууме в последнее время большое место в исследованиях по достижению сверхвысоких ускоряющих полей занимают работы по ускорению частиц в плазме. Плазменные коллективные методы ускорения, предложенные в 1956 г. Я.Б. Файнбергом [73], обеспечивают высокий темп ускорения частиц в волнах пространственного заряда в плазме, синхронизм движения волн и частиц, радиальную и фазовую устойчивость, а также большие интенсивности ускоряемых пучков [73–75].

Оценим предельно достижимые напряженности электрического поля в плазме на примере ленгмюровских волн с фазовой скоростью, близкой к скорости света. В электрическом поле волны с напряженностью E электрон совершает колебания с частотой $\omega_p = (4\pi n e^2 / m)^{1/2}$ (n – плотность плаз-

мы) и амплитуда его скорости равна $v = eE/m\omega_p$. Предельные значения E_{max} следуют из условия нерелятивистского движения электронов плазмы $v \ll c$ и равны

$$E_{max} = \frac{mc\omega_p}{e}. \quad (14)$$

К такому же результату приводит оценка с помощью уравнения $\text{div } \vec{E} = 4\pi en$, если принять характерный размер изменения поля равным длине ленгмюровской волны $\lambda_p = 2\pi c/\omega_p$. Предельные ускоряющие поля в плазме могут достигать значений 1 - 100 ГВ/м. Чтобы получить такие поля, необходимо найти эффективный способ возбуждения волн пространственного заряда в плазме. Понятно стремление использовать с этой целью современные лазеры с большой импульсной мощностью. В 1979 г. Т. Таджима и Дж. М. Доусон выдвинули концепцию ускорителя, основанного на возбуждении в плазме бегущих ленгмюровских волн двумя лазерными волнами с близкими частотами - ускоритель на биениях (beat-wave accelerator) [76]. Вариант компоновки ускорителя показан на рис. 12 [77], откуда видно, как две лазерные волны с частотами ω_1 и ω_0 фокусируются в области, где создается плотная плазма. В плазме возникает волна биений с разностной частотой, распространяющаяся с групповой скоростью

$$v_g = c \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\bar{\omega}^2} \right)^{1/2}, \quad (15)$$

где $\bar{\omega}$ - средняя частота. На электроны плазмы действует высокочастотная сила Миллера [78, 79] с эффективным потенциалом

$$\varphi = \frac{e^2 \bar{E}^2}{m \bar{\omega}^2}, \quad (16)$$

где \bar{E}^2 - усредненное по высокочастотным колебаниям значение квадрата суммарной напряженности электрического поля волн. В соответствии с формулой (16) эта сила выталкивает электроны плазмы из областей, где напряженность электрического поля волны биений велика, в область слабого поля, и приводит к вынужденным колебаниям электронов вдоль направления распространения волны. При выполнении резонансного условия

$$\omega_1 - \omega_0 = \omega_p \quad (17)$$

в плазме раскачивается ленгмюровская волна, которая движется с фазовой скоростью, совпадающей с групповой скоростью волн (14). Таким образом задается замедленная ленгмюровская волна с продольной составляющей электрического поля, причем напряженность этого поля стремится к предельной (14) благодаря резонансной раскачке волны лазерным излучением^{*}). Предельно достижимые значения напряженности электрического поля ленгмюровской (ускоряющей) волны оказываются существенно меньшими (14) (для характерных экспериментальных параметров примерно на порядок) из-за различных факторов, нарушающих резонансное условие (17). Наиболее сильно ограничивает предельную напряженность ускоряющего поля релятивистский рост массы электронов плазмы в поле волны [82, 83], требования синхронизма движения волны биений и ленгмюровской волны приводят к серьезным допускам на однородность плазмы [83]. Тем не менее ускоритель на биениях дает перспективу получить рекордный темп набора энергии и поэтому вызывает особенный интерес.

Одним из недостатков ускорителя на биениях является отсутствие фазовой устойчивости (ускорение вне сепаратрисы), т. е. ограниченная длина ускорения. Энергия инжекции в ускоритель определяется групповой скоростью волн (15) и равна

$$E_{инж} = m r^2 \gamma = m c^2 \frac{\bar{\omega}}{\omega_p} \quad (18)$$

На длине ускорения $L \approx \lambda_p \gamma^2$ электрон в соответствии с формулой (14) приобретает энергию $\Delta E \approx 2 m c^2 \gamma^2$ [64, 76].

Для многократного ускорения частиц необходимо секционировать ускоритель на биениях и изменять параметры секций. Чтобы получить возможность неограниченного по длине ускорения и обеспечить фазовую устойчивость частиц, в работе [84] предложено модифицировать ускоритель на биениях добавляя поперечное к направлению распространения лазерной волны магнитное поле^{**)}.

^{*}) Возбуждение ленгмюровской волны двумя лазерными волнами с близкими частотами исследовалось в работах [80, 81]

^{**)} В нерелятивистском случае такое ускорение было рассмотрено в работе [85].

Ускоряемые электроны движутся при этом вдоль фронта волны (отсюда название – серфотрон), что приводит к трудностям создания ускорителя на этом принципе.

Первые экспериментальные результаты по возбуждению ленгмюровской волны лазерным излучением и ускорению электронов волной дали положительные результаты. Так, в Калифорнийском университете для возбуждения ускоряющей волны в плазме с плотностью 10^{17} см⁻³ и температурой 30 ± 10 эВ использовались две волны CO_2 -лазера с длинами волн 10,6 и 9,6 мкм [86]. При интенсивности излучения $1,7 \cdot 10^{13}$ Вт/см² и длительности импульса около 2 нс обнаружено резонансное возбуждение ленгмюровской волны, амплитуда которой линейно нарастала в течение 500 пс, и достигалась напряженность ускоряющего поля 0,3 – 1 ГВ/м на длине волны примерно равной 1,5 мм.

В другом эксперименте с CO_2 -лазером при интенсивности излучения $3 \cdot 10^{13}$ Вт/см² зарегистрированы ускоренные электроны с энергией 3,5 МэВ при длине ускорения порядка 0,5 мм, что соответствовало темпу набора энергии 6 ГэВ/м [87].

В последние годы появились предложения по использованию релятивистских электронных пучков для возбуждения ленгмюровских волн в плазме с большой напряженностью ускоряющих полей, по сути продолжающих работы Я. Б. Файнберга и сотрудников по коллективным методам ускорения частиц в плазме. В работе [88] для возбуждения волн в плазме предлагается использовать периодическую последовательность электронных сгустков, в работе [89] для замедления волны предложен периодический плазменный волновод в виде электронного пучка, распространяющегося в гофрированном магнитном поле, в [90] ускорение частиц предполагается осуществить на заднем фронте импульса электронного тока при нейтрализации образованного им положительного ионного остова за счет лазерной подсветки окружающего газа.

В заключение отметим, что вызов, брошенный физикой высоких энергий, оказался очень плодотворным как для появления новых ускорительных концепций и принципов, так и для многочисленных технических (технологических) решений. Кроме очевидных способов решения проблемы за счет крупных достижений смежных отраслей физики, появились новые интересные предложения по сжатию мощности ускоряющих

полей во времени, в пространстве, по использованию ультракоротких ускоряющих импульсов, по резонансному возбуждению волн с большими напряженностями электрического поля в плазме и др. Несомненно, эти достижения скажутся на всей физике и технике ускорителей заряженных частиц и послужат дальнейшему прогрессу в этом деле.

Л и т е р а т у р а

1. Окунь Л. Б. Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1988.
2. Smith C.H.L. Horizons of high energy physics. New developments in particle acceleration techniques. CERN 87-11, ЕСFA - 87/110. Orsay, 1987. P.7.
3. Дзепелов В. П. Основные итоги XIII Междунар. конф. по ускорителям частиц высоких энергий // Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1987. Т. 1, С. 23.
4. Агеев А. И., Алферов В. Н., Балбеков В. И. и др. Ускорительно-накопительный комплекс ИФВЭ (Состояние дел и развитие) // Там же. Т. 2. С. 430.
5. Garren A. A. Lattice of the SSC // Труды 12-й Междунар. конф. по ускорителям частиц высоких энергий. Наука: Новосибирск, 1987. Т. 1. С. 74.
6. Shopper H. The LEP Project Status Report // Там же, С. 39.
7. Voss G. A. Status of the HERA-Project // Труды 12-й Междунар. конф. по ускорителям частиц высоких энергий. Наука: Новосибирск, 1987. Т. 1. С.53.
8. Балакин В. Е., Будкер Г. И., Скринский А. Н. О возможности создания установки со встречными электрон-позитронными пучками на сверхвысокие энергии // Труды 6-го Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1979. Т. 1. С. 27.
9. Richter B. The SLAC Electron-Positron Colliders: Present and Future // Труды 13-й Междунар. конф. по ускорителям частиц высоких энергий. Наука: Новосибирск, 1987. Т. 1. С. 33.

10. Balakin V. E., Skrinsky A. N. VLEPP Status Report // Там же. С. 101.
11. Palmer R. B. The interdependence of parameters for TeV linear colliders. New developments in particle acceleration techniques. CERN 87-11, ECFA 87/110, Orsay, 1987, P.80.
12. Laser Acceleration of Particles (Los-Alamos, 1982): AIP Conf. Proc. N 91 / Ed. P. Y. Channell. New-York, 1982.
13. Laser Acceleration of Particles (Malibu, 1985): AIP Conf. Proc. N 130. New-York, 1985.
14. Advanced Accelerator Concepts (Madison Wi, 1987): AIP Conf. Proc. N 156. New-York, 1987.
15. The Generation of High Fields for Particle Acceleration to Very High Energies (Frascati, 1984), CERN 85-07, ECFA 85/91. Geneva, 1985.
16. New Developments in Particle Acceleration Techniques (Orsay, 1987). CERN 87-11, ECFA 87/110. Geneva, 1987.
17. Коломенский А. А. Лазерное ускорение частиц // Труды 9-го Всесоюз. совещ. по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1985. Т. 2. С. 412.
18. Файнберг Я. Б. Некоторые вопросы плазменной электроники // Физика плазмы. 1985. № 1. С. 1398.
19. Горбунов Л. М. Ускорители XXI века? Лазерные методы ускорения частиц в плазме // Природа, 1988, № 5. С. 15.
20. Капчинский И. М. Об аппроксимациях критерия Килпатрика // ПТЭ. 1986. № 1. С. 33.
21. Wilson P.B. Linear Accelerators for TeV Colliders, Laser Acceleration of Particles (Malibu, 1985): AIP Conf. Proc. N 130. New-York. 1985. P. 560.
22. Wang J.W., Loew G. A. Measurements of Ultimate Accelerating Gradients in the SLAC Disk-Loaded Structure // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1985. V. NS-32. P. 2915.
23. Tanabe E. Breakdown in High Gradient Accelerator Cavities // Proc. 1984 Linear Accelerator Conf. (Seeheim/Darmstadt, West Germany), 1984, P. 403.

24. Tanabe E., Wang J. W., Loew G. A. Voltage Breakdown at X-band and C-band Frequencies // Proc. 1986 Linear Accelerator Conf. (Stanford, 1986), SLAC-Report-303, 1986, P.458
25. Palmer R. B. Near Field Accelerators, Laser Acceleration of Particles, AIP, New-York, 1982. N 91. P. 179.
26. Weiland T. Near Field Accelerators. The Generation on High Fields, CERN 85-07, ESFA 85/91. Geneva, 1985. P. 13.
27. Релятивистская высокочастотная электроника: Сб. ст. Вып. 1 - 5 / ИПФ АН СССР. Горький, 1979, 1981, 1983, 1984, 1988.
28. Henke H. RF Linacs and Power Conversion. New Developments in Particle Acceleration Techniques. CERN 87-11, ESFA 87/110. Geneva, 1987. P. 23.
29. Allen M. A., Gallin R. S., Deruyter H. e.a. Relativistic Klystron Two Beam Accelerator // Proc. of the 7 Intern. Conf. on High Power Particle Beams, Karlsruhe, Germany, 1988. V. 11. P. 1429.
30. Granatstein V. L., Vitello P., Ghu K. R. e. a. Design of Gyrotron Amplifiers for Driving 1 TeV $e^- - e^+$ Linear Colliders // IEEE Trans. on Nucl. Sci. 1985. V. NS-32. N 5. P. 2957.
31. Tallerice P. J., Coulon J.-P. Computer Simulation of the Lasertron with a Ring Model // Proc. of the IEEE Part. Accel. Conf., March 16-19. Washington, 1987. V. 3. P. 1806-1808.
32. Sinclair C. K. The SLAC Lasertron Project: AIP Proc. on Advanced Accel. Concepts. Madison, 1986. V. 1. P. 298.
33. Boussoukaya M. Le Lasertron: Rapport SERA 85-02, 1985.
34. Yoshioka M. Study of Lasertron in Japan: AIP Proc. on Advanced Accel. Concepts. Madison, 1986. V. 1. P. 313-321.

35. McIntyre P. M., Raparia D., Swenson C. S. The Ribbon Lasertron // *Ibid.* V.3. P. 1688.
36. Palmer R.B. The microlasertron: SLAC-PUB-3890, 1986.
37. Sinclair C. K., Miller R. H. A high current, short pulse, RF synchronized electron source for SLC // *IEEE Trans. Nucl. Sci.* 1981. V. 28, N 3. P. 2649.
38. Sheffield R. L. High-brightness electron injectors // *Proc. of the ICFA Workshop on Low Emittance Beams.* Brookhaven, 1987, P. 141.
39. Oettinger P. E. A selection of high-brightness, laser-driven cathodes for electron acceleration and FELs // *Ibid.* P. 153.
40. Boussoukaya M. e. a. High quantum yield from protofield emitters // *Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res.* 1989. A279. P.405-409.
41. Orzechowski T. G., Anderson B. R., Fawley W. M. e. a. Microwave radiation from a high-gain free-electron laser amplifier // *Phys.Rev. Lett.* 1985. V. 54. N 9. P.889.
42. Orzechowski T. G., Anderson B. R., Clark J. C. e. a. High efficiency extraction of microwave radiation from a tapered-wiggler free electron laser // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57. N 17. P. 2172.
43. Sessler A. M. The free electron laser as a power for a high-gradient accelerating structure // *Laser Acceleration of Particles: AIP.* N 91. New-York, 1982. P. 154.
44. Hopkins B., Kuenning R. W. The two-beam accelerator: structure studies and 35 GHz experiments // *IEEE Trans. on Nucl. Sci.* 1985. NS-32, N 5. P. 3476.
45. Белявский Е. Д. О режиме работы приборов О-типа с захватом электронных сгустков полем электромагнитной волны // *Радиотехника и электроника.* 1971. Т. 16, № 1. С. 208.
46. Hopkins D. B., Koehler G. W., Kuenning R. W. e. a. Fabrication and 35 GHz testing of key two-beam accelerator components //

- IEEE, N 87 CH 2387-9. Particle Accelerat. Conf. 1987. V. 1. P. 80.
47. Haimson J., Mecklenburg B. Design and Construction of a 33 GHz brased accelerator waveguide for high gradient operation // Ibid. 1987. V. 1. P. 1928.
 48. Wurtele J. S. On acceleration by the transfer of energy between two beams // Laser Acceleration of Particles II (Malibu) AIP. V. 130. New-York, 1985. P. 305.
 49. Sessler A. M., Yu S. S. Relativistic klystron two beam accelerator // Phys.Rev.Lett. 1987. V. 58. N 23. P. 2439.
 50. Schnell W. The study of a CERN linear collider, CLIC. Preprint CERN LEP-RF/88-48 and CLIC Note 77. Geneva, 1988.
 51. Grunder H. A., Hartline B. K., Corneliussen S. T. Electron accelerators for research at the frontiers of nuclear physics. CEBAF-PR-87-001, Newport News, Virginia, 1987.
 52. Tigner M. Superconducting cavities electron storage rings // Proc. of the Workshop on RF superconductivity. Karlsruhe, 1980. KFK-3019. P.289-316.
 53. Grunder H. A., Leeman C. W., Sundelin R.M., Hartline B. K. Superconducting radio frequency technology: expanding on the horizons of physics and accelerators. CEBAF-PR-87-023, Newport News, Virginia, 1987.
 54. Leemann Chr. Design overview and project status. CEBAF-PR-88-001, Newport News, Virginia, 1988.
 55. Hartwig E. S. Symposium on Electron Ring Accelerators. UCRL-18103 LBL, 1968. P. 44.
 56. Павловский А. И., Босамыкин В. С., Кулешов Г. Д. и др. Многоэлементные ускорители на радиальных линиях // ДАН СССР. 1975. Т. 222, № 4. С. 817.
 57. Казача В. И., Кожухов И. В. О применении радиальных линий в импульсных ускорителях // ЖТФ. 1976. Т. 46, № 5. С. 1477.
 58. Закугин В. В., Шендерович А. М. Экспериментальное исследование ускорения электронных пучков в системе

