

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

выпуск

5

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ
ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ
ЭЛЕКТРОНИКА

Материалы
V Всесоюзного семинара
(Новосибирск, 5 – 7 мая 1987 г.)

В ы п у с к 5

Горький – 1988

УДК 621 385 6

**Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5 /ИПФ АН СССР
Горький, 1988 218 с**

В сборнике отражены теоретические и экспериментальные исследования мощных релятивистских электронных СВЧ-генераторов. Подробно обсуждаются методы повышения КПД приборов при использовании режима захвата частиц полем синхронной волны, изложены результаты экспериментального исследования характеристик сильноточных релятивистских электронных пучков, описаны черенковские релятивистские СВЧ-генераторы, обеспечивающие рекордный уровень импульсной и средней мощности излучения в диапазоне сантиметровых волн, представлены новые разновидности СВЧ-приборов – магнискан и релятивистский магнетрон, в котором роль отрицательного электрода играет сам электронный пучок; дан обзор методов создания импульсных магнитных полей для релятивистских СВЧ-приборов

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

Рецензенты

доктор физико-математических наук А Н ЛЕБЕДЕВ,
кандидат физико-математических наук Г Д БОГОМОЛОВ

**Ответственный редактор
А В. ГАПОНОВ-ГРЕХОВ**

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

СОДЕРЖАНИЕ

От редактора	5
<i>М.В. Кузелев, А.А. Рухадзе</i> Вынужденное излучение сильнооточных релятивистских электронных потоков	7
<i>Н.С. Гинзбург, И.А. Манькин, В.Е. Поляк, А.С. Сергеев, А.В. Сморгонский, В.А. Филатов</i> Режим захвата частиц синхронной волной как метод повышения КПД приборов СВЧ	37
<i>С.П. Бугаев, В.И. Канавец, А.И. Климов, А.Д. Копенкин, В.И. Кошелев, В.А. Попов, А.И. Слепков, А.Ф. Федоров, В.А. Черепенин</i> Физические процессы в многоволновых черенковских генераторах	78
<i>Н.М. Быков, В.П. Губанов, А.В. Гунин, Г.Г. Денисов, Ф.Я. Загулов, С.Д. Коровин, Ю.Д. Ларичев, И.М. Орлова, С.Д. Полевин, В.В. Ростов, А.В. Сморгонский, А.Ф. Якушев</i> Релятивистские импульсно-периодические СВЧ-генераторы сантиметрового диапазона длин волн	101
<i>И.И. Винтизенко, Н.Ф. Ковалев, А.С. Сулакшин, Г.П. Фоменко, М.И. Фукс</i> Преобразование в высокочастотное излучение энергии собственных квазистатических полей сильнооточных релятивистских электронных пучков	125
<i>М.М. Карлинер, Е.В. Козырев, И.Г. Макаров, О.А. Нежевенко, Г.Н. Острейко, Б.З. Персов, Г.В. Сердобинцев</i> Магникон	141
<i>А.Ф. Александров, С.Ю. Галузо, Н.И. Зайцев, В.И. Кошелев, П.С. Стрелков, А.В. Федотов, А.Г. Шкварунец, М.Ю. Шмелев, В.И. Энгелько</i> Пространственно-временные характеристики РЭП	163
<i>А.Ш. Фикс</i> Управление структурой поля и минимизация потребления энергии в импульсных магнитных системах	183
<i>Б.З. Мовшевич</i> Импульсно-периодические генераторы сильных магнитных полей для релятивистской высокочастотной электроники	197

CONTENTS

Preface	5
<i>M. V. Kuzelev, A. A. Rukhadze</i> Stimulated emission of high-current relativistic electron beam	7
<i>N. S. Ginzburg, I. A. Man'kin, V. E. Polyak, A. S. Sergeev, A. V. Smorgonsky, V. A. Filator</i> Particle trapping by synchronous wave to increase efficiency of microwave devices	37
<i>S. P. Bugaev, V. I. Kanavets, A. I. Klimov, A. D. Kopenkin, V. I. Koshelev, V. A. Popov, A. I. Slepkov, A. F. Fedorov, V. A. Cherepenin.</i> Physical processes in multiwave cherenkov oscillators	78
<i>N. M. Bykov, V. P. Gubanov, A. V. Gunin, G. G. Denisov, F. Ya. Zagulov, S. D. Korovin, Yu. D. Larichev, I. M. Orlova, S. D. Polevin, V. V. Rostov, A. V. Smorgonsky, A. F. Yakushev</i> Relativistic pulse-periodic cm-wavelength microwave generators	101
<i>I. I. Vintzenko, N. F. Kovalev, A. S. Sulakshin, G. P. Fomenko, M. I. Fuchs</i> The transformation of the energy of quasistatic eigenfields of high-current relativistic electron beams to hf radiation	125
<i>M. M. Karliner, E. V. Kezyrev, I. G. Makarov, O. A. Nezhevenko, G. N. Ostreiko, B. Z. Persov, G. V. Serdobintsev</i> Magnicon	141
<i>A. F. Alexandrov, S. Yu. Galuzo, N. I. Zaitsev, V. I. Koshelev, P. S. Strelkov, A. V. Fedotov, A. G. Shkvarunets, M. Yu. Shmelyov, V. I. Engel'ko</i> Spatial-temporal characteristics of relativistic electron beams	163
<i>A. Sh. Fix</i> Field-structure control and minimization of energy consumption in pulse magnetic systems	183
<i>B. Z. Movshevich</i> Pulse-periodic generators of strong magnetic fields for hf relativistic electronics	197

ОТ РЕДАКТОРА

Настоящий, пятый по счету, сборник "Релятивистская высокочастотная электроника" рассчитан на то, чтобы подвести итоги очередного этапа развития одноименного раздела электроники больших мощностей.

Сборник открывается статьей М.В.Кузелева и А.А.Рухадзе, которая представляет собой обзор теоретических представлений об особенностях коллективного (вынужденного) излучения электронных потоков, в частности, прослеживается взаимосвязь между коллективным и индивидуальным излучениями электронов, между КПД и инкрементами волн в приборах с инерционной группировкой электронов и т.п. Статья, безусловно, будет способствовать наведению терминологических мостов между группами, пришедшими в высокочастотную релятивистскую электронику из слаборелятивистской электроники, физики ускорителей и физики плазмы.

При создании приборов большой мощности одна из важнейших проблем состоит в повышении КПД. Для СВЧ-генераторов и усилителей с инерционной группировкой электронов общий принцип оптимизации – профилирование параметров системы с целью сохранения синхронизма между волной и отдающими ей энергию электронами – был сформулирован (применительно к ЛБВО) еще в конце 40-х годов и успешно применяется на практике. В 1972 г. Е.Д.Белявским была предложена модификация этого принципа – адиабатический отбор энергии волной у захваченного ею сгустка. В публикуемой здесь обзорной статье Н.С.Гинзбурга и др. описаны наиболее свежие теоретические и экспериментальные результаты, полученные на основе подобной оптимизации, включая разработку Ливерморской лабораторией гигаваттного ЛСЭ-усилителя диапазона миллиметровых волн с КПД 34%.

Статья С.П.Бугаева и др. посвящена СВЧ-генераторам, основанным на стимулированном черенковском излучении высокоэнергетических релятивистских электронных пучков в пространственно-развитых электродинамических системах, а именно, СВЧ-генераторам секционированного типа, которые авторы называют многоволновыми. Такие генераторы уже описывались в предыдущем сборнике. Здесь приводятся самые последние результаты их теоретического и экспериментального исследования.

Статья Н.Б.Быкова и др. посвящена созданию СВЧ-генераторов на основе ускорителей прямого действия, работающих в

режиме периодического следования импульсов. Первые ускорители такого рода были созданы более 10 лет назад Томским институтом сильноточной электроники. В настоящее время СВЧ-генераторы, возбуждаемые такими ускорителями, имеют выходную мощность до 10^9 Вт при частоте следования импульсов до 100 Гц.

В статье И.И.Винтизенко и др. описывается эффект пространственного заряда, приводящий к тому, что волна отбирает у электронов не только кинетическую, но и потенциальную энергию, освобождаемую при смещении частиц к стенке волновода. На основе этого эффекта: 1) создан магнетрон, в котором роль отрицательного электрода играет сам электронный пучок, 2) объяснено наблюдавшееся во многих экспериментах с пролетными приборами типа О высыпание электронов на стенки волновода.

М.М.Карлинером и др. описан СВЧ-усилитель нового типа — магникон, занимающий промежуточное положение между гироконном и гиротроном. Во входном резонаторе электронный пучок отклоняется вращающимся высокочастотным полем, а в выходном резонаторе электроны тормозятся высокочастотным полем в условиях циклотронного резонанса. Прибор имеет высокий КПД и перспективен для использования в ускорителях с повышенным темпом набора энергии частицами.

А.Ф.Александров и др. обсуждают важную для всех сильноточных релятивистских электронных СВЧ-приборов проблему формирования электронных потоков высокого качества. Анализируются факторы, приводящие к разбросу скоростей электронов и уширению электронного потока. Описываются новейшие методы электронно-оптической диагностики.

Обзоры А.Ш.Фикса и Б.З.Мовшевича суммируют основы расчета и опыт использования систем формирования импульсных магнитных полей, применяемых для транспортировки электронных пучков в большинстве физических экспериментов с релятивистскими электронными СВЧ-генераторами. Описаны методы, позволяющие управлять пространственно-временной структурой магнитных полей с учетом, а иногда и с использованием металлических экранов.

Редколлегия сборника благодарна рецензентам за их критические замечания, способствовавшие повышению качества обзоров.

А.В.Гапонов-Грехов

ВЫНУЖДЕННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ

М.В.Кузелев, А.А.Рухадзе

1. СПОНТАННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

В основе преобразования энергии направленного движения электронных пучков в электромагнитное излучение лежит явление резонансного взаимодействия отдельного электрона с полем монохроматической волны. В первом приближении при анализе спонтанного излучения обычно используют два следующих эквивалентных подхода. либо вычисляют работу электромагнитного поля над электроном, совершающим заданное невозмущенное этим полем движение [1], либо рассматривают возбуждение невозмущенным электроном осциллятора поля [2]. Выясним условия, при которых возникает спонтанное излучение, используя при этом первый из названных выше подходов.

Работа поля плоской монохроматической волны $\vec{E}(\vec{r}, t) = \vec{E} \sin(\omega t - k_{\parallel} z + \varphi)$ над равномерно и прямолинейно движущимся электроном дается выражением

$$A = \int_{-T/2}^{+T/2} dt \vec{u} \vec{E}(\vec{r}, t) \Big|_{\vec{r} = \vec{u}_{\parallel} t} \rightarrow \pi e u_{\parallel} E_{\parallel} \sin \varphi \delta(\omega - k_{\parallel} u_{\parallel}), \quad (1)$$

где u_{\parallel} — скорость электрона, направленная вдоль оси uz , E_{\parallel} — составляющая электрического поля волны в направлении движения, T — время взаимодействия электрона с волной которое считается большим по сравнению с $1/\omega$, а φ — начальная фаза поля.

Из выражения (1) следует, что, во-первых, знак работы определяется фазой поля φ ; во-вторых, работа отлична от

нуля, только если отлична от нуля составляющая электрического поля волны в направлении движения; в-третьих, $A \neq 0$ только в условиях черенковского резонанса, когда

$$\omega(k_{\parallel}) = k_{\parallel} u_{\parallel} \quad (2)$$

Здесь учтено, что волна имеет определенный закон дисперсии $\omega(k_{\parallel})$. Спонтанное излучение, возникающее в условиях (2), называется эффектом Черенкова [1-3].