- радиальных линий с ферритом // Коллективные методы ускорения / ОИЯИ Д9-82-664. Дубна, 1982. С. 66.
59. Willis W. Switched power linac. The generation of high fields. ECFA 85/91, CERN 85-07, Geneva, 1985, P. 166.
 60. Доля С. Н., Кардо-Сысоев А. Ф., Красных А. К. Формирование наносекундных импульсов в низкоомных линиях с помощью твердотельных коммутаторов // Коллективные методы ускорения / ОИЯИ Д9-82-664. Дубна, 1982. С. 142.
 61. Voss G.-A., Weiland T. Particle Acceleration by Wake Fields. Preprint DESY M- 82-10, 1982.
 62. Казанский Л. Н., Кислицов А. В., Лебедев А. Н. Автоускорение в интенсивных электронных пучках // Атомная энергия. 1971. Т. 30, № 1. С. 27.
 63. Bialowons W., Bremer H.-D., Decker F.-J. e. a. The wake field transformer experiment at DESY // New Developments in Particles Acceleration Techniques, CERN, 87-11, ECFA 87/110. 1987. P. 298.
 64. Файнберг Я. Б. Ускорение заряженных частиц с помощью света // Физика плазмы и проблемы управляемого термоядерного синтеза. Киев: Изд-во АН УССР. 1968. Вып. 3. С. 300.
 65. Shimoda K. Proposal for electron accelerator using an optical maser // Appl. Optics. 1962. V. 1. P. 33.
 66. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Авторезонансное движение частицы в плоской электромагнитной волне // ДАН СССР. 1962. Т. 145. № 6. С. 1259.
 67. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Резонансные явления при движении частицы в плоской электромагнитной волне // ЖЭТФ. 1963. Т. 44, № 1. С. 261.
 68. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. Квазилинейное ускорение частиц поперечной электромагнитной волной // ЖЭТФ. 1966. Т. 50, № 4. С. 1101.
 69. Давыдовский В. Я. О возможностях резонансного ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле // ЖЭТФ. 1962. Т. 43, № 3 (9). С. 886.

70. Богвинник И. Е., Братман В. Л., Волков А. Б. и др. Мазеры на свободных электронах с брэгговскими резонаторами // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35, № 10. С. 418.
71. Богаченков В. А., Братман В. Л., Денисов Г. Г. и др. Экспериментальное исследование мазера на свободных электронах // Краткие сообщения по физике /ФИАН 1983, №6.С.38.
72. Pellegrini C. Report of the working group on far field accelerators. Laser Acceleration of Particles, AIP N 91, New-York, 1982. P.138.
73. Файнберг Я. Б. Ускорение частиц в плазме // Атомная энергия. 1959. Т. 6, С. 431.
74. Fainberg Ya. B. Plasma methods of acceleration // Particle Accelerators. 1975. V. 6. P. 95.
75. Файнберг Я. Б. Ускорение заряженных частиц волнами плотности заряда в плазме, возбуждаемыми лазерным излучением и релятивистскими электронными пучками // Физика плазмы. 1987. Т. 13, № 5. С. 607.
76. Tajima T., Dawson J. M. Laser electron accelerator // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 43. P. 267.
77. Sessler A. M. Laser accelerators // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1983. NS-30, N 4. P. 3145.
78. Миллер М. А. Движение заряженных частиц в высокочастотных электромагнитных полях // Изв. вузов. Радиофизика. 1958. № 1. С. 110.
79. Гапонов А. В., Миллер М. А. О потенциальных ямах для заряженных частиц в высокочастотном электромагнитном поле // ЖЭТФ. 1958, Т. 34. С. 242.
80. Литвак А. Г. О нелинейном возбуждении плазменных волн // Изв. вузов. Радиофизика. 1964. № 7. С. 562.
81. Rosenbluth M., Liu C. Excitation of plasma waves by two laser beams // Phys. Rev. Lett. 1972, V. 29. P. 701.
82. Tang C., Sprangle P., Sudan K. Dynamic of space-charge waves in the laser beat wave accelerator // Phys. Fluids. 1985. V. 28. P. 1974.

83. Horton W., Tajima T. Laser beat-wave excitation by collinear optical mixing // Phys. Rev. A 1985. V. 31. P. 3937.
84. Katsculeas T., Dawson Y. M. Unlimited electron acceleration in laser-driven plasma waves // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. P. 392.
85. Сагдеев Р. З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме // Вопросы теории плазмы. Вып. 4. М.: Атомиздат, 1964.
86. Clayton C., Yoshi C., Darrow C., Arms tadter D. Relativistic plasma wave excitation by collinear optical mixing // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 2343.
87. Lavigne P., Ebrahim N. Experiments on the plasma beatwave accelerator // Bull. Armer, Phys. Sci. 1985. V.30. P. 928.
88. Chen P., Dawson Y. M., Haff R. W., Katsculeas T. Acceleration of electrons by the interaction of a bunched electron beam with a plasma // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 693.
89. Cole F. T. A periodic plasma waveguide accelerator // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1985. V. NS-32. P. 3486.
90. Briggs R. Y. Collective accelerator for electrons // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. P. 2588.

А.Л.Вихарев, О.А.Иванов, А.В.Ким

1. ВВЕДЕНИЕ

Успехи СВЧ-электроники привели к созданию мощных и эффективных источников электромагнитного излучения сантиметрового и миллиметрового диапазонов: гиротронов [1,2], генераторов на релятивистских электронных пучках [3]. Уровень разработок этих приборов таков, что в настоящее время они применяются (или могут применяться) при решении ряда технологических задач. Так, гиротроны успешно используются в экспериментах по нагреву плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза [4] и в исследованиях газового СВЧ-разряда [5,6]. Генераторы на релятивистских электронных пучках имеют высокую импульсную мощность излучения [7], работают с достаточно высокой частотой следования импульсов [8,9], поэтому также могут найти применение в технологии. Одним из возможных и перспективных, на наш взгляд, применений перечисленных СВЧ-генераторов является накачка с их помощью газовых лазеров.

В области физики газовых лазеров в последнее время интенсивно разрабатываются импульсные лазеры ультрафиолетового диапазона — эксимерные [10,11] и другие лазеры на электронных переходах атомов и молекул [12]. Эти лазеры интересны с практической точки зрения для расширения исследований и повышения возможностей технологических операций в таких областях, как фотохимия [13], обработка поверхности [14], очистка веществ [15], разделение изотопов [16], ультрафиолетовая литография [17]. Наряду с созданием коммерческих лазерных установок, которые исполь-

зуются в различных лабораторных целях, в области эксимерных лазеров интенсивно проводятся исследования, посвященные установлению оптимальных режимов возбуждения, определению предельных возможностей этих систем, поиску наиболее подходящих схем возбуждения лазеров. До недавнего времени применялись только два метода возбуждения ультрафиолетовых (УФ) газовых лазеров – электрическим разрядом и электронным пучком. К настоящему времени проведен ряд успешных экспериментов [18–27] по возбуждению лазеров на электронных переходах с помощью СВЧ-разряда. В первых экспериментах [18–21] основной целью ставилось получение большой (порядка нескольких сот наносекунд) длительности импульса генерации. При такой длительности малогабаритные лазеры с СВЧ-накачкой имеют качественную пространственную (модовую) структуру излучения и могут быть использованы в качестве задающих генераторов больших усилительных систем [20]. Достигнутые эффективность поглощения энергии накачки в активную среду [19,25] и КПД преобразования ее в энергию лазерного излучения [25] свидетельствуют о том, что накачка эксимерных лазеров с помощью СВЧ-разряда является конкурентоспособной традиционным способом накачки.

Появление нового способа накачки УФ-лазеров можно объяснить как стремлением преодолеть имеющиеся трудности у традиционных способов накачки, так и привлекательными особенностями СВЧ-накачки. Перспективность обусловлена технологичностью транспортировки СВЧ-энергии и ее ввода в лазерное устройство, эффективностью поглощения электромагнитной энергии в плазме разряда, отсутствием неустойчивостей плазмы, иницируемых электродами в электроодежных лазерах, длительностью сохранения чистоты лазерной смеси из-за отсутствия электродов, простотой создания протяженного однородного разряда, достижением высоких удельных мощностей накачки ($10^5 - 10^7$ Вт/см³).

Отмеченные особенности и полученные результаты позволяют предположить перспективность накачки с помощью СВЧ-разряда для создания малогабаритных технологических УФ-лазеров с объемом активной среды 0,1 – 1 л. При СВЧ-накачке получение сравнительно большой энергии генерации (порядка 0,1 – 1 Дж) может быть достигнуто за счет сочетания высокой удельной мощности накачки с большой длительностью горения однородного (не подверженного рассло-

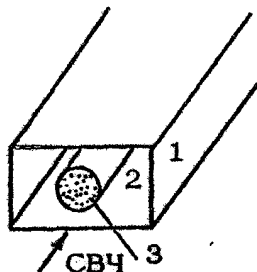
нию и стратификации) СВЧ-разряда. В СВЧ-разряде достигающиеся большие электронные концентрации N_e (порядка или выше критической концентрации $N_{c0} = m_e(\omega^2 + \nu^2)/4\pi e^2 = N_{c0}(1 + \nu^2/\omega^2)$, где ω - круговая частота поля, ν - частота столкновений электронов с молекулами, m_e и e - масса и заряд электрона) и высокие значения приведенного электрического поля E_e/N (где $E_e = E/\sqrt{(\omega^2 + \nu^2)^{1/2}}$ - эффективное электрическое поле, E - среднеквадратичная напряженность электрического поля в СВЧ-волне, N - плотность газа), а следовательно, высокие значения электронной температуры, обеспечивают высокую скорость накачки и эффективное возбуждение электронных уровней.

В данной работе содержится обзор экспериментальных исследований генерации УФ-лазеров, возбуждаемых самостоятельным СВЧ-разрядом. Кроме анализа схем возбуждения, в которых применялась СВЧ-накачка, в работе рассматриваются различные типы СВЧ-разряда, которые могут быть использованы для возбуждения газовых лазеров.

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛАЗЕРОВ СВЧ-РАЗРЯДОМ В ОДНОМОВОДОМ ВОЛНОВОДЕ

2.1. Волноводные конструкции лазеров

В наиболее распространенной схеме, по которой проведено большое число исследований генерации [18-21,23], УФ-лазер возбуждается продольным самостоятельным СВЧ-разрядом в одномодовом волноводе (рис. 1). Диэлектрическая трубка (кварцевая, керамическая) ограничивает лазерную смесь в малом объеме волновода, передающего СВЧ-мощ-



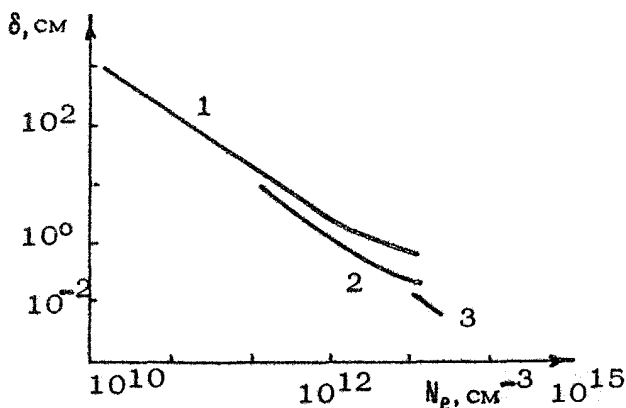
Р и с. 1 [20]. Схема возбуждения лазера в одномодовом волноводе: 1 - волновод, 2 - диэлектрическая трубка, 3 - разрядная плазма

ность. При превращении порогового уровня в газе происходит СВЧ-пробой. При лавинном росте электронной концентрации СВЧ-поле ослабевает в плазме, но оно продолжает эффективное возбуждение на глубине скин-слоя δ . Если глубина

скин-слоя, которая при $\nu \gg \omega$ пропорциональна $\delta \sim (\nu/\omega N_e)^{1/2}$, равна радиусу трубки, а это условие может быть удовлетворено для типичных условий эксимерных лазеров, то осуществляется однородное (по радиусу трубки) возбуждение активной среды и эффективный ввод мощности в плазму.

В продольной схеме СВЧ-волна затухает по мере распространения вдоль волновода. Характерная длина поглощения L_a зависит от параметров плазмы и доли площади волновода, заполненной плазмой [28]. Длина поглощения оказывается достаточно большой и позволяет легко превысить порог генерации [21]. Например, для трубки диаметром $2r_T = 4$ мм в волноводе трехсантиметрового диапазона (23×10 мм²) при $\delta \approx r_T$ для смеси Хе/Ц-лазера при давлении $p = 2$ атм длина поглощения равна $L_a = 18$ см [20].

Основные закономерности СВЧ-разряда в трубке, расположенной вдоль оси волновода в области давлений, когда $\nu < \omega$, исследованы в работах [28, 29], а в области высоких давлений ($\nu > \omega$) - в работе [30]. На рис. 2 показана взятая из [30] расчетная зависимость глубины скин-слоя для плазмы



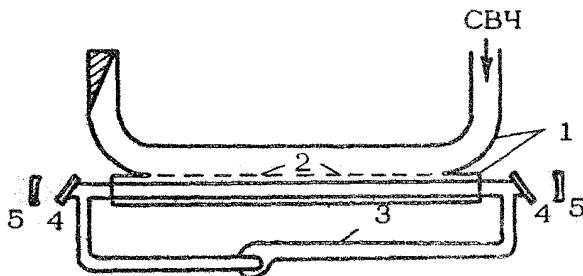
Р и с. 2 [30]. Зависимость глубины скин-слоя от величины электронной концентрации в лазерной смеси

$N_e: \text{Xe} \cdot \text{HCl} = 1000 : 10 : 1$ при общем давлении $p = 1$ атм для различных длин волн: 1 - $\lambda = 30$ см,

2 - $\lambda = 3$ см, 3 - $\lambda = 0,3$ см

XeCl -лазера ($N_e \cdot X_e \text{ HCl} = 1000:10:1$ при давлении $p = 1$ атм) от величины электронной концентрации для различных длин волн. Эти расчеты показывают, что при большой частоте столкновений ($\nu > \omega$) и электронной концентрации порядка $N_e \approx N_{co}$ глубина скин-слоя может быть больше, чем длина волны СВЧ-поля в свободном пространстве. Следовательно, с помощью СВЧ-излучения в диапазоне длин волн $\lambda = 3 - 30$ см может быть получен объем активной среды порядка 1 л с высокой поглощенной удельной энергией.

Известные волноводные конструкции лазеров [18,19,25] несколько отличаются от приведенной на рис. 1 "типовой" схемы прежде всего потому, что авторы стремились преодолеть присущие продольной схеме накачки недостатки неоднородного поглощения СВЧ-энергии вдоль лазерной трубки. Удачная конструкция лазера [18,19], на основе которой проведены эксперименты по возбуждению различных эксимерных лазеров как с помощью импульсного магнетрона [18 - 21], так и с помощью релятивистского СВЧ-генератора [23], показана на рис. 3. В ней два смежных прямоугольных волновода имеют общую широкую стенку и электродинамически связаны друг с другом через отверстия связи. Один из волноводов соединен с источником СВЧ-излучения, другой снабжен трубкой с активной газовой средой, установленной вдоль

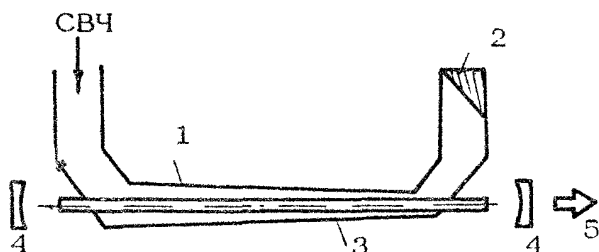


Р и с. 3 [19]. Блок-схема XeCl -лазера с СВЧ-накачкой: 1 - волноводы, 2 - отверстия связи, 3 - диэлектрическая трубка с прокачкой, 4 - брестеровские окна, 5 - зеркала оптического резонатора

оси волновода, совпадающей с осью оптического резонатора. За счет увеличения коэффициента связи между волноводами по мере распространения СВЧ-волны частично преодолевался отмеченный недостаток. В таком устройстве при возбуждении

СВЧ-излучением трехсантиметрового диапазона ($P \approx 1$ МВт, $\tau_n = 3$ мкс) получена сравнительно большая длительность генерации XeCl -лазера - $\tau_A \approx 200$ нс при КПД 0,1% [20]. При использовании релятивистского СВЧ-генератора ($P \approx 300$ МВт, $\lambda \approx 10$ см, $\tau_n \approx 30$ нс) в эксперименте [23] были достигнуты удельные мощности накачки порядка 10^5 Вт/см³ при длительности лазерного излучения $\tau_A \approx 30$ нс и КПД 0,5%.

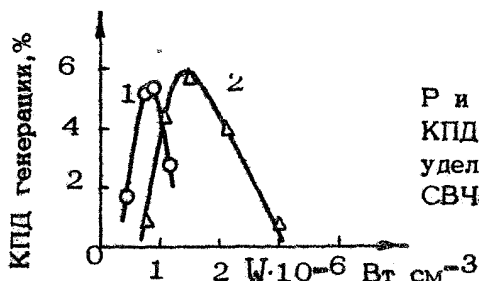
Более однородное по длине лазерной трубки поглощение СВЧ-мощности обеспечивает конструкция УФ-лазера [25], содержащая прямоугольный волновод, выполненный сужающимся по узкой стенке вдоль направления распространения СВЧ-волны по закону $b(z) = b_0(1 - z/l)$, где l - длина структуры, z - продольная координата. Внутри этого волновода расположена трубка с активной газовой средой, ось которой совпадает с осью оптического резонатора (рис. 4). В такой конструкции получены [25] более высокие удельные мощности накачки (10^6 Вт/см³) и КПД генерации XeCl -лазера



Р и с. 4 [25]. Схема экспериментальной установки: 1 - прямоугольный волновод с сужающейся узкой стенкой, 2 - СВЧ-поглотитель, 3 - кварцевая трубка, 4 - зеркала оптического резонатора, 5 - УФ-излучение

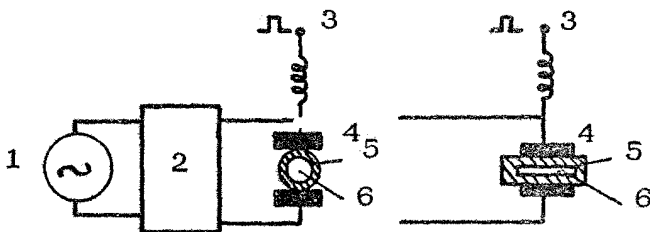
равный 5,3%. Оптимальной по КПД генерации была смесь $\text{Ne Xe Cl}_4 = 300:60:1$ при полном давлении $p = 1,5$ атм. Коэффициент энерговыклада падающей СВЧ-мощности в плазму разряда составлял 70%. Лазерная генерация наблюдается в течение импульса накачки и не превышала его длительности $\tau_n \approx 16$ нс. Оптимальная удельная мощность СВЧ-накачки составляла порядка 10^6 Вт/см³, что близко к аналогичной величине для пучковой накачки [31] (рис. 5).

Для СВЧ-метода реализована и поперечная схема накачки, когда СВЧ-энергия подводится сразу по всей длине



Р и с. 5 [25]. Зависимость КПД лазерной генерации от удельной мощности накачки: 1 - СВЧ-накачка, 2 - накачка протонным пучком [31]

лазерной трубки [24,26]. Блок-схема такого лазера приведена на рис. 6. СВЧ-мощность от генератора (частота 915 МГц, длительность импульса $\tau_{и} = 300$ нс, импульсная мощность 20 кВт) через согласующее устройство подводится к круглой керамической трубке с внутренним диаметром 0,5 мм [24] или кварцевой трубке прямоугольного профиля с внутренними размерами 0,5 x 5 мм² [26] и длиной 20 см. Удельная мощность накачки в лазерную смесь $Ne\ Xe:He:He = 1000:10:1$ при давлении $p = 3,5$ атм могла достигать уровня 400 кВт/см³. Длительность генерации с ростом мощности накачки уменьшалась от $\tau_{л} \approx 400$ нс при 100 кВт/см³ до $\tau_{л} = 200$ нс при 300 кВт/см³, а максимальная частота повторения импульсов равнялась $f = 8$ кГц.



Р и с. 6 [24,26]. Схема возбуждения $XeHe$ -лазера: 1 - СВЧ-генератор, 2 - согласующее устройство, 3 - импульс предьонизации, 4 - электрод, 5 - диэлектрическая трубка, 6 - разрядная область

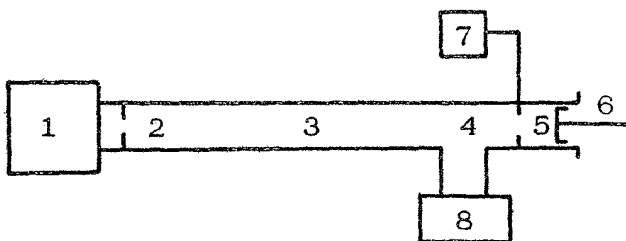
В работе [30] на основании теоретической модели $XeHe$ -лазера высокого давления с СВЧ-накачкой было проведено численное моделирование этого эксперимента [24] и показано, что лазерные импульсы длительнее 200 нс при уровне накачки порядка 300 кВт/см³ могли быть получены при увеличении длительности импульса СВЧ-генератора.

Заметим, что успешные эксперименты по возбуждению других лазерных смесей $K\alpha$, $L\alpha$, Xe с помощью СВЧ-разряда в рассмотренных схемах были проведены в работах [26,32].

Таким образом, на примере $Xe II$ -лазера продемонстрированы возможности СВЧ-накачки, получены импульсы квазинепрерывной генерации длительностью $\tau_A = 400$ нс при удельной мощности накачки равной 10^5 Вт/см³ [24], большая частота следования импульсов до 8 кГц [24], высокая удельная мощность накачки порядка 10^6 Вт/см³ и КПД генерации лазера равный 5,3% [25], т.е. получены параметры не ниже, чем при накачке электронным пучком и электрическим разрядом.

Рассмотренные выше волноводные конструкции лазеров могут быть использованы для создания малогабаритных УФ-лазеров с накачкой СВЧ-излучением от серийных мало мощных генераторов с применением импульсных усилителей СВЧ-мощности на основе накопления энергии в волноводных СВЧ-резонаторах. Усиление СВЧ-мощности с использованием метода сжатия импульса продемонстрировано в экспериментах [33-36]. Суть метода состоит в накоплении электромагнитной энергии в резонаторе в течение сравнительно длительного времени t_n и выводе ее за относительно малое время τ_n с усилением пиковой мощности, равным по порядку величины t_n/τ_n [37,38]. В разработанных устройствах сжатия импульса получены СВЧ-импульсы большой мощности с малым временем нарастания (порядка 1 нс) и достаточно высокой частотой следования ($F \sim 10^3$ Гц).

Из многих устройств формирования СВЧ-импульсов, основанных на накоплении энергии в резонаторах, выделим только одно, на наш взгляд, наиболее легко технически реализуемое. В работе [33] резонатор был изготовлен из отрезка прямоугольного волновода, ограниченного с одного конца отверстием связи с СВЧ-генератором, а с другого — короткозамыкающим поршнем. Вывод энергии осуществлялся соединенным с секцией основного резонатора H-тройником (рис.7). Волна, проходящая от генератора, и волна, отраженная от настроечного поршня, интерферируют, давая стоячую волну с минимумом в области тройника и слабой связью с плечом нагрузки. Быстрый вывод накопленной энергии осуществляется посредством резкого изменения картины стоячих волн. На практике это достигается путем быстрого образования плазмы с помощью управляемого искрового разряда



Р и с. 7 [37]. Схема резонатора стоячей волны с тройником: 1 - СВЧ-генератор, 2 - элемент связи, 3 - резонатор, 4 - волноводный тройник, 5 - разрядник, 6 - короткозамкнутый поршень, 7 - схема поджига, 8 - выходная СВЧ-нагрузка

ника в кварцевой трубке, расположенной на расстоянии $\lambda_g/4$ от короткозамкнутого поршня. В подобной схеме, но с симметричной конфигурацией резонатора (возбуждение резонатора осуществлялось через E-плечо тройника) в работе [36] были получены импульсы в 10-сантиметровом диапазоне с мощностью 200 МВт, длительностью 5 нс и временем нарастания менее 3 нс. В докладе [39] сообщалось о достижении максимальной мощности выходных импульсов в 10-сантиметровом диапазоне примерно равной 100 МВт, длительностью 20-30 нс, а в 3-сантиметровом диапазоне - 2 МВт, длительностью 8 нс. Такие импульсы применялись для исследования наносекундного СВЧ-пробоя газов [40] в вакуумируемой волноводной секции.

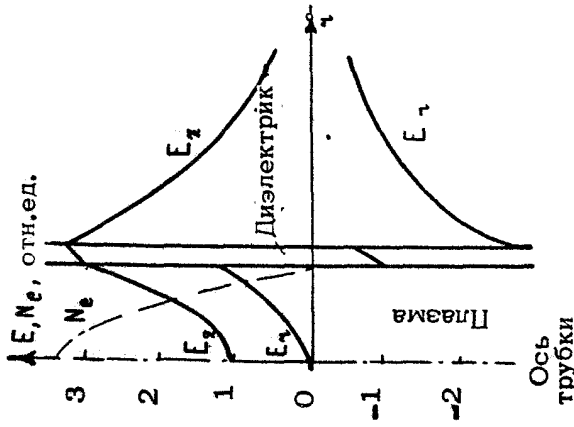
2.2. Возбуждение лазеров СВЧ-разрядом, поддерживаемым поверхностной волной

Одним из перспективных направлений в разработке малогабаритных газовых лазеров является использование СВЧ-разрядов, поддерживаемых поверхностной волной. Известен ряд устройств, позволяющих получать прогаженные столбы неравновесной плазмы в широком диапазоне давлений газа от 10^{-4} до 760 Тор [41-43] с помощью поверхностных волн, распространяющихся вдоль разрядной трубки с создаваемой ими плазмой. Эти устройства в различных диапазонах длин волн имеют свое название: в диапазоне частот 1 -

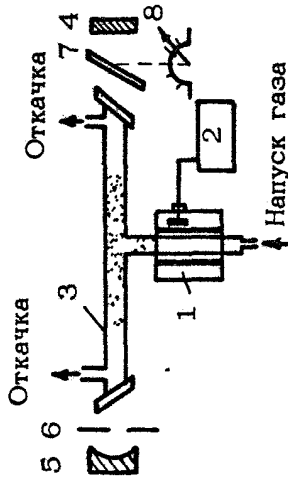
300 МГц – это робокс [42], в диапазоне 300 – 3000 МГц – сурфатрон [41], в области более высоких частот (больше 1 ГГц) – сурфагайт [43]. Применяется для возбуждения поверхностной волны и объемный резонатор [44].

Концентрация электронов в разрядной плазме, формируемой поверхностной волной, превышает критическую и возрастает с увеличением частоты возбуждающего поля [41]. Типичное распределение различных компонент электрического поля в поверхностной волне и концентрации электронов в разрядной трубке, взятые из работы [45], приведены на рис. 8. Концентрация электронов достигает значений порядка нескольких критических вблизи возбуждателя поверхностной волны и почти линейно спадает вдоль трубки (ось x) к границе разряда [46]. Разряды с такими параметрами плазмы могут, по-видимому, использоваться для накачки лазеров на электронных переходах ($He-Ne; Ar, N_2$ -лазеры), работающих при относительно низких давлениях, когда поверхностные волны возбуждаются особенно эффективно. Подбор оптимальных (для эффективной работы лазера) концентрации, температуры электронов в разряде можно осуществлять соответствующим выбором частоты, мощности и режима работы СВЧ-генератора, диаметра трубки и давления газа. На рис. 9 приведена схема $He-Ne$ -лазера, возбуждаемого сурфатроном [47] в T-образной трубке диаметром 5 мм и длиной 20 см, в диапазоне частот 50 МГц – 1 ГГц. Эффективность возбуждения поверхностной волны превышала 90%, а разряд был устойчивым (не подверженным контракции). Однако, как отмечается в работе [43], величина закачиваемой в разряд с помощью сурфатронов мощности ограничена электрической прочностью коаксиального кабеля.

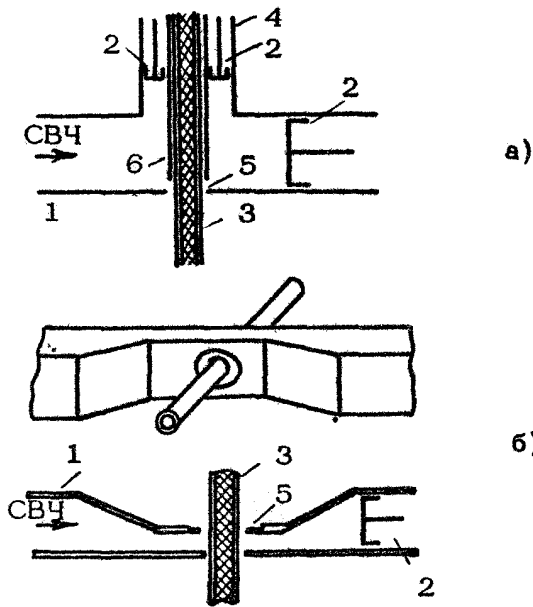
Волноводные конструкции возбуждателя поверхностной волны (сурфагайды) позволяют использовать значительно более высокие уровни СВЧ-мощности. Так, в работе [45] исследовалось пространственное распределение населенностей электронных уровней молекул He, Ne и N_2 в плазме, создаваемой поверхностной волной, возбуждаемой сурфагайдом на частоте 9 ГГц импульсами с длительностью 0,5 – 2 мкс и мощностью 100 кВт. Значения концентрации электронов в таком разряде в 50 раз превышали критическую $N_{c0} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$. На рис. 10 приведены две возможные конструкции сурфагайдов, взятые из работ [43, 48]. Как видно из рисунков, устройство представляет собой секцию прямоугольного волновода



Р и с. 8. [45]. Радиальные распределения различных компонент электрического поля в поверхностной волне и концентрации электронов в разрядной трубке



Р и с. 9. [47]. Схема He-Ne-лазера, возбуждаемого поверхностной волной: 1 - сульфатрон, 2 - СВЧ-генератор, 3 - диэлектрическая трубка, 4,5 - зеркала, 6 - ирри-совая диафрагма, 7 - бьюстеровское окно, 8 - устройство поворота окна



Р и с. 10 [43,48]. Конструкция сурфагидов: 1 - прямоугольный волновод, 2 - согласующий поршень, 3 - диэлектрическая трубка, 4 - коаксиальная секция, 5 - отверстия связи, 6 - металлическая гильза

(стандартного или зауженного), ограниченного подвижным согласующим поршнем. При этом величина трансформируемой в поверхностную волну мощности ограничивается пробоем в волноводе и эффективностью отвода тепла от разрядной трубки. Используемые в сурфагиде большие уровни СВЧ-мощности позволяют зажигать разряд при высоких давлениях и получать значительные электронные концентрации ($N_e \geq 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Для получения протяженного плазменного столба при высоких давлениях из-за сильного затухания поверхностной волны, по-видимому, следует использовать несколько возбуждателей, запитываемых от разных генераторов или от одного путем деления мощности на несколько волноводных каналов.