Если электрон под действием некоторых внешних сил совершает помимо продольного еще и осцилляторное движение, то возникают новые условия излучения. Пусть, например, электрон движется в продольном постоянном магнитном поле с отличной от нуля поперечной (по отношению к магнитному полю) скоростью. При этом $\mathbf{r} = u_{\parallel} \hat{t}$, $v_x + i v_y = u_{\perp} \exp\left(i \frac{\omega_H}{\gamma} t\right)$, где u_{\perp} - поперечная скорость, ω_H - электронная циклотрон-

ная частота, а $\gamma = \left(1 - \frac{u_{\parallel}^2 + u_{\perp}^2}{c^2}\right)^{-1/2}$. Таким образом, электрон наряду с равномерным продольным движением совершает вращательное поперечное движение с частотой вращения ω_H/γ . Вычисление работы поля поперечной гиркулярно-поляризованной электромагнитной волны ($E_x + i E_y = i E_{\perp} \exp[\pm i(\omega t - k_{\parallel} z) + i\varphi]$) над таким электроном дает результат, аналогичный (1):

$$A = \mp e u_{\perp} E_{\perp} \sin \varphi \delta\left(\omega - k_{\parallel} u_{\parallel} \mp \frac{\omega_H}{\gamma}\right) \quad (3)$$

Условие же излучения при этом оказывается отличным от (2):

$$\omega(k_{\parallel}) = k_{\parallel} u_{\parallel} \pm \frac{\omega_H}{\gamma} \quad (4)$$

В более общем случае, при произвольных поляризации и направлении распространения волны, условия излучения записываются в виде

$$\omega(k_{\parallel}) = k_{\parallel} u_{\parallel} \pm n \frac{\omega_H}{\gamma}. \quad (5)$$

Спонтанное излучение, возникающее при выполнении условий (5), называют магнитотормозным, или циклотронным [4] (синхротронным при больших n).

И вообще, если частота осцилляции электрона во внешних полях есть ω_0 , то возможны следующие условия спонтанного излучения:

$$\omega(k_{\parallel}) = k_{\parallel} u_{\parallel} \pm n \omega_0, \quad (6)$$

называемого ондуляторным [5].

Рассмотрим один очень распространенный пример спонтанного ондуляторного излучения [5]. Пусть электрон движется во внешнем периодическом циркулярно поляризованном магнитостатическом поле накачки с вектор-потенциалом $A_T + iA_y = A_0 e^{i\tau} \rho(i\chi z)$. Закон движения электрона в таком поле определяется соотношениями

$$z = u_{\parallel} t, \quad v_x + i v_y = -\frac{e A_0}{m c \tau} e^{i\tau} \rho(i\chi u_{\parallel} t) \equiv u_{\perp} e^{i\tau} \rho(i\chi u_{\parallel} t)$$

Вычисление работы поля поперечной циркулярно поляризованной электромагнитной волны над таким электроном дает

$$A = \pi e u_{\perp} A_0 \sin \varphi \delta(\omega - k_{\parallel} u_{\parallel} \mp \chi u_{\parallel}) \quad (7)$$

Отсюда также получаем условия спонтанного излучения в магнитостатическом поле накачки в виде (6) с $n=1$ и $\omega_0 = \chi u_{\parallel}$. Отметим, что в периодическом магнитостатическом поле элек-

трон осциллирует только благодаря наличию у него поступательной скорости u_{\parallel} , что и обуславливает такое значение ω_0 .

Такое же значение ω_0 появляется и в условиях спонтанного излучения электрона в любой периодической структуре [6].

Из приведенных примеров следует, что условия спонтанного излучения сводятся к совпадению частоты поля излучения в движущейся со скоростью u_{\parallel} системе отсчета с частотой колебаний электрона или ее гармоникой. Если электронов много, то излучение одного из них может стимулировать такое же излучение других электронов, воздействуя на их движение. Так возникает стимулированное спонтанным излучением излучение вынужденное. Возникает оно при таких же условиях резонанса, что и спонтанное, т.е. при совпадении частоты $\omega - k_{\parallel} u_{\parallel}$ с собственной частотой электрона.

2. ОДНОЧАСТИЧНЫЕ ВЫНУЖДЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ. ОДНОЧАСТИЧНЫЙ ЭФФЕКТ ЧЕРЕНКОВА

Переходя к изложению теории вынужденного излучения электронных пучков, попытаемся сначала действовать так же, как и в разд. 1 при рассмотрении спонтанного излучения. А именно: для вычисления работы поля волны излучения над пучком вычислим работу этого поля над каждым невозмущенным электроном, а затем просуммируем полученные результаты. Легко видеть, что если пучок немодулирован и фазы ψ отдельных электронов равномерно распределены в интервале $(0, 2\pi)$, то искомая сумма точно обращается в нуль. Следовательно, суммирование по невозмущенным отдельным электронам излучения не дает. Это и понятно, поскольку излучаемые волны от каждого электрона гасят друг друга в результате интерференции. Чтобы получить ненулевое когерентное излучение, необходимо отказаться от предположения о независимости (невозмущенности) движения отдельных электронов, т.е. нужно учесть обратное воздействие поля волны излучения на каждый электрон пучка, и тем самым считать фазы ψ меняющимися под действием этого поля. Именно при таком самосогласованном подходе возникает фазировка электронов в поле волны и появляется эффект вынужденного когерентного излучения.

Начнем с рассмотрения вынужденного излучения на примере прямолинейного пучка электронов, совершающего одномерное движение вдоль очень сильного внешнего магнитного поля. Частоту поля излучаемой волны $\vec{E}(z, t) = \frac{1}{2} \vec{E} e^{i p(-i\omega t + ik_{\parallel} z)} + \text{c. c.}$

будем считать близкой к какой-либо из собственных частот системы, в которой распространяется пучок, т.е. $\omega = \omega(k_{\parallel})$. Строго говоря, частота ω содержит минимую поправку $i\delta\omega$ (инкремент), обусловленную экспоненциальным ростом поля на линейной стадии процесса излучения, т.е. под ω будем подразумевать $\omega + i\delta\omega$. Возмущение траекторий электронов в поле излучаемой волны определяется уравнениями движения

$$\frac{dz}{dt} = v_{\parallel}, \quad \frac{dv_{\parallel}}{dt} = \frac{e\beta^2}{m} E_{\parallel}(z, t) \left(1 - \frac{v_{\parallel}^2}{c^2}\right)^{3/2}, \quad (8)$$

где β^2 — параметр (геометрический фактор), характеризующий эффективность связи пучка с полем излучения. Природа этого параметра может быть различной и здесь не обсуждается.

Линеаризуя уравнение движения (8), найдем в первом поряд-

ке по полю поправку $\tilde{x}_j(t)$ к невозмущенной траектории j -го электрона $x_j = x_{0j} + u_{||}(t - t_0)$, исходящей в момент t_0 из точки x_{0j} . При нахождении этой поправки удобно считать, что при $t = t_0 \rightarrow -\infty$ излучение отсутствует, что соответствует предположению об адиабатическом включении поля излучения в прошлом. Подставляя далее \tilde{x}_j во второе уравнение (8), после усреднения по всем электронам, приходящимся на длину волны поля излучения, получим закон изменения средней плотности импульса пучка ρ_e :

$$\frac{d\rho_e}{dt} = \frac{|E_{||}|^2}{8\pi} \frac{\beta^2}{\gamma^3} \frac{\kappa_{||} \delta \omega \omega_g^2 (\omega - \kappa_{||} u_{||})}{[(\omega - \kappa_{||} u_{||})^2 + \delta \omega^2]^2}, \quad (9)$$

в котором $\gamma = \left(1 - \frac{u_{||}^2}{c^2}\right)^{-1/2}$ - релятивистский фактор энергии

электронов пучка, $\omega_g = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_g}{m}}$ - ленгмюровская частота электронов, а n_g - их плотность. Заметим, что усреднение при выводе (9) проводилось обычным образом. Например, $\rho_e =$

$= n_g m \langle u_{||} \sqrt{1 - \frac{v_{||}^2}{c^2}} \rangle$. Очевидно также, что малые изменения ρ_e и средней плотности энергии пучка W_e связаны между собой соотношением $\delta W_e = u_{||} \delta \rho_e$.

Для дальнейшего понадобится закон сохранения энергии и импульса при излучении

$$\frac{d}{dt} (W + W_e) = 0, \quad \frac{d}{dt} (\rho + \rho_e) = 0, \quad (10)$$

в которых W и ρ - плотности энергии и импульса волны, причем

$$\rho = \frac{\kappa_{||}}{\omega} W = \frac{\alpha \kappa_{||}}{\omega} \frac{|E_{||}|^2}{8\pi}. \quad (11)$$

Здесь α - параметр, определяемый конкретной природой возбуждаемой пучком волны.

Используя (10) и (11), преобразуем выражение (9) к уравнению для плотности энергии излучения:

$$\frac{dW}{dt} = - \frac{\beta^2}{\alpha \gamma^3} \frac{\omega_g^2 \omega \delta \omega (\omega - \kappa_{||} u_{||})}{[(\omega - \kappa_{||} u_{||})^2 + \delta \omega^2]^2} W. \quad (12)$$

Из уравнения (12) следует вывод общего характера: если энергия волны растет со временем, т.е. $\delta\omega > 0$, то $\omega < \kappa_{\parallel} u_{\parallel}$, или излучающий пучок обязательно обгоняет волну. Чтобы определить, насколько пучок обгоняет волну, максимизируем правую часть (12) по расстройке $(\omega - \kappa_{\parallel} u_{\parallel})$, т.е. найдем оптимальное условие излучения. Получаем

$$\omega = \kappa_{\parallel} u_{\parallel} - \frac{\delta\omega}{\sqrt{3}}, \quad \delta\omega = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\beta^2}{\alpha \gamma^3} \omega \omega_p^2 \right)^{1/3} \quad (13)$$

Кроме того, из выражений (12) и (13) видно, что в случае пучков малой плотности, когда $\delta\omega \ll \omega$, оптимальное условие вынужденного излучения (13) практически совпадает с условием спонтанного черенковского излучения (2).

Формулы (12) и (13) являются весьма общими, поскольку индивидуальные особенности системы, в которой пучок излучает, содержатся только в множителе β^2/α . Для безграничной электронной плазмы $\omega = \omega_p$, а $\beta^2/\alpha = 1$, и из формулы (13) получаем $\delta\omega = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\omega_p^2 \omega_p}{2 \gamma^3} \right)^{1/3}$ — известный инкремент пучков-

менной неустойчивости [7,8]. Процесс, описываемый формулами (12), (13), называют одночастичным вынужденным эффектом Черенкова. Для него характерна продольная группировка электронов в поле волны и образование в ее тормозящих фазах излучающих электронных ступков. Этой особенностью и обусловлен отраженный в выражении (13) обгон пучком излучаемой волны.

3. КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВЫНУЖДЕННЫЕ ПРОЦЕССЫ. КОЛЛЕКТИВНЫЙ ЭФФЕКТ ЧЕРЕНКОВА

При выводе формулы (12) было использовано уравнение (8), в правую часть которого входит только поле излучаемой волны. Это, однако, справедливо не всегда. Дело в том, что сам пучок является колебательной системой, обладающей целым рядом коллективных собственных мод — плазменных колебаний. Излучение модулирует поток электронов по плотности, и в нем возбуждаются коллективные пучковые поля, которые необходимо учитывать в правой части уравнения (8). Пучковыми полями обусловлено существование целой группы коллективных вынужденных процессов.