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ ЛАЗЕРОВ СВОБОДНО ЛОКАЛИЗОВАННЫМ СВЧ-РАЗРЯДОМ

Недостатками волноводных конструкций лазеров с накачкой СВЧ-излучением являются ограничение на величину транспортируемой по волноводу СВЧ-мощности пробоем газа или (при откачке волновода) поверхностным электронным разрядом и неоднородное по длине лазерной трубки возбуждение активной среды, обусловленное поглощением СВЧ-излучения разрядной плазмой при распространении вдоль волновода. При переходе от волноводных СВЧ-элементов к безэлектродным СВЧ-системам нет ограничений на величину транспортируемой мощности. Современные источники электромагнитного излучения миллиметрового и сантиметрового диапазонов имеют, как правило, сверхразмерные многомодовые электродинамические системы и вывод энергии из них осуществляется волновыми пучками [1 - 3, 7 - 9]. Для использования этих источников в лазерах с СВЧ-накачкой логична схема создания СВЧ-разряда в волновом пучке. При эффективном использовании мощности таких приборов, как гиротроны [1,2] и генераторы на релятивистских электронных пучках [3,7-9], можно надеяться на создание технологических УФ-лазеров с СВЧ-накачкой.

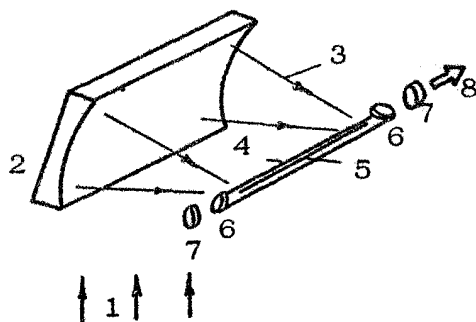
Основные характеристики СВЧ-разряда в волновом пучке подробно исследованы [5,6]. Для избежания характерного для такого разряда распространения границы области ионизации на встречу СВЧ-излучению, препятствующего вложению СВЧ-энергии в выделенную область газовой среды, может применяться цилиндрическая трубка, ограничивающая область активной среды и располагающаяся в волновом пучке перпендикулярно направлению распространения СВЧ-излучения. По такой схеме реализации поперечного СВЧ-разряда проведены исследования генерации УФ-лазеров в работах [27,49].

3.1. Результаты экспериментов

В работе [27] источником СВЧ-излучения служил релятивистский генератор трехсантиметрового диапазона типа резонансной ЛБВ [50]. Высокая энергетика генераторов на релятивистских электронных пучках делает их привлекательными для возбуждения лазеров, требующих высокой скорости

накачки (эксимерных лазеров, лазеров на самоограниченных переходах). При работе с релятивистскими СВЧ-генераторами отпадает необходимость в специальных устройствах для предьонизации газовой среды, поскольку тормозное излучение релятивистского электронного пучка используется для создания начальной концентрации электронов, обеспечивая тем самым однородность СВЧ-разряда. Уровень мощности таких генераторов позволяет зажигать СВЧ-разряд в волновом пучке на значительном расстоянии от источника и использовать его для дистанционной накачки газовых лазеров. Кроме того, исследования СВЧ-разряда высокого давления [51] показали, что его однородность существенно возрастает (следовательно, снижаются требования к уровню предьонизации) при использовании СВЧ-излучения с вращающейся поляризацией.

Блок-схема эксперимента [27] приведена на рис. 11. Лазерная смесь в запаянной кварцевой трубке (диаметром 1 см или 2 см и длиной 80 см) помещалась в волновом пучке. Генерация исследовалась в азоте высокой чистоты, воздухе, смесях Ar-N_2 и Ne-Xe-NeCl . Напряженность электрического поля в области расположения трубки достигала величины $E \approx 20$ кВ/см. СВЧ-излучение имело круговую поляризацию, а длительность импульса равнялась $\tau_{\text{и}} \approx 30$ нс. При СВЧ-пробое лазерной среды формировался протяженный плазменный шнур. Разрядная трубка имела кварцевые окна, расположенные под углом Брюстера к ее оси. Оптический

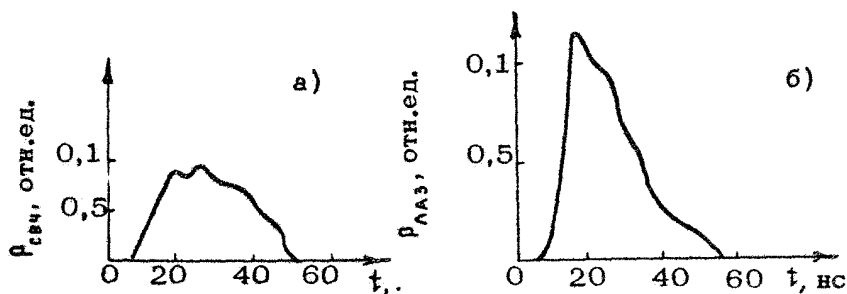


Р и с. 11 [27]. Блок-схема УФ-лазера, возбуждаемого СВЧ-разрядом в волновом пучке: 1 - СВЧ-излучение, 2 - зеркало, 3 - волновой пучок, 4 - кварцевая трубка, 5 - разрядная плазма, 6 - брьюстерские окна, 7 - зеркала оптического резонатора, 8 - УФ-излучение

резонатор длиной 90 см был образован алюминиевым зеркалом и плоскопараллельной кварцевой пластинкой. Контроль лазерного излучения осуществлялся с помощью калиброванных оптических ослабителей и фотоэлектрического преобразователя ФК-22СПУ. Форма лазерного и СВЧ-импульсов регистрировалась фотоприставкой на осциллографе 6ЛОР-04М

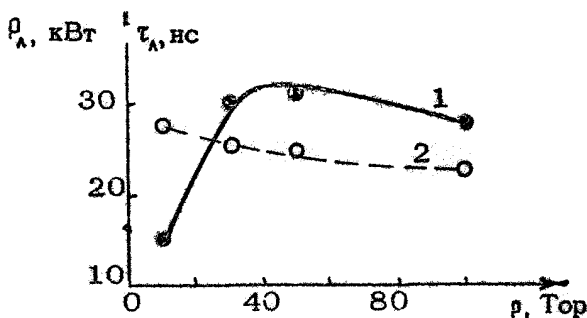
Эффект генерации в азоте наблюдался в диапазоне давлений $p = 2 - 600$ Тор. Пространственное распределение интенсивности излучения по сечению трубки имело вид кольца с внешним радиусом, равным радиусу трубки ($r_T = 1$ см), и толщиной 3 - 6 мм. Энергия лазерного излучения, приходящаяся на единицу площади кольца, в три раза превышала энергию излучения из центра трубки.

Генерация возникала на электронных переходах второй положительной системы азота [$^3\Pi_u - ^3\Pi_g$ в полосах 0 - 0 ($\lambda = 337,1$ нм), 0 - 1 ($\lambda = 357,7$ нм) и 1 - 0 ($\lambda = 315,9$ нм)]. Интенсивность излучения в полосе 0 - 0 соответственно в 25 и 110 раз превышает интенсивность излучения в полосах 0 - 1 и 1 - 0. На рис. 12 приведены осциллограммы СВЧ и лазерного импульсов при давлении



Р и с. 12 [27]. Осциллограммы СВЧ-импульса и импульса лазерной генерации при давлении азота $p = 100$ Тор

$p = 100$ Тор, а на рис. 13 представлены зависимости мощности генерации лазера и длительности лазерного импульса от давления азота для трубки диаметром 1 см. Как показали эксперименты, длительность вынужденного излучения слабо зависела от плотности газа в диапазоне оптимальных давлений $p = 30 - 100$ Тор и практически совпадала с длительностью СВЧ-накачки. Этот результат показывает отличие



Р и с. 13 [27]. Зависимость мощности лазера (1) и длительности лазерного импульса (2) от давления азота для трубки диаметром 1 см

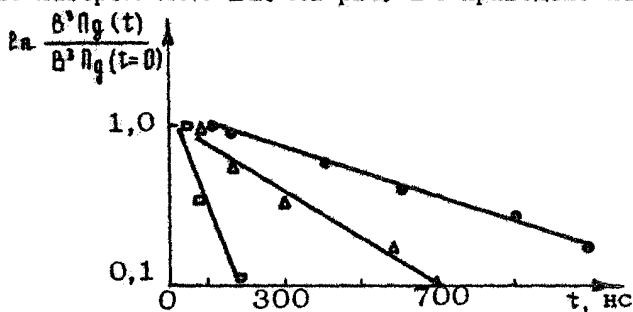
возбуждения СВЧ-разрядом от накачки электрическим разрядом, для которого характерно резкое уменьшение длительности генерации с ростом давления [52].

Импульсная мощность азотного лазера для трубки диаметром 2 см составляла 60 – 70 кВт в диапазоне давлений $p = 30 - 100$ Тор. Для трубки диаметром 1 см мощность уменьшалась пропорционально объему разрядной плазмы. Эффективность накачки (определяемая как отношение мощности лазерной генерации к мощности СВЧ-накачки) составляла $10^{-4} - 10^{-3}$, а удельный энергосъем составлял 0,5 – 1 Дж/атм·л. Мощность лазерной генерации в воздухе снижалась в 6 – 7 раз по сравнению с азотом.

Азотный лазер относится к лазерам на самограниченных переходах, поскольку нижний лазерный уровень является метастабильным. Время существования инверсной населенности порядка времени жизни верхнего лазерного уровня [${}^3\Pi_u$ ($\tau_c \approx 40$ нс)]. Однако в лазере высокого давления на переходе [${}^3\Pi_u - {}^3\Pi_g$] молекул азота благодаря быстрой столкновительной релаксации нижнего лазерного уровня реализована квазинепрерывная генерация ($\tau_A \approx 1,3$ мкс) с накачкой электронным пучком [53]. СВЧ-генератор на релятивистском электронном пучке позволяет легко получать СВЧ-разряд атмосферного давления [9,51], поэтому может быть применен для создания УФ-лазера на второй положительной системе азота с длительными импульсами генерации.

Измерения абсолютной населенности и времени релаксации электронного уровня [${}^3\Pi_g$ ($v=0$)] в лазере, возбужда-

емом свободно локализованным СВЧ-разрядом, были проведены по методике, использовавшейся в работе [54]. Исследовалось резонансное поглощение излучения, генерируемого самим лазером (и возвращаемого с регулируемой задержкой до 100 нс назад в лазерную трубку) или генерируемого азотным лазером ЛГИ-21. На рис. 14 приведено изменение



Р и с. 14. Изменение относительной населенности электронного уровня азота $N^3\Pi_g$ от времени после окончания СВЧ-импульса при различных давлениях:
 □ — $p = 100$ Тор, △ — $p = 30$ Тор, ● — $p = 5$ Тор.

относительной населенности нижнего лазерного уровня после СВЧ-разряда при различных давлениях азота. На основании этих измерений определена константа тушения уровня $N^3\Pi_g(t=0)$ молекулами азота $k_T = (5 \pm 1) \cdot 10^{-12}$ см³/с, важная для анализа работы азотного лазера.

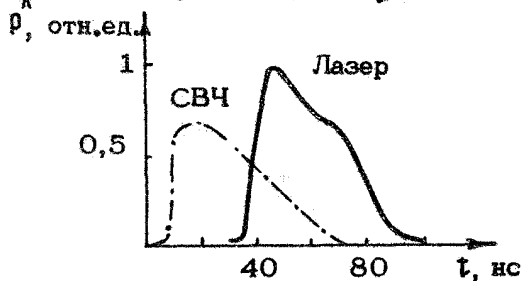
Генерация в смеси $Ar-N_2$ наблюдалась при повышении давления вплоть до атмосферного, при этом существенно увеличивалась интенсивность излучения на переходе $0 - 1$ ($\lambda = 357,7$ нм). Повышение парциального давления Ar при высоких давлениях смеси приводило к увеличению длительности генерации. Это связано, как отмечалось в работах [55,56], с преимущественным заселением электронного уровня $N^3\Pi_u$ азота за счет столкновений с возбужденными атомами аргона:



Атомы Ar имеют более низкую константу тушения верхнего лазерного уровня $N^3\Pi_u$ [55] ($k_T = 3 \cdot 10^{-13}$ см³/с) по сравнению с молекулами азота [56] ($k_T \approx 1,1 \cdot 10^{-11}$ см³/с) и в то же время достаточно эффективно тушат нижний ла-

зерный уровень $\beta^3 \Pi_2$. Оба эти эффекта, по-видимому, и приводят к увеличению длительности генерации.

Накачка эксимерного XeCl -лазера в обсуждаемой схеме (см. рис. 11) была осуществлена в смеси $\text{Ne: Xe: HCl} = 310 : 13 : 1$ при давлении $p = 650 \text{ Тор}$. Генерация наблюдалась при парциальных давлениях Xe и HCl , существенно превышающих оптимальные давления для накачки электронным пучком. О подобном эффекте сообщалось также в работе [23]. УФ-излучение запаздывало относительно начала СВЧ-импульса на $\tau_d \approx 20 \text{ нс}$ и имело длительность, примерно равную $\tau_A \approx 50 \text{ нс}$ (рис. 15). Задержка УФ-излучения



Р и с. 15. Оциллограммы СВЧ-импульса и импульса XeCl -лазера в смеси $\text{Ne: Xe: HCl} = 310:13:1$ при общем давлении $p = 650 \text{ Тор}$

относительно начала включения СВЧ-накачки связана, как показано в работе [30], с более медленным нарастанием во времени плотности отрицательных ионов Cl^- по сравнению с электронами и с преобладанием канала образования эксимерных молекул за счет процесса трехчастичной ионной рекомбинации:



Мощность УФ-излучения в этих экспериментах не контролировалась.

3.2. Оценка СВЧ-мощности, поглощаемой в плазме

При возбуждении лазера СВЧ-разрядом в волновом пучке [27] измерений коэффициента энерговклада падающей

СВЧ-мощности в плазму не проводилось. Поэтому проведем оценки поглощаемой мощности на основании данных, полученных для азотного лазера.

Как известно [57], постоянная затухания электромагнитной волны κ_L в однородной плазме определяется проводимостью σ и диэлектрической проницаемостью ϵ

$$\kappa_L = \frac{\omega}{c} \left\{ -\frac{\epsilon}{2} + \left[\left(\frac{\epsilon}{2} \right)^2 + \left(\frac{2\pi\sigma}{\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \quad (3)$$

где $\epsilon = 1 - N_p/N_c$, $\sigma = \nu N_p/4\pi N_c$. При больших концентрациях электронов и частотах столкновений $\nu N_p/\omega N_c \gg 1$ и $\nu \gg \omega$, когда затухание волны вызвано активными потерями, выражение (3) упрощается и характерная глубина проникновения поля в плазму равна

$$\delta = \kappa_L^{-1} = \frac{c}{\omega} \left(\frac{2 N_{c0} \nu}{N_p \omega} \right)^{1/2} = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}} \quad (4)$$

В рассматриваемом случае воспользуемся решением задачи по определению магнитного поля в проводнике, помещенном во внешнее переменное поле заданной частоты ω [58]. Когда глубина скин-слоя много меньше радиуса трубки, среднее значение плотности потока энергии к поверхности равно

$$P = \frac{c}{16\pi} \sqrt{\frac{\omega}{2\pi\sigma}} |H_0|^2 \approx \delta \omega |H_0|^2 / 16\pi, \quad (5)$$

где H_0 — напряженность магнитного поля в падающей электромагнитной волне. Величина поглощаемой СВЧ-мощности — это интеграл $P_n = \int_S P dS$, взятый по поверхности лазерной трубки. При падающей мощности $P = 500$ МВт, отождествляя толщину скин-слоя с толщиной излучающего УФ-излучение по сечению трубки кольца $\delta = 3 - 6$ мм, из формулы (5) получаем значение поглощенной СВЧ-мощности равное $P_n \approx 80 - 160$ МВт. Эта мощность составляет 15 - 30 % от падающей и обеспечивает удельную мощность накачки, равную $0,6 \cdot 10^6$ Вт/см³. Таким образом, эффективность УФ-лазера, возбуждаемого СВЧ-разрядом в волновом пучке, может быть повышена, если добиться более полного поглощения СВЧ-энергии в плазме.