Качественно учесть пучковые поля в уравнении движения электрона довольно просто. Действительно, при смещении электрона из равновесного положения на него начинает действовать возвращающая сила, пропорциональная смещению. Коэффициентом пропорциональности является квадрат частоты плазменных колебаний пучка [9], которую обозначим Ω_p^2 . С учетом сказанного уравнения движения электрона можно записать в виде (ср. с (8))

$$\frac{dz}{dt} = v_{||} \quad , \quad \frac{dv_{||}}{dt} + \Omega_p^2 (z - z_{||}) = \frac{e\beta^2}{m} E_{||}(z, t) \left(1 - \frac{v_{||}^2}{c^2}\right)^{3/2} \quad (14)$$

где $z_{||} = z_0 + u_{||}(t - t_0)$ – невозмущенная траектория, исходящая из точки z_0 . Действуя точно так же, как и при выводе формулы (9), из формулы (14) можно легко получить следующий закон изменения средней плотности импульса пучка P_e .

$$\frac{dP_e}{dt} = \frac{|E_{||}|^2}{8\pi\gamma^3} \frac{\kappa_{||} \delta\omega \omega_p^2 \beta^2 (\omega - \kappa_{||} u_{||})}{[(\omega - \kappa_{||} u_{||})^2 - \Omega_p^2 - \delta\omega^2]^2 + 4(\omega - \kappa_{||} u_{||})^2 \delta\omega^2} \quad (15)$$

Дальнейшее преобразование формулы (15) связано с использованием законов сохранения энергии и импульса. Записывая их, следует учесть электромагнитные энергию и импульс плазменных колебаний пучка, причем в случае потенциальных плазменных колебаний электромагнитный импульс равен нулю. Ограничиваясь именно этим случаем, будем записывать закон сохранения импульса в форме (10). Закон же сохранения энергии надо записывать следующим образом:

$$\frac{d}{dt} (W + W_e + W_{||}) = 0 \quad (16)$$

включая в общий баланс помимо плотностей энергии излучения и средней кинетической энергии электронов также и плотность электрической энергии плазменных колебаний $W_{||}$.

Используя закон сохранения импульса, преобразуем (15) к виду

$$\frac{dW}{dt} = - \frac{\omega \beta^2}{\alpha \gamma^3} \frac{\delta\omega \omega_p^2 (\omega - \kappa_{||} u_{||})}{[(\omega - \kappa_{||} u_{||})^2 - \Omega_p^2 - \delta\omega^2]^2 + 4(\omega - \kappa_{||} u_{||})^2 \delta\omega^2} W \quad (17)$$

При $\Omega_p^2 \rightarrow 0$ уравнение (17) переходит в (12). Но это и понятно – в прямолинейном, полностью замагниченном пучке с исчезающе малой плотностью электронов излучение может быть связано только с одночастичным вынужденным эффектом Черенкова.

Рассмотрим теперь случай больших плотностей электронов, когда $\Omega_p^2 \gg \delta\omega^2$ и уравнение (17) записывается в виде

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{\beta^2}{\alpha \gamma^3} \frac{\omega \delta \omega \omega_B^2 (\omega - \kappa_H u_H)}{[(\omega - \kappa_H u_H)^2 - \Omega_B^2]^2 + 4(\omega - \kappa_H u_H)^2 \delta \omega^2} W. \quad (18)$$

Из уравнения (18) следует, что, как и в случае (12), плотность энергии излучения W растет со временем, если только $\omega - \kappa_H u_H < 0$. Максимум инкремента реализуется при условии

$$\omega(\kappa_H) = \kappa_H u_H - \Omega_B, \quad (19)$$

отличном от (13). Иной вид, чем (13), имеет и сам инкремент

$$\delta \omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\beta^2}{2\alpha \gamma^3} \frac{\omega \omega_B^2}{\Omega_B} \right)^{1/2} \quad (20)$$

Используя теперь последнее выражение, придадим явный вид неравенству $\Omega_B^2 \gg \delta \omega^2$:

$$\Omega_B^2 \gg \frac{\beta^2 \omega \omega_B^2}{8\alpha \gamma^3}. \quad (21)$$

выразив тем самым явно критерий большой плотности электронов пучка. Излучение в условиях (19) и (21) будем называть коллективным вынужденным эффектом Черенкова.

Для выяснения физической сущности коллективного эффекта Черенкова вспомним, что спектр так называемой медленной пучковой волны как раз и определяется выражением (19). С другой стороны, известно, что при возбуждении медленной волны (имеющей отрицательную энергию) энергия от пучка отбрасывается [10]. Таким образом, при условии (19) происходит возбуждение медленной пучковой волны, а высвобождаемая при этом энергия и идет на излучение.

Независимо, с помощью уравнений холодной гидродинамики и Пуассона, можно показать, что электростатическая энергия медленной волны пучка дается формулой [11]

$$W_H = -\frac{\Omega_B}{\kappa_H u_H} \delta W_e \quad (22)$$

Поскольку электростатическая энергия всегда положительна, то из формулы (22) еще раз видно, что при возбуждении медленной волны пучок тормозится, т.е. $\delta W_e < 0$.

4. АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА

В рассматриваемом в разд.2 одночастичном процессе средняя энергия электронов потока определялась энергией его прямолинейного движения. Совершенно иным является случай электрона-осциллятора, т.е. электрона в поле гироскопических или консервативных внешних сил. Рассмотрим, как излучает пучок таких осцилляторов. При этом следует учесть, что помимо плотности "продольного" импульса ρ_e и плотности "продольной" энергии W_{\parallel} в пучке имеется плотность "поперечной" энергии осцилляторного движения W_{\perp} . Записав законы сохранения энергии и импульса при излучении

$$\frac{d}{dt}(W + W_e + W_{\perp}) = 0, \quad \frac{d}{dt}(\rho + \rho_e) = 0, \quad (23)$$

получим для изменений энергии электромагнитного поля W и W_e следующие соотношения (с учетом связей $\delta W_e = u_{\parallel} \delta \rho_e$ и $\rho = \frac{k_{\parallel}}{\omega} W$):

$$\delta W = - \frac{\omega}{\omega - k_{\parallel} u_{\parallel}} \delta W_{\perp}, \quad \delta W_e = \frac{k_{\parallel} u_{\parallel}}{\omega - k_{\parallel} u_{\parallel}} \delta W_{\perp}. \quad (24)$$

Отсюда видно, что при эффекте Черенкова ($\omega = k_{\parallel} u_{\parallel}$) энергия осцилляторного движения электрона не меняется ($\delta W = 0$).

Иные ситуации реализуются при $\omega \neq k_{\parallel} u_{\parallel}$.

Условимся пока считать, что $\omega > 0$, причем пучок излучает, т.е. $\delta W > 0$. Если $\omega < k_{\parallel} u_{\parallel}$ (при этом автоматически $k_{\parallel} > 0$), то $\delta W_{\perp} > 0$, а $\delta W_e < 0$. Следовательно, при излучении увеличивается поперечная энергия осцилляторного движения электронов. Расходуется на это энергия продольного движения, она же идет и на излучение. Такое излучение называют аномальным эффектом Доплера [2,12]. Таким образом, при аномальном эффекте Доплера даже первоначально прямолинейно движущийся электрон пучка начинает, излучая, осциллировать.

Если $\omega > k_{\parallel} u_{\parallel}$ и $k_{\parallel} > 0$, то $\delta W_{\perp} < 0$ и $\delta W_e < 0$. Следовательно, электронный пучок излучает как за счет своей поперечной осцилляторной энергии, так и за счет энергии продольного поступательного движения. Однако, если в начале процесса $W_{\perp} = 0$, то излучения нет. Таким образом, для излучения необходим начальный запас осцилляторной энергии. Это излучение называют нормальным эффектом Доплера.

И наконец, при $\omega > k_{||}c$ и $k_{||} < 0$ имеем $\delta W_{\perp} < 0$, а $\delta W_{\parallel} > 0$, т.е., излучая, пучок ускоряется в продольном направлении. Расходуется на это опять энергия поперечного осцилляционного движения. Данный процесс в литературе также называют нормальным эффектом Доплера.

На рис.1 указаны области частот и волновых чисел, в которых возможен тот или иной эффект. Рисунок обобщает изложенное выше рассмотрение при $\omega > 0$ на отрицательные частоты ($\omega < 0$). Ниже основное внимание уделяется аномальному эффекту Доплера.



Рассмотрим в качестве примера аномального эффекта Доплера излучение первоначально прямолинейного электронного пучка в постоянном магнитном поле [13]. Получим формулу типа (12) для интенсивности излучения. Запишем уравнения движения электронов для компонент скорости $v_{||}$ и $v_{\perp} = v_x + i v_y^*$:

$$\begin{aligned} \frac{d v_{||}}{d t} &= \frac{e}{2 m c} \left(v_{\perp} \frac{\partial A_{\perp}^*}{\partial z} + k c \right), \\ \frac{d v_{\perp}}{d t} + i \omega_{H} v_{\perp} &= - \frac{e}{m c} \left(\frac{\partial A_{\perp}}{\partial t} + v_{||} \frac{\partial A_{\perp}}{\partial z} \right), \end{aligned} \quad (25)$$

где $A_{\perp} = A_x + i A_y$ — векторный потенциал поля излучения. Выберем направление вращения плоскости поляризации поля излучения в соответствии с формулой $A_{\perp} = A_0 \exp(i \omega t - i k_{||} z)$, где $\omega \rightarrow \omega + i \delta \omega$. Выражая скорость v_{\perp} из линеаризованного первого уравнения системы (25) и подставляя ее во второе уравнение с учетом (23), получим

* В чисто одномерном случае, когда пучок излучает строго вдоль направления своего движения (или против него), $\beta^2 = 1$.

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\delta\omega}{\alpha\omega} \cdot \frac{\omega_p^2 \omega_H}{(\omega - k_H u_H + \omega_H)^2 + \delta\omega^2} W, \quad (26)$$

где α — параметр, определяемый природой волны,

$$W = \alpha \frac{\omega^2}{c^2} \frac{|A_0|^2}{4\pi}. \quad (27)$$

Попутно, при выводе (26), удается показать, что правая часть второго уравнения (25) не зависит от координаты z . Следовательно, в данном случае отсутствует фазировка электронов в поле волны, т.е. все электроны тормозятся одинаково независимо от своей фазы. Это существенно отличает рассматриваемый процесс излучения от вынужденного эффекта Черенкова.

Из выражения (26) очевидным образом определяем условие оптимального излучения при аномальном эффекте Доплера и инкремент

$$\omega(k_H) = k_H u_H - \omega_H, \quad \delta\omega = \left(\frac{\omega_p^2 \omega_H}{2\alpha\omega} \right)^{1/2} \quad (28)$$

Это условие в точности совпадает с одним из условий спонтанного излучения (4).