3.3. Разряд в сходящейся цилиндрической волне

При возбуждении УФ-лазеров СВЧ-разрядом в сходящемся волновом пучке пространственная локализация плазмы получена путем ограничения ионизирующей области лазерной трубкой. Пространственная локализация энерговыделения может быть также осуществлена другим способом – изменением конфигурации волнового поля и формированием СВЧ-разряда, например, в сходящейся цилиндрической волне. При этом возможна реализация двух принципиально различных типов разряда: свободно локализованного (удаленного от стенок лазерной камеры) и разряда в трубке. При накачке свободно локализованным разрядом лазерная генерация может быть получена, например, при зажигании разряда в воздухе атмосферного давления в сходящейся цилиндрической волне, формируемой в фокальной области круто сходящегося волнового пучка. Такой лазер привлекателен своей простотой.

В данном разделе рассматриваются динамика свободно локализованного разряда и стационарные состояния разряда в трубке. Полученные результаты позволяют сделать прогнозы относительно эффективности накачки такими СВЧ-разрядами, формируемыми полем сходящейся цилиндрической волны.

3.3.1. Динамика свободно локализованного разряда в "холодном" газе

Ниже рассматривается динамика свободно локализованного разряда в воздухе в предположении, что газ в течение СВЧ-импульса накачки не нагревается. Концентрация электронов N_e определяется уравнением ионизационного баланса:

$$\frac{\partial N_e}{\partial t} = D_a \Delta N_e + (\nu_i - \nu_a) N_e - \alpha_n N_e^2, \quad (6)$$

в котором частота ионизации электронным ударом ν_i является быстрорастущей функцией амплитуды электрического поля $|E|$. В достаточно широких пределах зависимость $\nu_i(E)$ может аппроксимироваться как степенная $\nu_i \sim E^\beta$ с показателем, например, для воздуха равным $\beta = 4 \div 6$ (см. [59]). Другие кинетические коэффициенты в уравнении баланса (коэффициент амбиполярной диффузии D_a , частота прилипания электронов к молекулам ν_a , коэффициент диссоциативной

электрон-ионной рекомбинации α_{ei}), зависящие от E гораздо слабее, предполагаются постоянными. Следует отметить, что принимаемые условия локальности и мгновенности связи $\nu_i(E)$ накладывают определенные ограничения на характерную длину L_E и время τ_E изменения амплитуды поля:

$$L_E \gg l_{ce} / \sqrt{\delta_T}, \quad \tau_E \gg 1/\delta_T \nu,$$

где $l_{ce} / \sqrt{\delta_T}$ — длина электронной теплопроводности, $1/\delta_T \nu$ — время релаксации температуры электронов, l_{ce} — длина свободного пробега электрона, δ_T — доля энергии, теряемая электроном при соударении с молекулой.

Уравнение для N_e должно рассматриваться совместно с уравнениями электромагнитного поля. Пусть вектор электрического поля волны $\vec{E}_e e^{i\omega t}$ направлен вдоль оси симметрии \vec{x}_0 (волна TE-типа). Тогда для описания эволюции поля в разряде с медленно (в масштабе $1/\omega$) меняющейся из-за процессов ионизации плотностью электронов можно использовать скалярное уравнение Гельмгольца для комплексной амплитуды поля $\vec{E} = \vec{x}_0 E(\vec{r}, t)$:

$$\Delta E + k^2 \hat{\epsilon} E = 0, \quad (7)$$

$$\hat{\epsilon} = 1 - n_e \left(1 + i \frac{\nu}{\omega} \right), \quad n_e = N_e / N_c. \quad (8)$$

Членом с временной производной $\partial E / \partial t$ в уравнении (7) пренебрегаем, полагая, что время установления поля мало по сравнению с временем изменения N_e . Здесь $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$, $\hat{\epsilon}$ — комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы разряда.

Рассмотрим динамику разряда в поле сходящейся симметричной цилиндрической волны [60]. Представляя разность частот ионизации и прилипания заданной функцией амплитуды поля $|E|$

$$\nu_i - \nu_a = \nu_a \left[\left(\frac{|E|}{E_c} \right)^{\beta} - 1 \right] \quad (9)$$

(величина E_c — амплитуда пробойного поля в отсутствие диффузии) и вводя новые безразмерные переменные и параметры

$$\begin{aligned} r &\rightarrow kr, & t &\rightarrow \nu_a t, & \mathcal{E} &= E/E_c, \\ \mathcal{z} &= kL_a, & \alpha &= \alpha_e N_c / \nu_a, & \delta &= \nu/\omega \end{aligned} \quad (10)$$

($L_a = \sqrt{D_a/\nu_a}$ - диффузионная длина прилипания), запишем исходную систему уравнений (6) - (8) в виде

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{\partial \xi}{\partial r} \right) + \hat{\epsilon} \xi = 0, \quad (11)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = \frac{\alpha}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial n_e}{\partial r} \right) + (|\xi|^2 - 1)n_e - \alpha n_e^2, \quad (12)$$

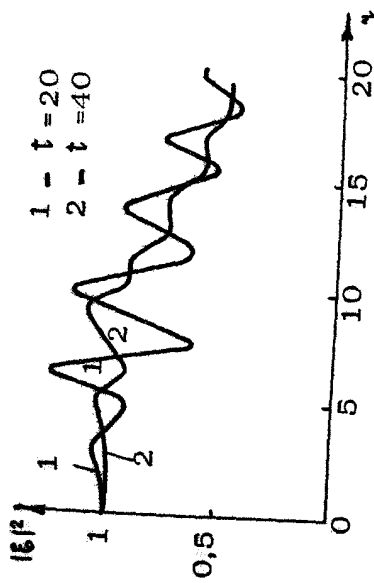
где r - расстояние до оси.

Уравнения (11), (12) решаются при граничных условиях: в начале координат ($r=0$) $\partial n_e / \partial r = 0$ и $\partial \xi / \partial r = 0$, вне области пробоя $r > R$, где $n_e = 0$; задаются условия излучения для полей падающей (сходящейся) $\xi_n = A N_0^{(1)}(r)$ и отраженной (расходящейся) $\xi - \xi_n \sim N_0^{(2)}(r)$ волн, где $N_0^{(1)}(r)$ и $N_0^{(2)}(r)$ - функции Ханкеля первого и второго рода, описывающие соответственно сходящуюся и расходящуюся цилиндрические волны в вакууме. Амплитуда падающей волны A полагается заданной величиной.

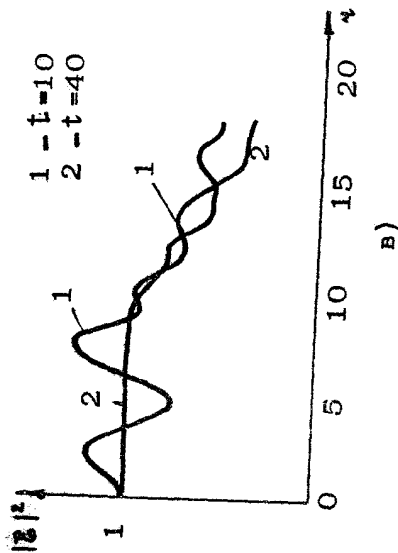
Распределение поля в отсутствие разряда представляет собой функцию Бесселя нулевого порядка $\xi = \xi_0 = 2A J_0(r)$ (стоячая цилиндрическая волна) с амплитудой в центре равной $2A$.

Исследования динамики разряда проводились путем численного интегрирования на ЭВМ совместной системы уравнений (11), (12). Расчеты проводились для следующих значений параметров: $\beta = 4$; $\tilde{\delta} = \nu/\omega = 0 + 10$; $A = 1$ и 4 , $\alpha = 0 + 4$; $\alpha = 0 + 20$. Начальная концентрация задавалась в виде $n_e = n_{e0} \leq 10^{-2}$. Результаты представлены на рис.16,17 в виде графиков распределений амплитуды поля $|\xi|$ и концентраций n_e для различных моментов времени t .

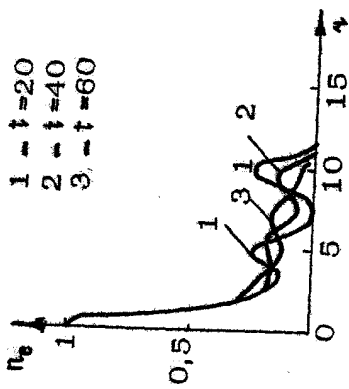
Типичную пространственно-временную картину развития разряда можно представить следующим образом. На начальном этапе эволюции ($t \leq 1$) в областях, где невозмущенное поле превышает пробойное значение ($\xi_0 > 1$), происходит лавинообразный рост электронной концентрации, скорость которого максимальна на оси. Если амплитуда сходящейся волны A была сравнительно невелика ($A \approx 1$), то пробой происходил только в первой пучности стоячей цилиндрической волны. В дальнейшем (при $t > 1$) рост концентрации на ось и в ее окрестности из-за уменьшения амплитуды поля прекращается и в системе устанавливается стационарное распределение. При небольших значениях коэффициентов диффузии α



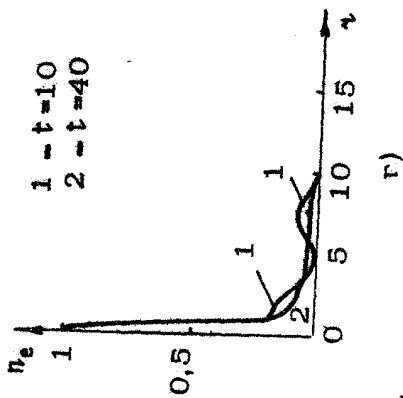
а)



б)

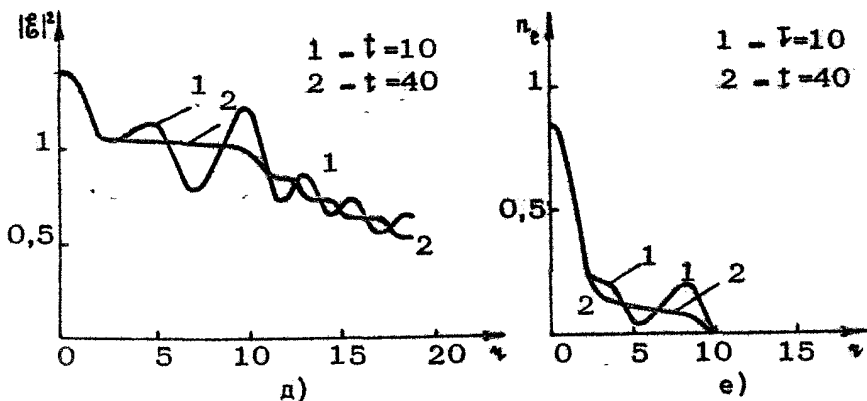


в)

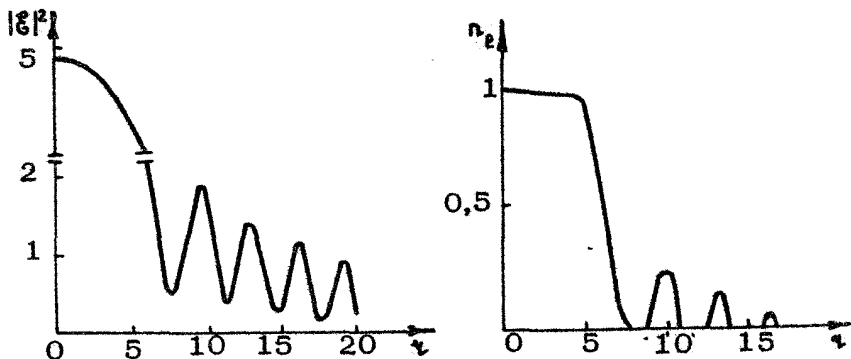


г)

Р и с. 16 (начало)



Р и с. 16 (окончание). Эволюция распределений поля и плотности плазмы при различных параметрах: а, б - $A = 4$, $\mathcal{E} = 0$, $\alpha = 0$, $\delta = 1,5$; в, г - $A = 4$, $\mathcal{E} = 0$, $\alpha = 0$, $\delta = 10$; д, е - $A = 4$, $\mathcal{E} = 0,025$, $\alpha = 1$, $\delta = 1,5$



Р и с. 17. Стационарные распределения поля и плотности плазмы при $A = 4$, $\mathcal{E} = 0$, $\alpha = 20$, $\delta = 0,1$

и рекомбинации α установившееся значение амплитуды поля, в соответствии с основной предпосылкой стационарной модели [61], всюду незначительно превышает пробойный уровень.

Однако следует обратить внимание, что при полях порядка пробойного значения температура электронов находится, как правило, на уровне нескольких электронвольт ($T_e \sim 1-3 \text{ эВ}$), которого явно недостаточно для накачки УФ-лазеров. Поэтому, с точки зрения интересующих нас целей, необходимо

использовать сильные поля, соответствующие большим амплитудам падающих волн. На рис. 16 приведены примеры расчетов при $\alpha = 0$, $\kappa = 0$, $\delta = 1,5$ и 10 , $A = 4$. Данной амплитуде сходящейся волны соответствует значение поля на оси, превышающее пробойный уровень E_c в восемь раз. Видно, что пробой происходит в нескольких максимумах поля (функции Бесселя), тем не менее устанавливающееся на больших временах (при $\delta = 1,5$ $t > 60$, при $\delta = 10$ $t > 20$) распределение концентрации все же близко к стационарному. Характерной особенностью переходного процесса является весьма быстрое нарастание электронной концентрации на оси (в виде тонкого плазменного шнура), достигая к моменту $t \sim 1$ критического значения ($n_e \approx 1$) и приводя тем самым к сильному снижению (до пробойного уровня) поля $|E| \approx 1$. В дальнейшем при $t > 10$ в области первого (центрального) максимума поля распределение n_e выходит на стационарный уровень, в то время как в зоне второго максимума она медленно эволюционирует, представляя собой затухающую волну ионизации, которая перемещается навстречу падающему полю.

Несколько иная картина возникает при достаточно больших значениях κ . Во-первых, при сравнительно небольшой диффузии α в разряде могут устанавливаться более сложные (с несколькими максимумами) распределения n_e . Пример формирования такой структуры с четырьмя максимумами представлен на рис. 17. Здесь $\kappa = 20$, $\alpha = 0$, $\delta = 0,1$, $A = 4$. Сама возможность возникновения нескольких разрядных областей может быть установлена, исходя из приближения заданного поля. В пределе больших κ концентрация плазмы мала, она слабо влияет на конфигурацию поля и разряд имеет место в областях, где $E_0 > 1$. В случае, когда диффузионные процессы сильны, рассматриваемые локальные максимумы размываются и сливаются, как и прежде, в один с широким распределением n_e (κ). Во-вторых, что, по-видимому, представляет наибольший интерес, в этом случае в разряде (на рис. 17 в центральной области) амплитуда поля может значительно превосходить пробойное значение и тем самым определить высокий уровень электронной температуры.

Таким образом, с точки зрения эффективности накачки УФ-лазера имеются две возможности: либо использовать короткие импульсы СВЧ-поля и добиваться лазерной генерации на временах, когда концентрация не успела еще вырасти до критического значения, либо стараться подбирать по возмож-

ности большие значения параметра $\alpha = \alpha_e N_c / \nu_n$, т.е. работать при более высоких давлениях газа.