Между коллективным эффектом Черенкова и аномальным эффектом Доплера имеется глубокая аналогия [11]. Во-первых, условие (19), поскольку $\omega < k_H u_H$, попадает именно в область аномального эффекта. Во-вторых, при аномальном эффекте Доплера возбуждаются внутренние степени свободы пучка, определяемые индивидуальными свойствами электронов-осцилляторов. Внутренние степени свободы — плазменные колебания — возбуждаются и при коллективном эффекте Черенкова, но определяются они уже не индивидуальными свойствами электронов, а коллективным поведением пучка в целом. Аналогия эта видна и из сходства уравнений (18) и (26), особенно при упрощенной в условиях $\Omega_p^2 \gg \delta\omega^2$ форме записи уравнения (18):

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\beta^2}{4\alpha\beta^3} \frac{\delta\omega}{\Omega_p} \frac{\omega_p^2 \omega}{(\omega - k_H u_H + \Omega_p)^2 + \delta\omega^2} W. \quad (29)$$

Аналогию можно провести еще дальше, если с учетом (28) переписать второе соотношение (24) в виде

$$W_I = - \frac{\omega_H}{k_H u_H} \delta W_e \quad (30)$$

и сравнить его с выражением (22). Формально все сводится к замене $\omega_{\parallel} \rightarrow \Omega_{\delta}$. С физической же точки зрения гораздо важнее, что электростатическая энергия плазменных колебаний W_{\parallel} при коллективном эффекте Черенкова эквивалентна энергии W_{\perp} при аномальном эффекте Доплера. Можно также сказать, что соотношение (28) определяет спектр медленной циклотронной волны, обладающей отрицательной энергией.

Рассмотрим еще две разновидности излучения в условиях аномального эффекта Доплера. Пусть электроны замагниченного электронного пучка захвачены некоторой продольной, движущейся со средней скоростью пучка u_{\parallel} электромагнитной волной. Захваченные электроны осциллируют в потенциальных ямах волны с некоторой частотой ω_0 , которая полностью определяется параметрами захватившей пучок волны [14]. Аналогом (27) для интенсивности излучения в данном случае является уравнение

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{\beta^2}{\alpha \tau^3} \frac{\omega \delta \omega \omega_0^2 (\omega - \kappa_{\parallel} u_{\parallel})}{[(\omega - \kappa_{\parallel} u_{\parallel})^2 - \omega_0^2 - \delta \omega^2]^2 + 4(\omega - \kappa_{\parallel} u_{\parallel})^2 \delta \omega^2} W, \quad (31)$$

причем комбинация β^2/α здесь пропорциональна $\kappa_{\perp}^2/(\kappa_{\perp}^2 + \kappa_{\parallel}^2)$, где κ_{\perp} — компонента волнового вектора, перпендикулярная к направлению движения электрона. Последнее объясняется тем, что диполь, ориентированный по направлению движения, излучает только под углом. Уравнение (31) в точности совпадает с выражением (17) при замене $\omega_0 \rightarrow \Omega_{\delta}$, что свидетельствует о полной аналогии рассматриваемого процесса с вынужденным эффектом Черенкова как в одночастичном, так и коллективном пределах.

Второй пример относится к излучению каналированных электронов [15]. Такие электроны движутся в кристалле параллельно его кристаллографическим плоскостям, совершая поперечные осцилляции с некоторой частотой ω_0 . Уравнения движения каналированного электрона, взаимодействующего с поперечной, линейно поляризованной, распространяющейся вдоль оси Oz волной, имеют вид

$$\frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{e\tau}{mc} \frac{\partial A}{\partial z}, \quad \ddot{x} + \omega_0^2 x = -\frac{e}{mc} \left(\frac{\partial A}{\partial t} + v_{\parallel} \frac{\partial A}{\partial z} \right), \quad (32)$$

где $A = \frac{1}{2} A_0 \exp(-i\omega t + i\kappa_{\parallel} z) + \text{c.c.}$ — вектор-потенциал волны

излучения ($\omega \rightarrow \omega + \delta\omega$). Поступая теперь так же, как при получении (26), и используя (27), запишем следующее уравнение для интенсивности излучения:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{1}{\alpha \omega} \frac{\delta \omega \omega_B^2 \omega_B^2 (\omega - \kappa_{II} u_{II})}{[(\omega - \kappa_{II} u_{II})^2 - \omega_B^2]^2 + 4(\omega - \kappa_{II} u_{II}) \delta \omega^2} W. \quad (33)$$

Это уравнение по своей структуре похоже на (18), поэтому без труда получаем условие излучения и инкремент (ср. с (19) и (20)):

$$\omega(\kappa_{II}) = \kappa_{II} u_{II} - \omega_B, \quad \delta \omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_B \omega_B^2}{2\alpha \omega} \right)^{1/2}. \quad (34)$$

Данная неустойчивость обусловлена аномальным эффектом Доплера каналированного электронного пучка.

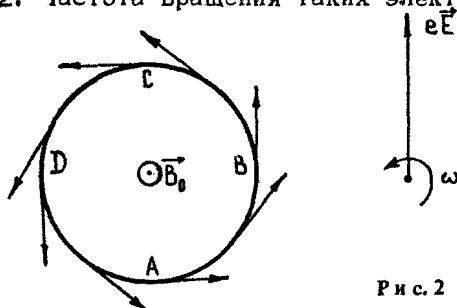
В заключение подчеркнем, что излучаемая в условиях аномального эффекта Доплера волна имеет фазовую скорость, меньшую скорости пучка u_{II} . Таким образом, аномальный эффект Доплера возможен только в замедляющей среде.

5. ВЫНУЖДЕННОЕ ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Спонтанное излучение связано с перемещением электрических зарядов в пространстве — ускоренным перемещением при тормозном излучении и равномерным при черенковском излучении. В невозмущенных пространственно однородных пучках фактические перемещения зарядов отсутствуют, поскольку в любой момент времени в любой точке пространства плотность заряда $\rho = \text{const}$. Поэтому отсутствует и спонтанное излучение. Однако любая начальная, даже случайно возникшая, регулярная модуляция пучка порождает пространственно-когерентное спонтанное излучение, которое, в свою очередь, вызывает дальнейшую модуляцию пучка. В результате пучок разбивается на последовательность излучающих электронных сгустков или, другими словами, фазируется полем излучения. Такая фазировка есть основной фактор при переходе спонтанного (затравочного) излучения в вынужденное. Сама же затравка, в виде начальной модуляции пучка, может быть сколь угодно малой.

Однако не всегда излучающий пучок модулируется по плотности. Например, такой модуляции нет при рассмотренном в разд. 4 излучении прямолинейного электронного пучка в магнитном поле в условиях аномального эффекта Доплера, поскольку в этом случае все электроны тормозятся волной одинаково, независимо от своей фазы. Тем не менее и в этих случаях может возникнуть фазировка электронов, если только их начальная осцилляторная

скорость не мала. Рассмотрим такую фазировку на примере релятивистского пучка электронов в постоянном внешнем магнитном поле. Возникающее в таком пучке вынужденное излучение может быть обусловлено не только уже рассмотренным аномальным эффектом Доплера, но и эффектом вынужденного циклотронного (магнитотормозного излучения). Именно этот эффект и связан с фазировкой, сущность которой состоит в следующем. Пусть электроны равномерно распределены на ларморовской окружности и скорости их направлены, как показано на рис.2. Частота вращения таких электронов во внешнем



Р и с . 2

магнитном поле \vec{B}_0 есть $\frac{\omega_H}{\gamma}$, г.е. зависит от их энергии.

Пусть и вектор напряженности \vec{E} электрического поля циркулярно поляризованной волны вращается в каждой точке пространства с частотой ω близкой к $\frac{\omega_H}{\gamma}$. Если $\omega \approx$

$\frac{\omega_H}{\gamma}$, то на участке окружности ABC электроны получают от поля энергию; поэтому величина γ растет, а частота вращения электронов падает. В результате электроны с участка ABC стремятся сместиться к точке A. Легко видеть, что к этой же точке смещаются электроны и с участка ADC. В результате около точки A на ларморовской орбите возникает электронный сгусток. Однако при $\omega = \frac{\omega_H}{\gamma}$ из-за симметрии

картины относительно направления \vec{E} суммарная работа поля над электронами равна нулю. Симметрии нет при $\omega \neq \frac{\omega_H}{\gamma}$,

когда работа отлична от нуля и может возникнуть вынужденное циклотронное излучение, г.е. излучение вращающихся электронных сгустков, образованных самим излучением [16]. Ясно, что

ключевым моментом здесь является зависимость частоты вращения электронов от γ , т.е. релятивизм.

Для количественного исследования эффекта запишем уравнение для продольного импульса электрона пучка

$$\frac{d p_{\parallel}}{dt} = \frac{e}{2c} \left(v_{\perp} \frac{\partial A_{\perp}^*}{\partial z} + v_{\perp}^* \frac{\partial A_{\perp}}{\partial z} \right) \quad (35)$$

и представим продольную координату электрона, компоненты скорости и поля излучения в виде

$$\begin{aligned} z &= \tilde{z} + z_{0j} + u_{\parallel}(t-t_0), & v_{\parallel} &= u_{\parallel} + \tilde{v}_{\parallel}, \\ v_{\perp} &= (u_{\perp} + \tilde{v}_{\perp}) \exp \left[i \frac{\omega_H}{\gamma} (t-t_0) - i \varphi_{0j} - i \tilde{\varphi} \right], & (36) \\ A_{\perp} &= A_0 \exp(i\omega t - i k_{\parallel} z), & \omega &= \omega - i \delta \omega, \end{aligned}$$

где величины с волной суть малые возмущения, пропорциональные A_0 , а z_{0j} и φ_{0j} — начальные координата и фаза вращения j -го электрона. Усредним уравнение (35), учтя в нем члены вплоть до квадратичных по возмущениям. В результате получим соотношение

$$\frac{d \langle p_{\parallel} \rangle}{dt} = -i \frac{e n_0 k_{\parallel}}{2c} \langle (u_{\perp} A_0 + \tilde{v}_{\perp} t_0 + i u_{\perp} \tilde{\theta} A_0) \exp(i \Delta t + i \theta_{0j}) - \text{к.с.} \rangle, \quad (37)$$

в котором $\Delta \equiv \omega - k_{\parallel} u_{\parallel} + \frac{\omega_H}{\gamma}$, $\theta_{0j} = \varphi_{0j} - k_{\parallel} z_{0j}$, а $\tilde{\theta} = \tilde{\varphi} - k_{\parallel} \tilde{z}$

— возмущение спиральной фазы. Член, пропорциональный $u_{\perp} A_0$ в соотношении (37), определяет воздействие поля на невозмущенный электрон, т.е. отвечает за спонтанное излучение. При усреднении он исчезает. Член, пропорциональный $v_{\perp} A_0$, определяет вынужденное излучение в условиях аномального эффекта Доплера, исследованное выше. Новым является член, пропорциональный $u_{\perp} \tilde{\theta} A_0$, описывающий фазовую группировку частиц. Именно он отвечает за вынужденное магнитотормозное, или циклотронное, излучение.

Дальнейшее преобразование (37) сводится к вычислению в линейном приближении возмущений \tilde{v}_{\perp} и $\tilde{\theta}$ и к применению закона сохранения импульса. Для этого следует использовать уравнения движения

$$\frac{dz}{dt} = v_{\parallel},$$

$$\left(\frac{d}{dt} + i \frac{\omega_H}{\gamma}\right) \gamma v_{\perp} = - \frac{e}{mc} \left(\frac{\partial A_{\perp}}{\partial t} + v_{\parallel} \frac{\partial A_{\perp}}{\partial z}\right) \quad (38)$$

и подставить в них, с точностью до линейных по возмущениям членов, представления (36). Опуская простые промежуточные выкладки, приведем окончательное уравнение для плотности энергии и излучения.

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\omega}{\alpha} (S_1 + S_2) W,$$

$$S_1 = \frac{\omega_B^2 \omega_H \delta \omega \omega^{-2} \gamma^{-2}}{(\omega - k_{\parallel} u_{\parallel} + \omega_H / \gamma)^2 + \delta \omega^2},$$

$$S_2 = \frac{u_{\perp}^2}{c^2} \left(1 - \frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2}\right) \frac{\omega_B^2 \delta \omega \gamma^{-1} (\omega - k_{\parallel} u_{\parallel} + \omega_H / \gamma)}{[(\omega - k_{\parallel} u_{\parallel} + \omega_H / \gamma)^2 + \delta \omega^2]^2} \quad (39)$$

При $\frac{u_{\perp}^2}{c^2} \rightarrow 0$, когда $S_2 \rightarrow 0$, уравнение (39) переходит в (26),

точнее в его релятивистский аналог. В прогнвоположном случае, когда $|S_2| \gg |S_1|$, уравнение (39) оказывается существенно иным и по структуре напоминает (12). Этого и следовало ожидать, поскольку эффект вынужденного циклотронного излучения связан, как и одночастичный вынужденный эффект Черенкова, с фазировкой электронов, в данном случае с возмущением спиральной фазы $\tilde{\theta}$. Отметим, что возмущение $\tilde{\theta}$ приводит к поляризации потока: возникает вращающийся дипольный момент, как раз и являющийся источником излучения.

Учитывая указанную аналогию, без труда запишем условие излучения и инкремент неустойчивости при вынужденном циклотронном эффекте:

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} + \frac{\omega_H}{\gamma} = \pm \frac{\delta \omega}{\sqrt{3}},$$

$$\delta \omega = \frac{\sqrt{3}}{2} \left[\frac{u_{\perp}^2}{c^2} \frac{\omega_B^2}{2\omega \gamma^2} \left| \omega \left(1 - \frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2}\right) \right| \right]^{1/3} \quad (40)$$

В первом выражении знак плюс берется только при излучении волн с фазовой скоростью, большей u_{\parallel} , но меньшей скорости света c . В прогнвном случае выбирается знак минус.

Используя (39) и (40), придадим явный вид неравенству $|S_2| \gg |S_1|$:

$$\omega_8^2 \ll \frac{u_{\perp}^4 \gamma^4}{c^4} \frac{\omega^5}{\omega_H^3} \left(1 - \frac{\kappa_H^2 c^2}{\omega^2} \right) \quad (41)$$

При увеличении плотности потока (или уменьшении u_{\perp}) неравенство (41) нарушается и вынужденное циклотронное излучение становится невозможным. Оно переходит в аномальный, либо нормальный эффект Доплера.

6. ВЫНУЖДЕННОЕ ОНДУЛЯТОРНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ. ЭФФЕКТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ФАЗИРОВКИ

Многое из сказанного выше проявляется и при вынужденном ондуляторном излучении. Последнее, однако, имеет и свои специфические особенности, обусловленные тем, что каждый электрон пучка взаимодействует с биениями излучения и волны накачки. Рассмотрим эти особенности на примере пучка, излучающего в поле магнитоэлектростатической циркулярно поляризованной волны. Исходной в данном случае является следующая система уравнений движения:

$$\begin{aligned} \frac{dz}{dt} = v_{\parallel}, \quad v_{\perp} = -\frac{e}{mc} \frac{1}{\gamma} (A_{10} + A_{\perp}), \\ \frac{d(v_{\parallel} \gamma)}{dt} = \frac{e}{m} \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \frac{e}{2mc} \left[v_{\perp}^* \frac{d}{dz} (A_{10} + A_{\perp}) + \kappa c \right], \end{aligned} \quad (42)$$

где $A_{10} = A_{z0} + i A_{y0} = A_0 \exp(-i \chi z)$ — потенциал волны накачки,

$A_{\perp} = A_x + i A_y = A \exp(-i \omega t + i \kappa_{\parallel} z)$ — потенциал поля излучения* ($\omega \rightarrow \omega + i \delta \omega$), $v_{\perp} = v_x + i v_y$, а Φ — потенциал плазменных колебаний пучка.

Уравнения (42) учитывают модуляцию пучка не только по z и v_{\parallel} , но и по энергии электронов γ . Канал энергетической модуляции (фазировки) определяется выражением для v_{\perp} , содержащим в знаменателе γ . С этим и связаны

* Для простоты ограничимся рассмотрением одномерного случая, когда все величины зависят только от z .

упомянутые выше особенности ондуляторного излучения.

Исходя из системы (42) с точностью до квадратичных по \tilde{A} членов, получим стандартным образом следующее уравнение для изменения средней плотности продольного импульса электронов пучка:

$$\frac{d\langle p_e \rangle}{dt} = \frac{n_B e^2}{2\gamma m c^2} \left\langle \left(k'^2 \tilde{x} + i k' \frac{\tilde{y}}{\gamma} \right) \tilde{A} A_0^* \exp(-i\Delta t + i k' z_0) + \text{c.c.} \right\rangle. \quad (43)$$

Здесь $k' = k_{||} + x$, $\Delta = \omega - k' u_{||}$, а \tilde{x} и \tilde{y} — соответствующие возмущенные величины; член пропорциональный \tilde{x} , описывает обычную модуляцию по плотности; член, пропорциональный \tilde{y} , является новым и описывает модуляцию пучка по энергии (линейный по \tilde{A} , ответственный за спонтанное излучение член, в правой части (43) не учтен, поскольку при усреднении он исчезает).

Дальнейшее преобразование (43) связано с вычислением из линеаризованных уравнений (42) возмущений \tilde{x} и \tilde{y} , определением из уравнения Пуассона потенциала Φ и использованием закона сохранения. Рассматривая ондуляторное излучение как рассеяние волны накачки на пучке, закон сохранения следует записывать в форме соотношения Мэнли-Роу [17]:

$$\frac{d}{dt} \left(p_e + \frac{k_{||} + x}{\omega} W \right) = 0 \quad (44)$$

Опуская промежуточные выкладки, получим окончательно следующее уравнение для плотности энергии излучения W :

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\tau \omega^{-1}}{(1+\tau) \alpha \gamma_0 \gamma_{0||}^2} \frac{\omega_B^2 \delta \omega (k'^2 c^2 + \gamma_0^{-1} \omega_B^2 - \omega^2) (\omega - k' u_{||})}{[(\omega - k' u_{||})^2 - \Omega_B^2 - \delta \omega^2]^2 + 4(\omega - k' u_{||})^2 \delta \omega^2} W, \quad (45)$$

где $\Omega^2 = \omega_B^2 / \gamma_0 \gamma_{0||}^2$, а $\tau = \frac{e^2 A_0^2}{m^2 c^2}$.

Уравнение (45) по структуре аналогично уравнению (17), но только имеет более сложную зависимость правой части от ω_B^2 . Это следствие релятивистской модуляции пучка по энергии. Анализ (45) показывает, что коллективное ондуляторное излучение происходит в условиях

$$\omega(k_{||}) = k_{||} u_{||} + x u_{||} - \Omega_B \quad (46)$$

и характеризуется инкрементом (ср. с (20))

$$\delta\omega = \frac{1}{2} \left(\frac{\chi\omega\Omega_E}{2\alpha\gamma_{0H}^2} \right)^{1/2} \left(1 + \gamma_{0H}^2 \frac{\Omega_E}{\omega} \right) \quad (47)$$

Такое излучение возможно лишь в слаборелятивистском пределе, когда $\tau \ll 1$, что понятно, поскольку коллективное излучение связано с модуляцией пучка по плотности, а в ультрарелятивистском пределе главным эффектом является модуляция пучка по энергии.

В одночастичном пределе, когда $\Omega_E^2 \ll \delta\omega^2$, из формулы (45) получаем иные выражения для инкремента и условия их существования:

$$\begin{aligned} \omega(k_H) &= k_H u_H + \chi u_H - \frac{\delta\omega}{\sqrt{3}}, \\ \delta\omega &= \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{\omega\Omega_E^2}{4\alpha\gamma_{0H}^2} \cdot \frac{\tau}{1+\tau} \right)^{1/3} \left(1 + \gamma_{0H}^2 \frac{\Omega_E}{\omega} \right)^{2/3} \end{aligned} \quad (48)$$

Выражения (48) применимы при любом значении τ , в том числе и при $\tau > 1$. Видно, что в этом пределе инкременты одночастичных процессов не зависят от амплитуды накачки.

Выражения (47) и (48) в пределе $\gamma_{0H}^2 \Omega_E \ll \omega$ хорошо известны из теории вынужденного ондуляторного излучения [18] и по своей структуре аналогичны выражениям (20) и (13) соответственно. В обратном же пределе эти инкременты являются новыми и их специфическая зависимость от плотности пучка обусловлена эффектом энергетической фазировки.

7. МЕХАНИЗМЫ НЕЛИНЕЙНОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ ИЗЛУЧАТЕЛЬНЫХ ПУЧКОВЫХ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ

Результаты разд. 2-6 позволяют выяснить основные механизмы нелинейной стабилизации пучков и оценить максимальную плотность энергии вынужденного излучения. Проведем соответствующее качественное рассмотрение, начав с одночастотного вынужденного эффекта Черенкова.

Используя закон сохранения энергии (10) и выражая изменение плотности средней энергии электронов пучка W_e через их среднюю скорость u_e , получим для плотности энергии излучения

$$W = \alpha \frac{|E_{\parallel}|^2}{8\pi} = n_b m c^2 \gamma^3 \frac{u_{\parallel}^2}{c^2} \left| 1 - \frac{v_{\parallel}}{u_{\parallel}} \right| \quad (49)$$

Таким образом, для оценки плотности энергии излучения требуется оценить изменение средней скорости электронов $v_{\parallel} - u_{\parallel}$, что легко сделать с помощью уравнения (12). Действительно, если подставить в (12) вместо u_{\parallel} текущее значение средней скорости v_{\parallel} , то будет видно, что рост плотности энергии излучения прекратится при $\omega \approx k_{\parallel} v_{\parallel}$, т.е. при уменьшении средней скорости пучка до фазовой скорости волны ω/k_{\parallel} . Следовательно, $v_{\parallel \text{ min}} = \omega/k_{\parallel}$. Учитывая теперь (13), можем записать

$$\left| 1 - \frac{v_{\parallel}}{u_{\parallel}} \right|_{\text{max}} \approx \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{\delta\omega}{\omega} \quad (50)$$

Отсюда следует искомая оценка для максимальной плотности энергии излучения

$$\alpha \frac{|E_{\parallel}|^2}{8\pi} \approx n_b m c^2 \gamma^3 \frac{u_{\parallel}^2}{c^2} \frac{\delta\omega}{\omega}, \quad (51)$$

где $\delta\omega$ - инкремент, определенный формулой (13).

К оценке (51) можно прийти и другим путем. В соответствии с соотношением (13) пучок обгоняет волну и передает ей при этом свою энергию. Для каждого электрона пучка волна эквивалентна последовательности потенциальных барьеров, над которыми он пролетает со скоростью $\sim \delta\omega/k_{\parallel}$. Если в системе покоя волны высота потенциальных барьеров превысит кинетическую энергию электрона, то произойдет захват электронов ее полем. Захваченные электроны в среднем покоятся относительно волны и поэтому энергией с ней в среднем не обмениваются. Условие захвата легко получить из уравнений движения (8). Оно сводится к следующему [19]:

$$\frac{e E_{\parallel}}{k_{\parallel}} \frac{1}{\gamma^3} \approx m \left(\frac{\omega}{k_{\parallel}} - u_{\parallel} \right)^2 \quad (52)$$

Отсюда и из выражения (13) также следует оценка (51). Таким образом, стабилизация неустойчивости, обусловленной одночастичным вынужденным эффектом Черенкова, связана с захватом электронов пучка полем излучения.