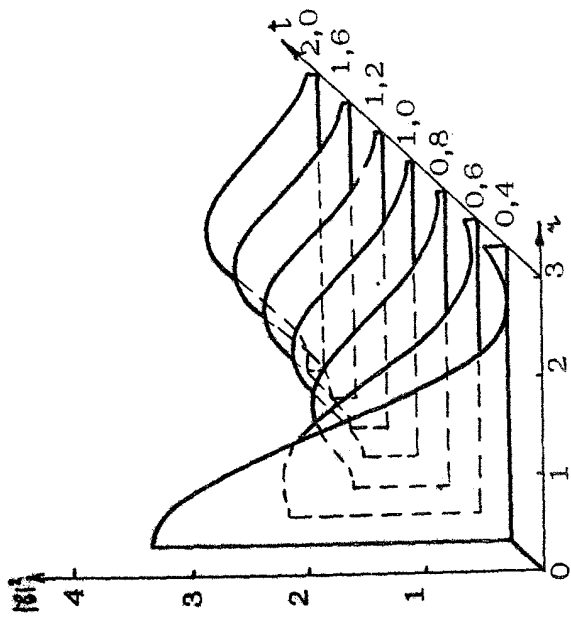
3.3.2. Разряд в режиме интенсивного нагрева

Проведенные экспериментальные работы (см., например, [62]) свидетельствуют о важной роли нагрева газа в разрядах повышенного давления, существенно влияющего как на протекание элементарных процессов, так и на формирующиеся динамические структуры разряда. Однако следует отметить, что вопросы, касающиеся непосредственно самого механизма нагрева нейтральной компоненты в условиях самостоятельного разряда [62] не могут считаться до конца выясненными. Тем не менее, отвлекаясь от конкретного канала передачи энергии электронов плазмы к поступательным степеням свободы молекул, представляется важным изучение динамики разряда в режиме интенсивного джоулева тепловыделения в газе. Ниже рассматривается пространственно-временная эволюция неравновесного разряда (также не ограниченного стенками вакуумной трубки), формируемого полем сходящейся цилиндрической волны в условиях сильного нагрева газа [63].

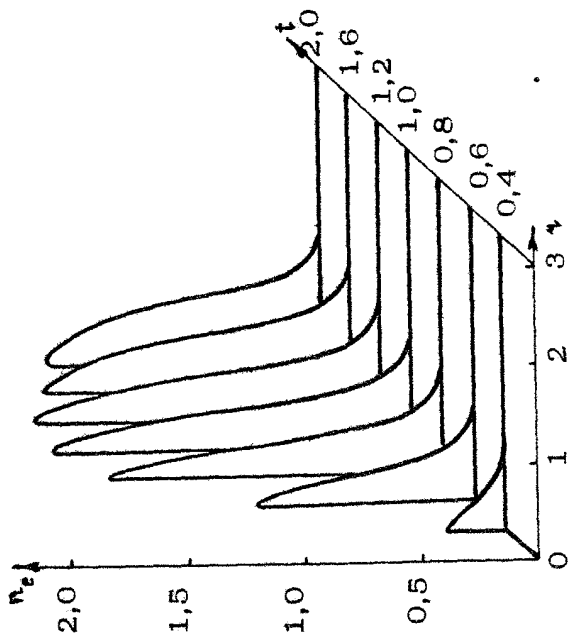
В неравновесных разрядах, в условиях, когда по тем или иным причинам происходят изменения плотности газа N , необходимо принимать во внимание, что константа ионизации электронным ударом ν_i/N является быстрорастиющей функцией параметра E_e/N $\nu_i/N \sim (E_e/N)^p$.

В режиме интенсивного джоулева тепловыделения, приводящего к локальным уменьшениям плотности газа, и следовательно к сильному росту (при $\nu > \omega$) частоты ионизации, уравнения (6), (7) должны рассматриваться совместно с уравнениями газовой динамики. Однако ограничимся ситуациями, которые могут быть описаны в рамках более простой модели, — примем изобарическое приближение для газодинамических процессов (см. [64]). Принимаемое условие постоянства давления p означает, что рассматриваются лишь достаточно медленные процессы, развитие которых происходит за времена, значительно превышающие время пробега звука через характерный масштаб неоднородности.

Таким образом, полагая $p = \text{const}$, получим следующие уравнения для определения скорости течения газа \vec{v} и плотности N :



а)



б)

Р и с. 18. Пространственно-временная эволюция поля и плотности плазмы: $A = 1$, $\varepsilon = 0,01$,
 $\alpha = 0$, $\tilde{\gamma} = 1$, $\tilde{\delta} = 3$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div} (N \vec{v}) = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot p \cdot \operatorname{div} \vec{v} = \frac{1}{2} \delta_m \epsilon |\vec{E}|^2, \quad (14)$$

где γ - постоянная адиабаты,

$$\epsilon = -\omega \operatorname{Im} \epsilon / 4\pi = \frac{e^2 \nu N_p}{m (\omega^2 + \nu^2)}$$

проводимость разрядной плазмы, δ_m - доля диссипируемой в разряде энергии, идущая на повышение поступательной температуры. Следует отметить, что важным каналом нагрева газа, определяющим величину δ_m , может служить возбуждение (с последующим быстрым тушением) некоторых электронных уровней, эффективность которого возрастает с увеличением амплитуды поля. В частности, в самостоятельных СВЧ-разрядах в азоте и воздухе, где колебательные возбуждения релаксируют весьма медленно, электронный канал, как показывает анализ полученных экспериментальных данных, дает $\delta_m \approx 0,1$ [62].

Основное внимание уделяется разряду высокого давления ($\nu > \omega$), в котором процессы нагрева газа могут оказать существенное влияние на его развитие и привести к появлению своеобразных динамических состояний, характеризующихся высокой электронной температурой. Данное явление может быть использовано для более эффективного возбуждения электронных уровней и, соответственно, накачки лазерной среды. Отметим, что уравнения баланса (12) в этом случае необходимо дополнить слагаемым, учитывающим конвективный перенос плазмы.

Результаты расчетов для параметров $\beta = 4$, $\alpha = 0,01$, $\delta = 3, 10$, $\alpha = 0 - 1$; $\tilde{\gamma} = 0,1 \div 10$; $A = 0,55$ и 1 представлены на рис. 18-20. Здесь

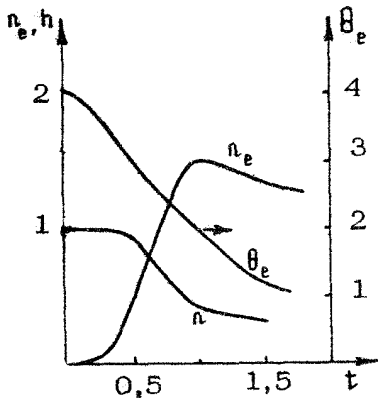
$$\tilde{\gamma} = \tau_0 / \nu_{a0}, \quad \tau_0 = \frac{\gamma-1}{\gamma p} \delta_m \cdot \frac{\nu_0}{8\pi} \cdot E_c^2, \quad (15)$$

где τ_0 - обратное время однородного нагрева газа в разряде при $|E| = E_c$ и концентрации плазмы, равной критической ($N_p = N_c$); $\nu_{a0} = \nu_a / \mu$ - частота прилипания в невозмущенном газе $\mu = N / N_0$; N_0 - начальная плотность газа. Результаты даны в основном в виде графиков зависимостей от времени

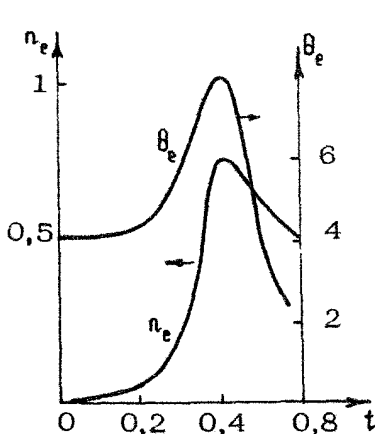
плотности газа n и плазмы n_e , а также электронной тем-
пературы, отнесенной к так называемому "пробойному" зна-
чению T_{ec} (значению T_e , имеющему место при $|E|=E_c$),

$$\theta_e = \frac{T_e}{T_{ec}} = |\xi|^2 \cdot \frac{1 + \tilde{\delta}^2}{1 + \tilde{\delta}^2 n^2} \quad (16)$$

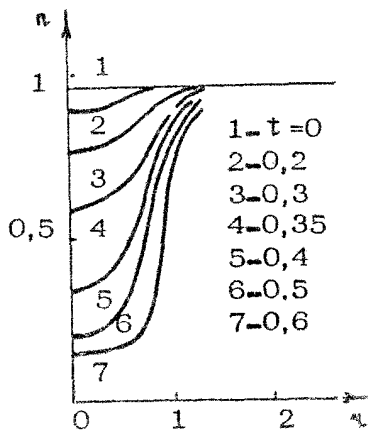
на оси плазменного шнура. Кроме того, представлены рас-
пределения n (см. рис. 19), отражающие эволюцию ямки



Р и с. 19. Зависимости плотно-
стей газа n и плазмы n_e , элект-
ронной температуры θ_e на оси
плазменного шнура от времени.
 $A = 1, \alpha = 0, \tilde{\gamma} = 1, \tilde{\delta} = 3$



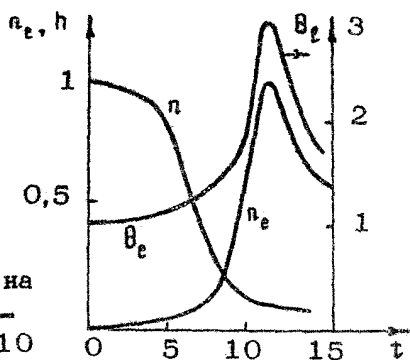
а)



б)

Р и с. 20. Зависимости n_e, θ_e на оси от времени (а) и
эволюция распределения плотности газа n (б) при $A = 1,$
 $\alpha = 0; \tilde{\gamma} = 10, \tilde{\delta} = 3$

Р и с. 21. Изменения h, n_e, θ_e на оси плазменного шнура от времени: $A=0,55, \alpha=0, \tilde{\gamma}=1, \tilde{\delta}=10$



плотности, в которой фактически локализован разряд, и распределения n_e и амплитуды $|E|^2$, дающие представление о характерном поведении поля в разряде (см. рис. 21).

Как показывают численные расчеты, динамика разряда существенно зависит от соотношения между скоростью ионизации ν_i и скоростью "копания" ямки плотности газа, определяемой темпом нагрева (параметром $\tilde{\gamma}$). Если скорость ионизации существенно превосходит темп нагрева, что реализуется при достаточно больших амплитудах падающих волн, то динамика разряда оказывается в целом близкой к случаю "холодного" разряда. По мере роста концентрации (см. рис. 18, $A=1, \tilde{\gamma}=1$), как и прежде, происходит снижение поля, и соответственно уменьшение температуры электронов. Основное отличие состоит лишь в дополнительном образовании ямки плотности газа, происходящей как бы независимо от самого процесса развития разряда. Однако при интенсивном тепловыделении, возрастающем с ростом $\tilde{\gamma}$, развитие разряда может качественно измениться. Рис. 19 ($\tilde{\gamma}=10$) отражает это обстоятельство: электронная температура в плазме может значительно превзойти свое первоначальное значение. Данное явление обусловлено фактически тем, что, несмотря на экранирующее влияние разрядной плазмы, приводящее к сильному снижению поля, плотность газа уменьшается настолько быстро, что θ_e (16) может значительно возрасти.

Наиболее ярко данный эффект проявляет себя при амплитудах волн, когда соответствующее им поле на оси является слабо надпороговым (т.е. $2A-1 \ll 1$, см. рис. 20), что вполне

понятно, так как для этого достаточно практически небольших величин скоростей нагрева. Отметим, что данное рассмотрение позволяет проанализировать также характерные особенности плазменных шнуров, возникающих в СВЧ-разрядах высокого давления [5,6].

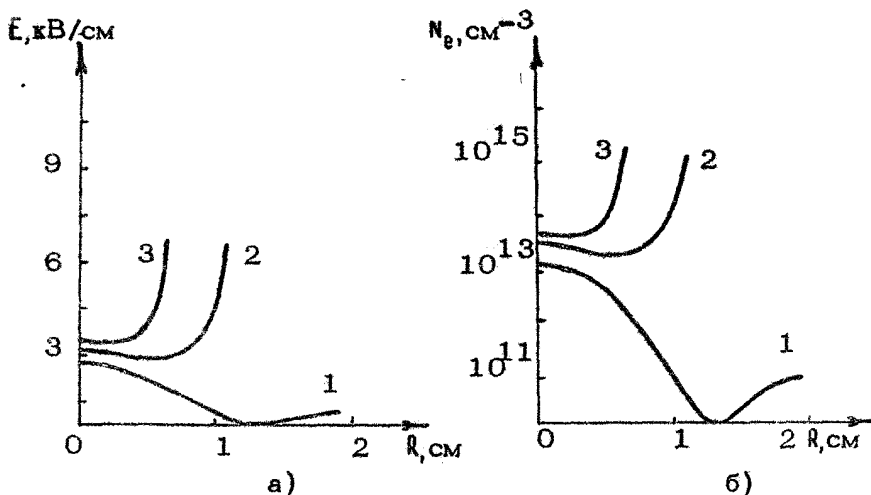
3.3.3. Разряд в трубке

Иными свойствами, принципиально отличными от свойства свободного локализованного разряда, обладает разряд, ограниченный стенками лазерной трубки. Будем рассматривать разряд зажигаемый в трубке сходящейся цилиндрической волной ТЕ-типа. Как показывает численный анализ динамической задачи, развитие разряда на начальном этапе происходит так же, как и в отсутствие стенок: плазма наиболее интенсивно формируется вблизи оси, где амплитуда поля максимальна. Однако с течением времени разряд выходит на стационарный режим, в котором высокие значения температуры и концентрации электронов могут достигаться в областях, прилегающих к стенкам трубки. Поэтому ниже ограничимся рассмотрением лишь стационарной модели. Для определенности исследуем разряд, контролируемый рекомбинацией [65]. Пренебрегая процессами диффузии и прилипания в уравнении баланса (6), получим условие стационарности

$$\nu_i (|E|) = \alpha_n N_e, \quad (17)$$

которое совместно с уравнением Гельмгольца (11) определяет возможные структуры разряда. Такая постановка задачи отвечает условию создания разряда в азоте высокого давления (при $\nu > \omega$) короткими СВЧ-импульсами, когда диффузией электронов за время импульса при характерном размере трубки порядка 1 см можно пренебречь, а время установления ионизационного баланса много меньше длительности импульса. Результаты численного расчета (для параметра $\delta = 10$) представлены на рис. 22 в виде радиальных распределений поля и концентрации электронов для различных радиусов трубок и значений мощности падающей волны P .

В центре трубки, как видно из рисунков, концентрация электронов близка к критической N_c и слабо зависит от уровня падающей СВЧ-мощности. В этой области разряда с ростом плотности нейтрального газа удельный энерговклад су-



Р и с. 22. Самосо согласованные радиальные распределения поля (а) и концентрации электронов (б) для трубок различных радиусов, давление азота $p = 100$ Тор. Соотношение мощностей $P_3 > P_2 > P_1$.

ществено возрастает. Действительно, оценивая напряженность электрического поля из уравнения ионизационно-рекомбинационного баланса $\nu_i(E) = \alpha_r N_e$, получаем, что удельная мощность СВЧ-накачки возрастает от $5 \cdot 10^5$ Вт/см³ до $5 \cdot 10^8$ Вт/см³ при росте давления азота от 100 до 750 Тор.

Вблизи стенок трубки электронная концентрация N_e много больше критической (рис. 22,б) и существенно зависит от p . Высокие значения электронной концентрации N_e и поля E приводят к преимущественной генерации УФ-излучения из пристеночной области разряда и к пространственному распределению интенсивности по сечению трубки в виде кольца. С ростом падающей СВЧ-мощности P возрастает коэффициент отражения от разрядной плазмы и падает доля поглощенной СВЧ-мощности. Поэтому для этого типа разряда важным представляется вопрос согласования падающей волны с образующейся в трубке плазмой.

4. СТИМУЛИРОВАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ИСКУССТВЕННО ИОНИЗОВАННОЙ ОБЛАСТИ, СОЗДАВАЕМОЙ В ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЕ

Другим типом СВЧ-разряда, перспективным для накачки УФ-лазеров, который позволяет получить локализованные в пространстве плазменные образования, является СВЧ-разряд в пересекающихся волновых пучках. Этот разряд широко обсуждается для создания радиоотражающего зеркала в верхней атмосфере [59]. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования разряда в пересекающихся пучках ТЕ- и ТМ-волн [5] показали, что в зависимости от типа разряда меняются параметры плазмы и структура искусственной ионизованной области (ИИО). При небольших углах пересечения пучков ИИО вытянута вдоль биссектрисы и, таким образом, имеет выделенное направление. СВЧ-разряд в воздухе создает активную среду для азотного лазера, поэтому в разряде в пересекающихся пучках в верхней атмосфере (при определенных параметрах плазмы) может быть получен режим усиления спонтанного излучения [66] в направлении наибольшего пространственного размера разряда. Такой режим может быть использован путем измерения характеристик излучения для диагностики ИИО. Кроме того, свободно локализованный разряд в верхней атмосфере можно рассматривать как азотный лазер с дистанционной СВЧ-накачкой.

Лазер с усилением спонтанного излучения (т.е. безрезонаторная система с высоким коэффициентом усиления активной среды) рассматривается как один из способов получения лазерной генерации в области вакуумного ультрафиолета и мягкого рентгеновского излучения, поэтому достаточно подробно проанализирован [66]. Кроме того, следует отметить исследования лазеров на самоограниченных переходах, каким является лазер на молекулярном азоте. Анализ безрезонаторных систем с высоким коэффициентом усиления активной среды проведен в работах [67]. Воспользовавшись результатами этих работ, определим из пороговых условий генерации величину электронной концентрации в разряде в пересекающихся пучках, при которой будет достигнута критическая инверсия для реализации данного процесса.

Считаем, что ИИО создается на высоте $H \approx 25$ км СВЧ-излучением трехсантиметрового диапазона в области пересечения волновых пучков, формируемых антеннами диаметром

$D \approx 60$ м, расположенными на расстоянии друг от друга $d = 30$ км. При такой схеме угол между осями волновых пучков составляет $\psi = 60^\circ$, радиус фокального пятна одного волнового пучка равен $r_f \approx 15$ м, а длина ИИО вдоль биссектрисы угла пересечения пучков равна $L \approx 60$ м. Длительность СВЧ-импульса $\tau_{\text{и}}$ считаем равной радиационному времени жизни $\tau_{\text{г}}$ верхнего лазерного уровня $\tau_{\text{и}} \approx \tau_{\text{г}} = 40$ нс. Поскольку длина ИИО вдоль биссектрисы L больше, чем расстояние, проходящее УФ-излучением за время импульса накачки $l = c\tau_{\text{и}}$, то при оценках пороговой плотности инверсной населенности в активной среде N_c^* длину плазменного слоя считаем равной $l_{\text{пл}} = c\tau_{\text{и}}$.

Если в качестве порога генерации лазера с усилением спонтанного излучения принять условие, при котором спонтанный фотон, испущенный на одном конце плазменного объема, вызовет появление одного фотона на другом конце [66], то будет иметь $\eta l_{\text{пл}} = 1$, где $\eta = (\lambda^3/8\pi c)(\lambda/\Delta\lambda)A_{21}N^*$ — коэффициент усиления слабого сигнала в центре линии, $\lambda = 3371 \text{ \AA}$ — длина волны генерации, $\Delta\lambda$ — ширина линии усиления активной среды, $\Delta\lambda = 6 \text{ \AA}$ [68], $A_{21} = 1,2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ — вероятность радиационного распада $[\sum^3 P_u(\nu=0) \cdot \sum^3 P_d(\nu=0)]$ [69]. Из приведенных соотношений для критической инверсии получаем выражение

$$N_c^* = \frac{8\pi}{\lambda^3} \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot \frac{1}{A_{21}\tau_{\text{и}}} \quad (18)$$

При напряженности электрического поля в фокусе волновых пучков, близкой к пробойной, электронная концентрация N_e достигает конечной величины в конце СВЧ-импульса. В этом случае можно считать, что рост N_e и возбужденных молекул N^* происходит в заданном поле. В приближении заданного поля N_c^* равно

$$N_c^* = k_c N \bar{N}_e \tau_{\text{и}}, \quad (19)$$

где k_c — коэффициент возбуждения лазерного уровня электронным ударом. На высоте $H = 25$ км плотность нейтралов примерно соответствует оптимальному давлению для накачки лазера $p \approx 30$ Тор. При выбранной длительности СВЧ-импульса отношение пробойного поля к давлению равно $E/p \approx 100 \text{ В/см Тор}$. При таких значениях E/p коэффициент k_c равен $k_c = 4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ [70]. В результате из соотношений (18), (19) получаем величину пороговой средней электронной концентрации в разряде: $\bar{N}_e \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Для

получения такой величины \bar{N}_e максимальная электронная концентрация к концу СВЧ-импульса должна равняться критической:

$$N_{e \text{ макс}} \approx \bar{N}_e \nu_i \tau_{ii} \approx \bar{N}_e \nu_{ii} \frac{N_{e \text{ макс}}}{N_{e0}} \approx N_{co}. \quad (20)$$

В ИИО критическая концентрация может быть достигнута, например, в пересекающихся пучках ТМ-волн [5] и, таким образом, режим усиления спонтанного излучения может быть реализован. Для этого при обсуждаемой схеме создания ИИО СВЧ-мощность в каждом пучке должна превышать пробойный уровень: $P_{np} \approx 2 \cdot 10^9$ Вт.

Л и т е р а т у р а

1. Flyagin V.A., Gaponov A.V., Petelin M.I. e.a. Gyrotron // IEEE Trans. 1977. MTT-25, N6. P.514.
2. Флягин В.А., Нусинович Г.С. Гиротроны // ТИИЭР. 1988. Т. 76, № 6. С. 4.
3. Гапонов-Грехов А.В., Петелин М.И. Релятивистская высокочастотная электроника // Вестник АН СССР. 1979. № 4. С. 11.
4. Flyagin V.A., Alikaev V.V., Lykin K M. e.a. A gyrotron complex for electron-cyclotron plasma heating in the T-10 tokamak // Proc. III Joint Varenna-Grenoble Int. Symp. on Heating in Toroidal Plasmas. Grenoble, 1982. V.3. P.1059.
5. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Ким А.В. и др. Электродинамика неравновесного высокочастотного разряда в волновых полях // Высокочастотный разряд в волновых полях / ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 41.
6. Голубев С.В., Грицинин С.П., Зорин В.Г. и др. СВЧ-разряд высокого давления в пучках электромагнитных волн // Высокочастотный разряд в волновых полях / ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 136.
7. Ковалев Н.Ф., Крастелев Е.Г., Кузнецов М.И. и др. Мощный релятивистский магнетрон с длиной волны 3 см // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6, № 8. С. 459.

8. Белоусов В.Г., Бункин Б.В., Гапонов-Грехов А.В. и др. Генерация мощного микроволнового излучения потоком релятивистских электронов в режиме периодического следования импульсов // Письма в ЖТФ. 1978. Т. 4, № 23. С. 1443.
9. Братман В.Л., Губанов В.П., Денисов Г.Г. и др. Экспериментальное исследование секционированного СВЧ-генератора с релятивистским электронным пучком // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14, № 1. С. 9.
10. Эксимерные лазеры / Под ред. Ч.Роудза. М.: Мир, 1981.
11. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Степанов Ю.Ю. Электроразрядные эксимерные лазеры на галогенидах инертных газов. М.: Энергоатомиздат, 1988.
12. Басов Н.Г., Данилычев В.А. Лазеры на конденсированных и сжатых газах // УФН. 1986. Т. 148, № 1. С. 55.
13. Баранов В.Ю., Борисов В.М., Виноходов А.В. и др. Воздействие лазерного излучения с $\lambda = 308$ нм на пиролиз 1, 2-дихлорэтана // Квантовая электроника. 1983. Т. 10, № 7. С. 1406.
14. Deutsch T.F., Fan J.C.C., Turner G.W. e.a. Efficient Si solar cells by laser photochemical doping // Appl.Phys.Lett. 1981. V.38, N3, P.114.
15. Uchino O., Maeda M., Hirono M. Applications of eximer lasers to laser-radar observations of the upper atmosphere // IEEE J.Quantum Electronics. 1979. V.QE-15, N10. P.1094.
16. Карлов И.В. Лазерное разделение изотопов // Труды ФИАН. 1979. Т. 114. С. 50.
17. Koren G., Yeh J.T.C. Emission spectra and etching of polymers and graphite irradiated by excimer laser // J.Appl.Phys. 1984. V.56, N7. P.2120.
18. Waynant R.W., Christensen C.P. Microwave pumped rare gas halide lasers // J.Opt.Soc. of America. 1981. V.71, N12. P.1606.
19. Mendelsohn A.J., Normandin R., Harris S.E. e.a. A microwave-pumped XeCl laser // Appl. Phys.Lett. 1981. V.38, N8. P.603.

20. Young J.F., Harris S.E., Wisoff P.J.K. e.a. Microwave excitation of excimer lasers // Laser Focus. 1982. V.18, N4. P.63.
21. Wisoff P.J.K., Mendelsohn A.J., Harris S.E. e.a. Improved performance of the microwave-pumped XeCl - laser // IEEE J.Quantum Electron. 1982. V;QE-18, N11. P.1839.
22. Christensen C.P., Waynant R.W., Feldman R.L. High efficiency microwave discharge XeCl-laser // Appl.Phys.Lett. 1985. V.46, N4. P.321.
23. Диденко А.Н., Петров В.М., Слинко В.Н. и др. Эксиммерный лазер, возбуждаемый сильноточным релятивистским СВЧ генератором // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12, № 20. С. 1245.
24. Christensen C.P., Gordon C., Moutoulas C. e.a. High-repetition-rate XeCl waveguide laser without gas flow // Optics Lett. 1987. V.12, N3. P.169.
25. Слинко В.Н., Сулакшин А.С., Сулакшин С.С. Эффективная генерация в XeCl -лазере с СВЧ-накачкой // Квантовая электроника, 1988. Т. 15, № 2. С. 292.
26. Gordon C.L., Feldman R., Christensen C.P. Microwave discharge excitation of an ArXe laser // Optics Lett. 1988. V.13, N2. P.114.
27. Бабин А.А., Вихарев А.Л., Гинцбург В.А. и др. Азотный лазер, возбуждаемый свободно локализованным СВЧ-разрядом // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, № 5. С. 31.
28. Zakrzewski Z. Long microwave discharge in the diffusion regime sustained in a waveguide // Czech.J.Phys. 1984. V.34B, N2. P. 105.
29. Пономарев В.Н., Солнцев Г.С. Постоянная распространения волны в прямоугольном волноводе, содержащем плазму в диэлектрической трубке // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15, № 5. С. 31.
30. Ishihara T., Lin S.C. Theoretical modeling microwave-pumped high-pressure gas lasers // Appl.Phys. 1989. V.48B, N4. P.315.

31. Баранов С.Ф., Быстрицкий В.М., Диденко А.Н. и др. ХеСL-лазер, возбуждаемый сильноточным пучком протонов // Квант. электроника. 1982. Т. 9, № 1. С.110.
32. Ваулин В.А., Слинко В.Н., Сулакшин С.С. KrF-лазер, возбуждаемый мощным наносекундным СВЧ-импульсом // Квант. электроника. 1988. Т. 15, № 11. С. 2331.
33. Диденко А.Н., Зеленцов В.И., Штейн Ю.Г. и др. Генерирование мощных СВЧ-импульсов наносекундной длительности // Радиотехника и электроника. 1972. Т. 17, № 7. С. 1545.
34. Девятков Н.Д., Диденко А.Н., Замятина Л.Я. и др. Формирование мощных импульсов при накоплении СВЧ-энергии в резонаторе // Радиотехника и электроника. 1980. Т. 25, № 6. С. 1227.
35. Августович В.А., Новиков С.А., Разин С.В. и др. Формирование мощных радиоимпульсов наносекундной длительности трехсантиметрового диапазона // Изв. вузов. Радиофизика. 1985. Т. 28, № 10. С. 1347.
36. Альварес Р.А., Берн Д.П. Подавление предимпульса в СВЧ-резонаторах с сжатием импульса // Приборы для научных исслед. 1986. № 10. С. 60.
37. Диденко А.Н., Юшков Ю.Г. Мощные СВЧ-импульсы наносекундной длительности // М.: Энергоатомиздат, 1984.
38. Альварес Р.А. Некоторые свойства СВЧ-резонаторов применительно к усилению мощности посредством сжатия импульса // Приборы для научных исслед. 1986. № 10. С. 66.
39. Новиков С.А., Разин С.В., Чумерин П.Ю. и др. Формирование наносекундных радиоимпульсов при коммутации СВЧ-разрядом в накопительном резонаторе // Тезисы докл. 1-го Всесоюз. совещ. "Высокочастотный разряд в волновых полях" / ИПФ АН СССР. Горький, 1987. С. 71.
40. Новиков С.А., Разин С.В., Чумерин П.Ю. и др. Пробой воздуха наносекундными СВЧ-импульсами // Тезисы докл. 1-го Всесоюз. совещ. "Высокочастотный разряд в волновых полях" / ИПФ АН СССР. Горький, 1987. С. 63.
41. Moisan M., Ferreira C.M., Hajlaoui e.a. Properties and applications of surface wave produced plasmas // Rev.Phys.Appl. 1982. V.17. P.707.

42. Муазан М., Закжевски З. Устройство для возбуждения поверхностных волн на частотах 1-300 МГц с целью создания плазмы // Приборы для научных исслед. 1987. № 10. С. 108.
43. Moisan M., Zakrzewski Z., Pantel R. e.a. A waveguide-based launcher to sustain long plasma columns through the propagation of an electromagnetic surface wave // IEEE. 1984. V.PS-12, N3. P.203.
44. Лебедев Ю.А. О резонаторном методе получения СВЧ-разряда при атмосферном давлении, поддерживаемого поверхностной волной // Тезисы докл. 2-го Всесоюз. совещ. "Высокочастотный разряд в волновых полях" / КПИ. Куйбышев, 1989. С. 76.
45. Abed S., Bouvier A.J., Bouvier A.M. e.a. Spatial distribution population of excited He, Ne and N₂ levels in a pulsed microwave plasma generated by a surface wave // J. Phys. D: Appl.Phys. 1982. V.15. P.595.
46. Sola A., Cotrino J., Gamero A. e.a. Study of surface-wave-produced plasma column lengths // J.Phys. D: Appl.Phys. 1987. V.20. P.1250.
47. Moutoulas C., Moisan M., Bertrand L. e.a. A high-frequency surface wave pumped He-Ne laser // Appl.Phys.Lett. 1985. V.46, N4. P.323.
48. Moisan M., Chaker M., Zakrzewski Z. e.a. The waveguide surfatron: a high power surface-wave-launcher to sustain large-diameter dense plasma columns // J.Phys. E: Sci. Instrum. 1987. V.20. P.1356.
49. Babin A.A., Vikharev A.L., Ginzburg V.A. e.a. A nitrogen laser pumped by a freely localized microwave discharge // Proc. ICPIG-19. Belgrade. 1989. P.632.
50. Абубакиров Э.Б., Гинцбург В.А., Зайцев Н.И. и др. Релятивистский высокочастотный генератор типа резонан-

- сной ЛБВ // Тезисы докл. 7-го Всесоюз. симп. по сильноточной электронике. Новосибирск, 1988. Ч. 1. С.188.
51. Вихарев А.Л., Иванов О.А., Степанов А.Н. Наносекундный СВЧ разряд в газе // Высокочастотный разряд в волновых полях / ИПФ АН СССР. Горький, 1988. С. 212.
 52. Ражев А.М., Телегин Г.Г. Импульсные ультрафиолетовые лазеры на молекулярном азоте // Зарубежная радиоэлектроника. 1978. № 3. С. 76.
 53. Беркелиев Б.М., Долгих В.А., Рудой И.Г. и др. Столкновительный лазер на Σ -системе азота // Квант. электроника. 1988. Т. 15, № 11. С. 2169.
 54. Santa I., Almasi G., Kazma L. e.a. Lifetime measurement of the $B^3\Pi_g$ level of the nitrogen by excited state absorption // Proc. ICPiG-18. Swansea. 1987. P.418.
 55. Searles S.K., Hart G.A. Laser emission at 3577\AA and 3805\AA in electron-beam-pumped Ar- N_2 mixtures // Appl.Phys.Lett. 1974. V.25, N1. P.79.
 56. Searles S.K. Super-fluorescent laser emission from electron-beam-pumped Ar- N_2 mixtures // Appl.Phys.Lett. 1974. V.25, N12. P.735.
 57. Голант В.Е. Сверхвысокочастотные методы исследования плазмы М.: Наука, 1968.
 58. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982. С. 285.
 59. Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милих Г.М. Искусственная ионизованная область в атмосфере / ИЗМИРАН. М. 1986.
 60. Боколишвили И.Б., Ким А.В., Малинецкий Г.Г. и др. Численное моделирование неравновесного высокочастотного разряда в сходящейся цилиндрической волне: Препринт ИПМ АН СССР. № 155. М., 1988.
 61. Гильденбург В.Б., Голубев С.В. Неравновесный высокочастотный разряд в волновых полях // ЖЭТФ. 1974. Т. 67, № 1. С. 89.
 62. Бердышев А.В., Вихарев А.Л., Гитлин М.С. и др. Нагрев молекулярного газа в импульсном СВЧ-разряде // ТВТ. 1988. Т. 26, № 4. С. 661.