Важной характеристикой излучательной неустойчивости является электронный КПД η , определяемый как отношение

изменения плотности кинетической энергии пучка к исходной плотности энергии. Используя (42) и (44), получим, что при вынужденном эффекте Черенкова

$$\eta_{\max} \approx \frac{u_H^2}{2c^2} \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(2\gamma^2 \frac{\delta\omega}{\omega} \right). \quad (53)$$

Необходимо отметить: при получении (53) считался малым параметр $\mu_1 = 2\gamma^2 \frac{\delta\omega}{\omega} \ll 1$, что эквивалентно требованию малости КПД η_{\max} . На рис.3 приведена зависимость максимального КПД при одночастичном эффекте Черенкова (без учета

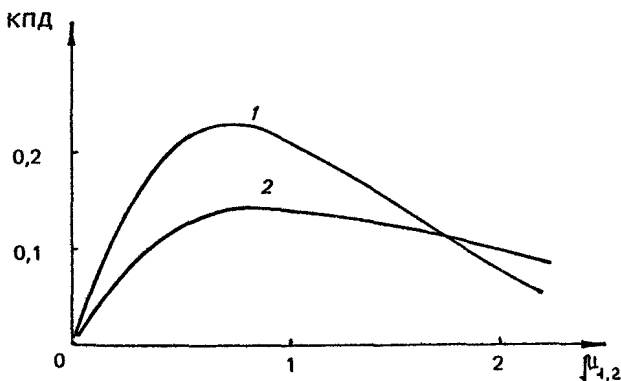


Рис. 3

множителя $\frac{1}{2} \frac{u_H^2}{c^2} \frac{\gamma}{\gamma-1}$) от параметра μ_1 , полученная при численном решении нелинейной задачи [20]. Падение КПД при больших μ_1 , обусловлено затрудненностью группировки релятивистских электронов в тормозящих фазах поля.

Перейдем теперь к рассмотрению коллективного черенковского излучения, происходящего в плотных пучках, в условиях

$\beta = \frac{\delta\omega}{\omega} \ll 1$. Учитывая, что при коллективном эффекте Черенкова вместо уравнения (12) реализуется (18), получим следующую оценку для максимального торможения пучка:

$$\left| 1 - \frac{v_H}{u_H} \right|_{\max} \approx \frac{\Omega_B}{k_H u_H}. \quad (54)$$

Отсюда и из (49) находим

$$\frac{\alpha |E_{\parallel \text{max}}|^2}{8\pi} \approx n_B m c^2 \gamma \frac{u_{\parallel}^2}{2c^2} \left(2\gamma^2 \frac{\Omega_B}{k_{\parallel} u_{\parallel}} \right),$$

$$\eta_{\text{max}} \approx \frac{1}{2} \frac{u_{\parallel}^2}{c^2} \frac{\gamma}{\gamma-1} \left(2\gamma^2 \frac{\Omega_B}{k_{\parallel} u_{\parallel}} \right) \quad (55)$$

Требование малости КПД (55) при этом сводится к условию

$$\mu_2 = 2\gamma^2 \frac{\Omega_B}{k_{\parallel} u_{\parallel}} \ll 1.$$

Оценки (54) и (55), так же как (52), соответствуют захвату электронов, но уже не полем излучения, а полем медленной волны пучка (самозахват [20]). Это естественно, поскольку в условиях $\nu = \frac{\delta\omega}{\omega} \ll 1$ поле пучковой волны суще-

ственно превышает поле излучения.

На рис.3 приведена также зависимость КПД от параметра μ_2 , полученная при численном решении нелинейной задачи (при $\nu = 0,3$) [20]. Оказывается, однако, что значение плотности энергии и КПД (55) достигаются не всегда, не всегда реализуется и такая зависимость от μ_2 КПД. Детальный численный анализ показывает, что оценки (55) справедливы, если параметр ν не очень мал (от 0,1 и вплоть до 1). При меньших же ν вступают в силу другие, не связанные с захватом нелинейные процессы, к рассмотрению которых мы и перейдем.

Обратимся к уравнению (29), справедливому при $\Omega_B^2 \gg \delta\omega^2$. Видно, что правая часть (29) имеет резко выраженный резонансный характер и велика, если

$$\nu^2 = \left(\frac{\delta\omega}{\Omega_B} \right)^2 > \frac{(\omega - k_{\parallel} u_{\parallel} + \Omega_B)^2}{\Omega_B^2} \quad (56)$$

Очевидно, что при нарушении неравенства (56) неустойчивость стабилизируется. Нарушается же это неравенство либо из-за изменения скорости пучка, либо из-за зависимости частоты плазменных колебаний пучка от их амплитуды. Эти факторы можно объединить общим названием - нелинейный сдвиг частоты [17]. Если нелинейный сдвиг частоты обусловлен только торможением пучка, то из (56) следует оценка

$$\left| 1 - \frac{v_{\parallel}}{u_{\parallel}} \right|_{\text{max}} \approx \nu \frac{\Omega_B}{k_{\parallel} u_{\parallel}} \approx \frac{\delta\omega}{k_{\parallel} u_{\parallel}}, \quad (57)$$

в которой $\delta\omega$ определяется формулой (20). Отсюда из формулы (49) получаем

$$\frac{\alpha |E_{\parallel}|^2}{8\pi} \approx n_{\parallel} m c^2 \gamma \frac{u_{\parallel}^2}{2c^2} \rightarrow \left(2\gamma^2 \frac{\Omega_{\beta}}{k_{\parallel} u_{\parallel}} \right),$$

$$\eta_{\text{max}} \approx \frac{u_{\parallel}^2}{2c^2} \frac{\gamma}{\gamma-1} \rightarrow \left(2\gamma^2 \frac{\Omega_{\beta}}{k_{\parallel} u_{\parallel}} \right) \quad (58)$$

Отметим, что в случае стабилизации неустойчивости нелинейным сдвигом частот динамику ее удастся исследовать аналитически [21]. Можно, например, получить точное выражение для максимального КПД:

$$\eta_{\text{max}} \approx \frac{u_{\parallel}^2}{c^2} \frac{\gamma}{\gamma-1} \mu_2 \left(1 + \frac{3}{2} \mu_2 + \frac{3}{8} \mu_2^2 \right)^{-1}. \quad (59)$$

Формула (59) учитывает как нелинейное торможение пучка, так и релятивистское нелинейное изменение частоты плазменных колебаний пучка. При $\mu_2 \ll 1$, когда релятивистские эффекты несущественны, выражение (59) сводится (с точностью до 1/2) к оценке (58).

Рассмотрим теперь аномальный эффект Доплера на примере первоначально прямолинейного нерелятивистского пучка электронов, движущегося в постоянном внешнем магнитном поле. Используя формулы (23) и (30), выразим плотность энергии излучения через среднюю продольную скорость электронов:

$$W = \alpha \frac{\omega^2}{c^2} \frac{|A_0|^2}{4\pi} \approx n_{\parallel} m u_{\parallel}^2 \frac{\omega}{k_{\parallel} u_{\parallel}} \left| 1 - \frac{v_{\parallel}}{u_{\parallel}} \right| \quad (60)$$

Для оценки разности $(1 - v_{\parallel}/u_{\parallel})$ рассмотрим уравнение (26), которое по структуре эквивалентно уравнению (29). Используя резонансный характер правой части уравнения (26), получаем по аналогии с (56) и (57) следующую оценку:

$$\left| 1 - \frac{v_{\parallel}}{u_{\parallel}} \right|_{\text{max}} \approx \frac{\delta\omega}{k_{\parallel} u_{\parallel}}, \quad (61)$$

где $\delta\omega$ - инкремент, определенный формулой (28). Из выражений (60) и (61) получаем искомые оценки для максимальной плотности энергии излучения и максимального электронного КПД [22]:

$$\frac{\alpha \omega^2}{c^2} \frac{|A_0|_{\text{max}}^2}{4\pi} \approx n_{\parallel} m u_{\parallel}^2 \frac{\omega \delta\omega}{k_{\parallel}^2 u_{\parallel}^2},$$

$$\eta_{\text{max}} \approx 2 \frac{\omega \delta \omega}{\kappa_{\parallel}^2 u_{\parallel}^2} \quad (62)$$

Из вывода оценок (62) ясно, что стабилизация неустойчивости обусловлена нарушением резонанса (28), т.е. нелинейным сдвигом частоты, который, в свою очередь, обусловлен торможением электронного пучка.

Перейдем теперь к вынужденному магнитотормозному излучению и дадим соответствующие нелинейные оценки. Для этого используем уравнения (38), (39), в которых при выполнении неравенства (41) членом, содержащим \mathcal{S}_1 , можно пренебречь. При этом уравнение (38) по структуре совпадает с уравнением (12), а условие вынужденного циклотронного излучения (40) аналогично условию (13). Поэтому ясно, что в случае магнитотормозного излучения стабилизация неустойчивости наступает при $\omega - \kappa_{\parallel} v_{\parallel} + \omega_H / \gamma = 0$, где v_{\parallel} и γ — текущие средние значения продольной скорости и релятивистского фактора электронов. Тогда, используя (40), получаем соотношение

$$\left| \kappa_{\parallel} u_{\parallel} \left(1 - \frac{v_{\parallel}}{u_{\parallel}} \right) - \frac{\omega_H}{\gamma_0} \left(1 - \frac{v_{\parallel}}{\gamma} \right) \right|_{\text{max}} \approx \delta \omega, \quad (63)$$

где $\delta \omega$ — инкремент (40). Используя (63), из законов сохранения энергии и импульса получаем искомые оценки:

$$\alpha \frac{\omega^2}{c^2} \frac{|A_0|_{\text{max}}^2}{4\pi} \approx n_B m c^2 \gamma_0 \left| \frac{\delta \omega}{\frac{\kappa_{\parallel}^2 c^2}{\omega} - \kappa_{\parallel} u_{\parallel} + \frac{\omega_H}{\gamma_0}} \right|,$$

$$\eta_{\text{max}} \approx \left| \frac{\delta \omega}{\frac{\kappa_{\parallel}^2 c^2}{\omega} - \kappa_{\parallel} u_{\parallel} + \frac{\omega_H}{\gamma_0}} \right| \quad (64)$$

Выражения (64) имеют интересную особенность. Так, если

$|\omega^2 - \kappa_{\parallel}^2 c^2| \gg \delta \omega^2$, то, как легко видеть, $\eta_{\text{max}} \approx \frac{\delta \omega}{\omega} \left| \frac{\kappa_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2} - 1 \right|^{-1} \ll 1$. Однако, если фазовая скорость излучаемой волны близка к скорости света, то с учетом (41) получаем $\eta_{\text{max}} \approx 1$. Это так называемый авторезонанс: при $\omega \approx \kappa_{\parallel} c$ изменения v_{\parallel} и γ таковы, что условия резонанса (40) сохраняются неизменными в течение всего процесса. При этом надо заметить, что в режиме авторезонанса, точнее вблизи от него, инкремент (40) весьма мал и плотность пучка, в силу неравенства (41), должна быть малой.

В заключение обсудим механизмы насыщения вынужденно-го оидуляторного излучения. Как уже отмечалось, выражения (47) и (48) в пределе $\gamma_{0\parallel}^2 \Omega_B \ll \omega$ хорошо известны - они аналогичны выражениям для вынужденного черенковского излучения. Поэтому в этом пределе сохраняют силу приведенные выше оценки (51), (53), (55) и (59) для одночастичного и коллективного режимов усиления соответственно. Что касается обратного предела, то эти выражения необычны для теории оидуляторного излучения, и здесь требуется отдельное рассмотрение. Не имея возможности подробного анализа нелинейных процессов стабилизации в этом пределе, остановимся только на одном характерном механизме - на нелинейной стабилизации излучения благодаря энергетической фазировке. Этот механизм является определяющим, по крайней мере в релятивистском пределе, когда $\tau \gg 1$, а параметр $\gamma_{0\parallel}^2 \frac{\Omega_B}{\omega}$ не мал.