63. Бокколишвили И.Б., Ким А.В., Малинецкий Г.Г. и др. Динамика неравновесного разряда в поле сходящейся цилиндрической волны в режиме интенсивного нагрева газа. Препринт ИПМ АН СССР. №76. М., 1989.
64. Ким А.В., Фрайман Г.М. О нелинейной стадии ионизационно-перегревной неустойчивости в высокочастотном разряде высокого давления // Физика плазмы. 1983. Т. 9, № 3. С. 601.
65. Иванов О.А., Иванова Л.С. СВЧ-разряд в трубке, зажигаемый полем сходящейся цилиндрической волны // Тезисы докл. 2-го Всесоюз. совещ. "Высокочастотный разряд в волновых полях" / КПИ. Куйбышев, 1989. С. 20.
66. Уэйнент Р., Элтон Р.С. Обзор исследований в области лазеров коротковолнового излучения // ТИИЭР. 1976. № 7. С. 44.
67. Allen L., Peters G.I. Amplified spontaneous emission. The connection with laser theory // J.Phys. A: Gen.Phys. 1971. V.4. P.238, 377, 564; 1972. V.5. P.546.
68. Ваулин В.А., Слинко В.Н., Сулакшин С.С. Воздушный УФ-лазер, возбуждаемый мощным СВЧ-импульсом // Квант. электроника. 1988. Т. 15, № 11. С. 2329.
69. Горлов А.И., Кюн В.В., Сказ В.С. и др. Исследование импульсно-периодического азотного лазера с продольным возбуждением // Квант. электроника. 1989. Т. 16, № 9, С. 1781.
70. Ferreira C.M., Loureiro J. Electron excitation rates and transport parameters in high-frequency N_2 discharge // J.Phys.D: Appl.Phys. 1989 V.22. P.76.

УДК 538.566

Гинзбург Н. С., Ковалев Н. Ф., Петелин М. И. Канализация электромагнитных волн и эффекты сверхизлучения в неравновесных электронных ансамблях // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 6 / ИПФ АН СССР. Горький, 1990. С.7.

Теоретически исследовано коллективное когерентное излучение неравновесных стационарных (в исходном состоянии) электронных ансамблей, локализованных в свободном пространстве. Такие ансамбли способны выполнять роль активных волноводов и резонаторов, а именно: а) при распространении излучения вдоль электронных потоков, имеющих форму слоев и стержней, имеет место его канализация и усиление; б) изолированные электронные сгустки обладают собственными неустойчивыми модами и могут генерировать импульсы электромагнитного излучения. (Последний случай может рассматриваться в качестве классического аналога известного в квантовой электронике эффекта сверхизлучения Дике). Исследованы как линейная, так и нелинейная стадии указанных процессов при различных (черенковском, ондуляторном, циклотронном) механизмах индуцированного излучения. Показано, что в таких процессах синхронизм между электронами и волнами, излучающимися в свободное пространство, является самоподдерживающимся, что обеспечивает высокую эффективность преобразования исходной энергии электронов в энергию излучения.

Ил. 22, список лит. 61 назв.

УДК 538.566

Гинзбург Н. С., Новожилова Ю. В., Песков Н. Ю. Теория ЛСЭ с адиабатически включаемым полем ондулятора и однородным продольным магнитным полем // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 6 / ИПФ АН СССР. Горький, 1990. С.82.

Рассмотрены усилительные и генераторные схемы лазеров на свободных электронах с винтовым ондуляторным и однородным продольным магнитным полем, напряженность которого близка к резонансному значению. Исследован процесс раскачки баунс-осцилляций электронов при движении в адиабатически плавно нарастающем поле ондулятора. Взаимо-

действие электронного пучка с электромагнитным полем происходит в области постоянной амплитуды ондуляторного поля, где электроны движутся по стационарным винтовым траекториям. Построена линейная и нелинейная теория такого взаимодействия в условиях ондуляторного и комбинационного синхронизмов электронов с электромагнитной волной. В последнем варианте излучение сопровождается раскачкой осциллирующих электронов около равновесной траектории. Для ондуляторного синхронизма найдена область параметров, в которой режим большого доплеровского преобразования частоты совместим с режимом высокого КПД (для усилителей) 30%). Обсуждается влияние высокочастотного пространственного заряда (в том числе эффекты отрицательной массы), а также поперечной неоднородности ондуляторных полей.

Ил. 13, список лит. 43 назв.

УДК 621.385.69

Балакирев В. А., Галстян Е. А., Карбушев Н. И., Осгровский А. О., Сегников Г. В., Шаткус А. Д. Возбуждение волн в плазменных системах сильноточными релятивистскими электронными пучками // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 6 / ИПФ АН СССР. Горький, 1990. С.127.

Изложены основные принципиальные особенности, проявляющиеся при взаимодействии сильноточных релятивистских электронных пучков с плазменными системами. Приведены результаты линейной и многоволновой нелинейной теории. Рассмотрены некоторые аспекты возбуждения колебаний электронным пучком в плазменном резонаторе конечной длины и канализации электромагнитного излучения в плазменно-пучковом слое. Показано, что взаимодействие сильноточных релятивистских электронных пучков с плазмой носит качественно иной характер, чем плазменно-пучковое взаимодействие в слаботочном случае.

Ил. 13, список лит. 42 назв.

УДК 621.385.69

Винокуров Н. А. Лазеры на свободных электронах на электронных накопителях // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 6 / ИПФ АН СССР. Горький, 1990. С.162.

Описаны основные физические ограничения на параметры лазеров на свободных электронах на электронных накопителях. Обсуждаются перспективы развития этих приборов и результаты последних экспериментов.

Ил. 5, табл. 2, список лит. 40 назв.

УДК 621.385.63

Бугаев С. П., Власов А. Н., Канавец В. И., Климов А. И., Копенкин А. Д., Корниенко В. Н., Кошелев В. И., Попов В. А., Черепенин В. А. Релятивистские дифракционные генераторы // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 6 / ИПФ АН СССР. Горький, 1990. С.185,

Проведено экспериментальное и теоретическое исследование релятивистских дифракционных генераторов сантиметрового и миллиметрового диапазонов длин волн. Реализованы односекционный генератор мощностью около 500 МВт в сантиметровом диапазоне и двухсекционный генератор мощностью 4,5 ГВт в миллиметровом диапазоне длин волн при длительности импульса в пределах 0,1 – 0,7 нс. Исследованы электромагнитные поля в замедляющих структурах релятивистских дифракционных генераторов, выделены режим взаимодействия вблизи 2π -вида колебаний и режим взаимодействия с гибридными типами колебаний. Проведено сопоставление результатов теоретического и экспериментального исследований.

Ил. 9, список лит. 19 назв.

УДК 621.385.63

Братман В. Л., Денисов Г. Г., Коровин С. Д., Мовшевич Б. З., Полевин С. Д., Ростов В. В., Сморгонский А. В. Экспериментальное исследование МЦАР-усилителя // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 6 / ИПФ АН СССР. Горький, 1990. С.206.

На базе сильноточного ускорителя электронов исследован мазер на циклотронном авторезонансе в режиме усиления внешнего сигнала. В 8-миллиметровом диапазоне на моде

$H_{1,1}$ цилиндрического волновода кругового сечения при фазовой скорости 1,27 с получено усиление 30 дБ с темпом 1,4 дБ/см при выходной мощности 10 МВт и КПД 4 %.

Ил. 7, список лит. 16 назв.

УДК 621.384.6

Лебедев А. Н., Перельштейн Э. А. Ускорители будущего // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 6 / ИПФ АН СССР. Горький, 1990. С. 217.

Представлены материалы по развитию ускорителей на сверхвысокие энергии – ТэВ-ных линейных электронно-позитронных коллайдеров. Одна из основных проблем в разработке таких коллайдеров – получение сверхвысоких темпов ускорения частиц.

Приведены различные предложения новых схем и методов ускорения: переход в миллиметровый диапазон длин волн в линейных резонансных ускорителях, двухлучевые ускорители, ускорители на радиальных линиях и на кильватерной волне, лазерные и плазменные методы ускорения.

Ил. 12, табл. 5, список лит. 90 назв.

УДК 537.52

Вихарев А. Л., Иванов О. А., Ким А. В. Газовые лазеры с накачкой СВЧ-излучением // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 6 / ИПФ АН СССР. Горький, 1990. С. 256.

Дан обзор экспериментальных и теоретических работ, посвященных возбуждению ультрафиолетовых газовых лазеров с помощью СВЧ-разряда, формируемого мощным СВЧ-излучением. Отмечены два направления в исследованиях этого нового метода накачки: возбуждение лазеров с использованием стандартной СВЧ-техники и применение свободно локализованных разрядов, создаваемых в волновых пучках излучением мощных релятивистских СВЧ-генераторов. Рассмотрены различные типы СВЧ-разрядов, которые применялись или могут быть использованы для накачки лазеров. Проанализирована возможность получения лазерной генерации при создании пучками электромагнитных волн искусственной ионизованной области в верхней атмосфере Земли.

Ил. 22, список лит. 70 назв.

A B S T R A C T S

Ginzburg N. S., Kovalyov N. F., Petelin M. I.
Electromagnetic wave channeling and effects of superradiation in nonequilibrium ensembles of electrons.

Collective coherent radiation of nonequilibrium stationary (in the initial state) electron ensembles localized in free space is studied theoretically. Such ensembles can play the role of active waveguides and resonators; that is a) layers and rods (in particular, streams) composed of such electrons can canalize as well as amplify electromagnetic waves; b) the isolated electron clusters have unstable eigen modes and can generate the pulses of electromagnetic radiation. (The latter case may be considered as the classic analog of the Dike effect of superradiation well known in quantum electronics). Both linear and nonlinear stages of these processes for various (Cerenkov, undulator and cyclotron) mechanisms of stimulated radiation are studied. It is known that in such processes the synchronism between electrons and the waves radiated in free space is self-sustained providing a high efficiency of the electron energy transformation to the radiation energy.

Ginzburg N. S., Novozhilova Yu. V., Peskov N. Yu. The theory of FEL with the adiabatically increasing undulator field and the homogeneous longitudinal magnetic field.

Amplification and generator schemes of free electron lasers with a helical undulator and homogeneous longitudinal magnetic field whose intensity is almost resonant are considered. The process of pumping resonance-oscillations of electrons in the undulator field which adiabatically smoothly increases is studied. The electron beam interacts with the electromagnetic field in the region of the constant amplitude of the undulator field where electrons move along stationary helical trajectories. Linear and nonlinear theory of such interaction is constructed when electrons are in the undulator and combination synchronism with the electromagnetic wave. In the latter case the radiation is accompanied by jumping electron oscillations near the equilibrium trajectory. A range of parameters for the undulator synchronism is found where the considerable Doppler frequency conversion can occur simultaneously with high efficiency regime (for amplifiers $\leq 30\%$). The influence of HF space charge (including the effects of the negative mass) and the transverse inhomogeneity of the undulator fields is discussed.

Balakirev V. A., Galst'yan E. A., Karbushev I. I., Ostrovsky A. O., Sotnikov G. V., Shatkus A. D. Wave excitation in plasma systems by high-current relativistic electron beams.

The main particularities arising from the interaction of high-current relativistic electron beams with plasma systems are stated. The results of linear and multiwave nonlinear theory are given. Some aspects of the oscillation excitation by the electron beam in a plasma resonator of finite length and the optical waveguiding in a plasma beam layer are considered. It is shown that the interaction of high-current relativistic electron beams with plasma has a qualitatively another character than the plasma-beam interaction in the case of weak current.

Vinokurov N. A. Free electron lasers using electron storage ring.

The main physical limitations imposed on the parameters of free electron lasers using electron storage ring are described. The perspectives of the development of these devices and the results of the recent experiments are discussed.

Bugaev S. P., Vlasov A. N., Kanavets V. I., Klimov A. I., Kopenkin A. D., Kornienko V. N., Koshelev V. I., Popov V. A., Cherepenin V. A. Relativistic diffraction oscillators.

Relativistic diffraction oscillators of centimeter and millimeter wavelength band are investigated experimentally and theoretically. A one-section oscillator with power ≈ 500 MW is realized in the centimeter wavelength band and a two-section oscillator with power 4.5 GW is realized in the millimeter wavelength band at pulse duration ranging from 0.1 to 0.7 ns. Electromagnetic fields in slow-wave structures of relativistic diffraction oscillators are studied, the regime of interaction near the oscillations of the "2 π " type and the regime of interaction with hybrid types of oscillations are singled out. The results of experiments are compared with the theory.

Bratman V. L., Denisov G. G., Korovin S. D., Movshevich B. Z., Polevin S. D., Rostov V. V., Smorgonsky A. V. Experimental study of a CARM-amplifier.

A cyclotron autoresonance maser is studied for the case when the external signal is amplified using a beam of high-current electron accelerator. The amplification 30 dB with tempo 1.4 dB/cm at the output power 10 MW and the efficiency 4 % is obtained in 8-millimeter wavelength band at the mode H_{11} of the cylindrical waveguide with circular cross-section for phase velocity 1.27.

Lebedev A. N., Perel'shtein E. A. Accelerators of the future.

Some ideas on the development of super-high-energy accelerators - TeV linear electron-positron colliders are presented. One of the main problems in the development of such colliders is to obtain a superhigh tempo of particle acceleration.

New schemes and ways of acceleration are proposed: the transition to millimeter wavelength band in linear resonance accelerators, two-beam accelerators, radial line and wake-wave accelerators, laser and plasma methods of acceleration.

Vikharev A. L., Ivanov O. A., Kim A. V. Gas laser with microwave pumping.

Experiments and theoretical study dealing with the excitation of UV gas lasers by a microwave discharge are reviewed. Two trends in the investigation of this new method of pumping are mentioned: excitation of lasers using a standard microwave technique and the application of freely localized discharges produced by the wave beams of the radiation of powerful relativistic microwave oscillators. Various types of microwave discharges which have been used or can be used for laser pumping are considered. The possibility of obtaining laser generation by creating an artificial ionized layer in the upper atmosphere of the Earth due to the beams of electromagnetic waves is analyzed.