На линейной стадии важны как модуляция пучка по энергии, так и по плотности. Однако, как показывают численные расчеты, на нелинейном этапе энергетическая фазировка доминирует. Именно на этом этапе (но не на линейном!) в уравнениях (42) можно оставить только те члены, которые учитывают модуляцию пучка именно по энергии, а членами, описывающими модуляцию по плотности можно пренебречь. Это означает, что скорость u_{\parallel} , там, где она не входит в γ , заменим невозмущенным значением u_{\parallel} . Кроме того, считаем выполненными неравенства $\delta\omega_{\parallel} \gg |\omega - k_{\parallel} u_{\parallel} - \chi u_{\parallel}|$, Ω_B , где $\delta\omega_{\parallel}$ - нелинейный инкремент. Эти неравенства позволяют представить потенциал излучаемой волны в виде $A_1 = i a(t) \exp(-i\omega t + ik_{\parallel} z)$, где $\omega = k_{\parallel} c - k_{\parallel} u_{\parallel} - \chi u_{\parallel}$. При этом из уравнений (42) и уравнений Максвелла получаем

$$\frac{da}{dt} = -\frac{\omega_B^2}{2\omega} \frac{|A_0|^2}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \xi d\xi}{\gamma}, \quad (65)$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = \frac{\omega}{c^2} \frac{e^2 |A_0|^2}{m^2 c^2} \frac{a}{\gamma} \cos \xi, \quad (66)$$

где $\xi = (k_{\parallel} + \chi)(z - u_{\parallel} t)$. Легко видеть, что уравнения (65)-(66) имеют первый интеграл

$$\frac{1}{4\pi} \frac{\omega^2}{c^2} [a^2(t) - a^2(0)] = n_h m c^2 \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} (\gamma_0 - \gamma) d\xi, \quad (67)$$

соответствующий закону сохранения энергии. Вводя теперь новую функцию,

$$\frac{dz}{dt} = \frac{2\omega}{c^2 \gamma_0^2} \frac{e^2}{m^2 c^2} |A_0|^2 z, \quad (68)$$

сведем к одному нелинейному уравнению

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = - \frac{\Omega_B^2 z}{1+z} - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \xi d\xi}{\sqrt{1+z \cos \xi}}, \quad (69)$$

решение которого аperiodически нарастает быстрее, чем по экспоненте. Последнее как раз и оправдывает предположение

$$\delta \omega_n \gg \Omega_B.$$

Вводя далее безразмерное время $\tau = \frac{\Omega_B}{2} \sqrt{\frac{z}{1+z}}$ и исполь-

зуя (67)–(69), получим соотношения, в неявной форме определяющие эффективность ондуляторного излучения:

$$\frac{d^2 z}{d\tau^2} = - \frac{2}{\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\cos \xi d\xi}{\sqrt{1+z \cos \xi}}, \quad \eta = \frac{1}{16} \left(\frac{dz}{d\tau} \right)^2 \quad (70)$$

Соотношения (70) не содержат никаких буквенных параметров, поэтому решают поставленную задачу полностью. Легко, например, показать, что

$$\eta_{\max} \approx 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sqrt{1+\cos \xi} d\xi \approx 0,1 \quad (71)$$

Интересно, что в режиме энергетической фазировки эффективность ондуляторного излучения вообще не зависит ни от каких параметров системы. Еще раз подчеркнем, что энергетическая фазировка существенна только в случае плотных релятивистских пучков $\gamma_{0n}^2 \Omega_0 / \omega \gg 1$ и мощных накачек ($\tau \gg 1$).

8. КИНЕТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ

До сих пор при выводе уравнений для излучательных пучковых неустойчивостей предполагалось, что все электроны пучка изначально имеют одинаковую скорость и поэтому все они одинаково взаимодействуют с излучаемой волной. Однако в реальных пучках у электронов имеется разброс по скоростям, который можно учесть, вводя нормированную на единицу невозможную функцию распределения электронов по скоростям $f_0(v)$.

Обобщение уравнения (12) для вынужденного черенковско-го излучения на случай пучка с разбросом по скоростям очевидно и имеет вид

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\omega \omega_b^2}{\alpha \gamma^3} \beta^2 \mathcal{J} W, \quad \mathcal{J} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_0(v) \delta\omega (\omega - \kappa_{||} v) dv}{[(\omega - \kappa_{||} v)^2 + \delta\omega^2]^2} \quad (72)$$

В случае моноэнергетического пучка, когда $f_0(v) = \delta(v - u_{||})$, из уравнений (72) получаем (12) и результаты (13). Те же результаты получатся, если функция распределения $f_0(v)$ имеет конечную, но малую ширину, а именно:

$$\frac{\Delta v}{u_{||}} \ll \frac{\delta\omega}{\omega}, \quad (73)$$

где Δv — полуширина функции распределения, а $\delta\omega$ — инкремент (13). Условие (73) означает, что все электроны пучка сильно взаимодействуют с излучаемой волной, или, как говорят, взаимодействие носит гидродинамический (интегральный по функции распределения) характер.

Рассмотрим теперь противоположный предел, т.е. обратный (73). В этом случае разложим $f_0(v)$ вблизи фазовой скорости волны $\omega/\kappa_{||}$ с точностью до членов первого порядка:

$$f_0(v) = f_0\left(\frac{\omega}{\kappa_{||}}\right) + \left(v - \frac{\omega}{\kappa_{||}}\right) \frac{df_0}{dv} \Bigg|_{v = \frac{\omega}{\kappa_{||}}}$$

В результате получаем следующее уравнение:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\pi}{2} \frac{\omega \omega_b^2 \beta^2}{\alpha \kappa_{||}^2} W \frac{df_0}{dv} \Bigg|_{v = \frac{\omega}{\kappa_{||}}} \quad (74)$$

Отсюда находим выражение, определяющее направление и скорость изменения плотности энергии излучения во времени

$$\delta\omega = \frac{\pi}{2} \frac{\omega \omega_b^2 \beta^2}{\alpha \kappa_{||}^2} \frac{df_0}{dv} \Bigg|_{v = \frac{\omega}{\kappa_{||}}}, \quad (75)$$

которое существенно отличается от (13). Из формулы (75) видно, что при $\frac{df_0}{dv} \Big|_{v = \frac{\omega}{\kappa_{||}}} < 0$, когда число электронов, отстающих от волны, больше, чем число электронов, ее обгоняющих, $\delta\omega < 0$, т.е. интенсивность излучения падает. Это известный эффект затухания Ландау [1]. Если же $\frac{df_0}{dv} \Big|_{v = \frac{\omega}{\kappa_{||}}} > 0$, то интенсивность излучения растет. В этом случае говорят об эффекте обратного затухания Ландау [12].

Эффекты затухания обусловлены резонансным взаимодействием малой части электронов пучка с волной — только той частью электронов, для которых выполнено условие черенковского резонанса (2). Величина (75) определяется детальной структурой функции распределения, поэтому эффекты Ландау являются кинетическими. Строго резонансный характер кинетических эффектов, а также пропорциональность инкремента $\delta\omega$ плотности электронов в первой степени делают их сходными с эффектами спонтанного излучения. Тем не менее эти эффекты относятся к процессам вынужденного излучения и поглощения. Для этих эффектов, как и для гидродинамических, определяющей является фазировка частиц полем волны. Если скорость электронов $v > \frac{\omega}{k_{\parallel}}$, то они группируются в тормозящих фазах поля и в среднем передают энергию волне. При $v < \frac{\omega}{k_{\parallel}}$

группировка происходит в ускоряющих фазах поля и электроны в среднем энергию у волны отбирают. Результирующий эффект зависит от того, каких электронов больше, т.е. определяется производной функции распределения электронов по скоростям в резонансной точке $\left. \frac{\partial f_0}{\partial v} \right|_{v = \frac{\omega}{k_{\parallel}}}$. Как раз это и отражено в формуле (75). То же самое имеет место и при взаимодействии пучка малой плотности с волной в условиях циклотронного (магнитотормозного) резонанса, а также при ондуляторном излучении пучка в одночастинном приближении. В этом легко убедиться, обобщая уравнение (39) в условиях (41), а уравнение (45) в условиях $\Omega_s^2 \ll \delta\omega^2$ на случай немоноскоростного пучка.

Можно сделать общее утверждение: кинетический инкремент пропорционален производной функции распределения $\frac{\partial f_0}{\partial v}$ только для процессов, сопровождающихся фазировкой электронов в поле волны, т.е. для процессов взаимодействия волна — частица, при которых электроны в зависимости от своей фазы в поле могут как отдавать энергию, так и получать. Есть, однако, взаимодействия, не сопровождающиеся фазировкой частиц. К ним, как это было показано в разд. 4, относится аномальный эффект Доплера. Инкремент кинетической неустойчивости, основанной на этом эффекте, оказывается существенно иным, чем (75).

Действительно, при аномальном эффекте Доплера невозмущенный осциллятор может только тормозиться (переходя при

этом в возбужденное состояние), т.е. отдавать волне энергию. Поэтому инкремент кинетической неустойчивости должен быть пропорционален самой функции распределения (а не ее производной!). Для подтверждения сказанного обобщим уравнение (26) на случай немоноскоростного пучка:

$$\frac{dW}{dt} = \frac{\omega_H \omega_B^2}{2\omega} W \mathcal{J}, \quad \mathcal{J} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{f_0(v) \delta\omega dv}{(\omega - \kappa_H v + \omega_H)^2 + \delta\omega^2} \quad (76)$$

Отсюда в пределе (73) получаем прежний инкремент (28). Однако в противоположном пределе имеет место иной результат:

$$\delta\omega = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_H \omega_B^2}{2\omega \kappa_H} f_0(v) \Big|_{v = \frac{\omega - \omega_H}{\kappa_H}} \quad (77)$$

Это инкремент кинетической неустойчивости, но структура его совершенно другая, чем инкремента (75).

В заключение остановимся на кинетике коллективного вынужденного эффекта Черенкова. В условиях (21) этот эффект описывается уравнением (29) (предел уравнения (18) при $\Omega_B^2 \gg \delta\omega^2$). Аналогия же этого уравнения с уравнением (26) позволяет, казалось бы, утверждать, что кинетический инкремент для коллективного эффекта Черенкова имеет структуру (77). Однако это не верно. Дело в том, что, несмотря на внешнее сходство, аномальный эффект Доплера и коллективный эффект Черенкова – разные эффекты. Аномальный эффект Доплера – это резонансное взаимодействие волна – частица, а коллективный эффект Черенкова – резонансное взаимодействие волна – волна.

Поэтому в случае пучков с разбросом по скоростям уравнение (29) простым усреднением по функции распределения обобщить нельзя. Можно показать, что при коллективном эффекте Черенкове уширение функции $f_0(v)$ приводит только к тепловой поправке к частоте Ω_B и к обычному загуханию Ландау пучковой волны. Но на фоне общего нарастания амплитуд взаимодействующих пучковой и электромагнитной волн это загухание, как правило, несущественно.

Л и т е р а т у р а

- 1 Силин В.П., Рухадзе А.А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. М. Атомиздат, 1961
- 2 Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. М. Наука, 1981.
- 3 Болотовский Б.М. Теория эффекта Вавилова – Черенкова //УФН. 1961 Т 75 №2 С 295
- 4 Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М. наука, 1967.
- 5 Гинзбург В.Л. Об излучении микрорадиоволн и их поглощении в воздухе //Изв АН СССР Сер Физ 1947, Т 11 №2 С 165
- 6 Болотовский Б.М., Воскресенский Г.В. Излучение заряженных частиц в периодических структурах //УФН 1968, Т 94 №3 С 377
- 7 Ахиезер А.И., Файнберг Я.Б. О взаимодействии пучка заряженных частиц с электронной плазмой //ДАН СССР 1949 Т 69 №4 С.555
- 8 Bohm D, Gross E.P. Theory of Plasma oscillations. В Excitation and damping of oscillations //Phys Rev 1949 V.75 N12 P 1864
- 9 Электродинамика плазмы //Под ред А.И.Ахиезера. М. Наука, 1974.
- 10 Кадомцев Б.Б., Михайловский А.Б., Тимофеев А.В. Волны с отрицательной энергией в диспергирующих средах //ЖЭТФ 1964 Т 47 №12. С 2266
- 11 Незлин М.В. Волны с отрицательной энергией и аномальный эффект Доплера //УФН 1976 Т 120 №3 С 481
- 12 Файнберг Я.Б. Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой //Атомная энергия 1961 Т 11 С 313
- 13 Железняков В.В. О магнитотормозном излучении и неустойчивости системы заряженных частиц в плазме //Изв. вузов Радиофизика 1959, Т 2 №1 С.14; Железняков В.В. О неустойчивости магнитоактивной плазмы относительно высокочастотных электромагнитных возмущений. I //Изв вузов Радиофизика. 1960 Т 3 №1 С 57
- 14 Заславский Г.М., Моисеев С.С., Черников А.А. Динамика и излучение частиц, захваченных потенциальной волной в поперечном магнитном поле //ЖЭТФ 1986. Т 91 №1(7) С 98
- 15 Калашиников М.П. Когерентное взаимодействие заряженных частиц в кристаллах. М. Атомиздат, 1981
- 16 Гапонов А.В. О неустойчивости системы возбужденных осцилляторов по отношению к электромагнитным возмущениям //ЖЭТФ 1960. Т.39 №2 С 326.
- 17 Вильгельмсон Х., Вейланд Я. Когерентное нелинейное взаимодействие волн в плазме. М. Энергоиздат, 1981.
- 18 Kroll N.M., Mc Mullin M.A. Simulated emission from relativistic electrons passing through a spatial periodic transverse magnetic field. Phys Rev A 1978 V 17 N1 P 300
- 19 Костун Р.И., Рухадзе А.А. К теории нелинейного взаимодействия релятивистского электронного пучка малой плотности с плазмой //ЖЭТФ 1970 Т 88 №5 С 1709
- 20 Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Вынужденное излучение сильнооточных релятивистских электронных пучков //УФН 1987 Т 152 №2 С.285.
- 21 Кузелев М.В., Панин В.А. Нелинейная динамика резонансной неустойчивости электронного пучка большой плотности. Аналитическое решение //Изв вузов Физика 1984 Т 27 №1 С.31, Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Санадзе Г.В. Релятивистские волны плотности заряда в сильнооточных нейтрализованных замагниченных электронных пучках //ЖЭТФ 1985 Т 89 №5(11). С 1591.
- 22 Гинзбург И.С. Нелинейная теория усиления и генерации электромагнитных волн на аномальном эффекте Доплера //Изв вузов Радиофизика. 1979 Т.22 №4 С 470.

РЕЖИМ ЗАХВАТА ЧАСТИЦ СИНХРОННОЙ ВОЛНОЙ КАК МЕТОД ПОВЫШЕНИЯ КПД ПРИБОРОВ СВЧ

*Н.С.Гинзбург, И.А.Манькин, В.Е.Поляк,
А.С.Сергеев, А.В.Сморгонский, В.А.Филатов*

1. ВВЕДЕНИЕ

В электронике СВЧ принято подразделять приборы на два основных класса: приборы с инерционной (тип О) и силовой (тип М) группировками электронов [1]. Первый класс приборов имеет преимущества перед вторым в режиме малого сигнала (большие коэффициенты усиления, меньшие стартовые токи), но, как правило, уступает по КПД. Одним из основных механизмов ограничения эффективности приборов типа О является выход электронов из синхронизма с волной. Величина предельного КПД в этом случае определяется значением параметра инерционной группировки, характеризующего степень смещения электрона по фазе относительно волны при изменении его энергии [2]. В тех случаях, когда указанный параметр оказывается излишне велик, уже небольшое изменение энергии электрона приводит к сильному смещению его по фазе и выходу электронов из синхронизма с волной. В такой ситуации, реализующейся, например, в слабoreлятивистской ЛБВ, релятивистских гиротронах, лазерах на свободных электронах убитронного типа и т.д., КПД оказывается мал и обратно пропорционален характерной длине пространства взаимодействия*.

* Имеют место и примеры противоположного типа, когда параметр группировки достаточно мал и КПД однородных приборов типа О составляет значительную долю единицы. Такая ситуация реализуется в слабoreлятивистских гиротронах, лазерах на циклотронном авторезонансе, а также релятивистских ЛОВ, ЛБВ и убитронах в режиме, когда длина волны излучения близка к периоду структуры [2-6].

Возможности преодоления этих ограничений следует, очевидно, искать на путях искусственного поддержания синхронизма, достигаемого профилированием параметров электродинамических и электронно-оптических систем, включая наложение подускоряющего электрического поля. Однако, ввиду того что в приборах типа O мы имеем дело не с идеально сгруппированным сгустком электронов — макроэлектроном, а с ансамблем электронов, часть из которых первоначально находится в ускоряющей фазе волны, а часть — в тормозящей, вопрос о выборе оптимального закона изменения параметров, при котором большую часть электронов удастся собрать в тормозящую фазу и достаточно долго удерживать в ней, оказался весьма сложной задачей.

В следующем разделе на примере слаборелятивистской ЛБВ показано, что наиболее плодотворным методом повышения КПД оказалось использование режима обращенного линейного ускорителя. В таких режимах большая часть электронов захватывается волной и тормозится за счет адиабатически плавного уменьшения фазовой скорости волны. (В ускорителе — захватывается и ускоряется по мере роста фазовой скорости). Режим захвата (будем далее использовать также термин "режим адиабатического торможения") принципиально отличается от традиционных режимов работы приборов типа O и по своей сути близок к режимам взаимодействия, реализующимся в устройствах магнетронного типа, хотя, за исключением существенного увеличения длины, приборы типа O сохраняют свои конструктивные особенности*.

Одним из основных достоинств описанного выше режима взаимодействия является принципиальная возможность получения КПД, приближающегося к 100% при сколь угодно малых величинах параметра усиления (параметр Пирса), т.е. при сколь угодно малых токах и коэффициентах (импедансах) связи. Это обстоятельство особенно существенно в коротковолновых диапазонах. По этой причине режим захвата наиболее широко исследуется применительно к ЛСЭ и МСЭ [7-20]. Здесь проведен уже ряд успешных экспериментов по реализации этого ре-

* Следует отметить, что переменность фазовой скорости синхронной волны приводит к ухудшению характеристик приборов в режиме малого сигнала, т.е. к недостаткам, присущим приборам типа M . Однако в приборах типа O эти трудности в значительной степени обходятся путем секционирования. Например, линейная стадия усиления волны происходит в однородной системе и только затем для повышения КПД используется секция с переменной фазовой скоростью волны [7].

жима. Тем не менее в идеологическом плане приоритет в этом вопросе принадлежит все же традиционной электронике, и прежде всего пионерским работам Е.Д.Белявского [21-24], в которых было впервые предложено использовать режим захвата для повышения КПД слаборелятивистских ЛБВ*. Следует также отметить работы [25-26], в которых в результате машинного поиска оптимального закона изменения фазовой скорости синхронной волны была понята перспективность реализации режима захвата электронов волной на нелинейной стадии взаимодействия

Настоящая статья ставит своей целью, используя методы анализа, развитые в теории ускорителей, рассмотреть основные физические закономерности взаимодействия электронов с волной в режиме захвата; описать особенности реализации режима захвата в СВЧ-приборах различных типов (ЛБВ, убитрон, гиротрон); на примере ЛБВ привести сопоставление этого режима с известными методами оптимизации.

2 ПОВЫШЕНИЕ ЭФФЕКТИВНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ВОЛНОЙ В СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКИХ ЛБВ С НЕОДНОРОДНЫМИ ЗАМЕДЛЯЮЩИМИ СИСТЕМАМИ

Качественно процесс взаимодействия в ЛБВ, как и в других приборах О-типа, может быть описан следующим образом. Электроны первоначально стационарного пучка под действием поля волны модулируются по скорости, и эта модуляция постепенно переходит в модуляцию по плотности. Выбором разности начальной скорости частиц пучка и фазовой скорости волны образующиеся электронные сгустки фазируются относительно волны так, чтобы процесс передачи энергии шел наиболее эффективно. Взаимодействие заканчивается тогда, когда либо заторможенные сгустки переходят в ускоряющую фазу волны, и процесс энергообмена меняет свой знак, либо когда из-за расщепления сгустков амплитуда ВЧ-тока становится слишком ма-

* В работах [21-24] фазовая скорость волны считалась постоянной, а для создания условий усиления волны захваченным электронным пучком предполагалось использовать тянущее электростатическое поле (см ниже разд.7) Как будет показано, процессы в устройствах с тянущим полем и с переменной фазовой скоростью волны близки между собой, поскольку в устройствах последнего типа в ненерциальной системе отсчета, связанной с волной, на электроны действует сила инерции, аналогичная тянущему полю

лой, и эффективность передачи энергии от пучка к волне резко падает.

В ЛБВО, где модуляция пучка происходит в относительно слабом поле поданной на вход волны, ограничивающей становится обычно первая из перечисленных причин — переход сгустка в ускоряющую фазу. В соответствии с этим уже на начальном этапе развития электроники СВЧ была высказана мысль о необходимости для улучшения энергетических характеристик ЛБВО уменьшать фазовую скорость волны к концу пространства взаимодействия [27], что может быть достигнуто на практике изменением периода замедляющей системы. В работе [28] была впервые предложена так называемая изохронная ЛБВ, в которой в процессе взаимодействия поддерживается постоянный рассинхронизм между характерной скоростью электронного потока (например, среднеквадратичной скоростью частиц) и характерной скоростью волны (фазовой скоростью волны в "холодной" или "горячей" замедляющей системе). В последующих работах [29-38] было предложено несколько различных способов изменения фазовой скорости волны с целью длительного удержания сгустка в тормозящей фазе поля, что позволило в неоднородной ЛБВ, работающей в режиме максимального усиления (малые начальные расстройки синхронизма), достичь такого же КПД ($\eta \approx 40\%$ при параметре Пирса $\Gamma = 0,1$), какой имеет место в однородных ЛБВ, работающих в режиме максимального КПД (большие начальные расстройки синхронизма)*.

В части этих работ были отмечены другие преимущества ЛБВ с неоднородными замедляющими системами: меньшая критичность к изменению ускоряющего напряжения, большая широкополосность, внесение в выходной сигнал меньших амплитудно-фазовых искажений, большая устойчивость к самовозбуждению и т.д. [31,34-36,40].

Однако с точки зрения повышения КПД более эффективным оказался метод, предложенный в работе [41] и получивший название метода изофазности, согласно которому фазовая скорость волны подбирается такой, чтобы разность фаз между ВЧ-током и ВЧ-полем оставалась постоянной. Из выражения для ВЧ-мощности взаимодействия

$$P = - \int_0^z E_{\omega} J_{\omega} \cos \psi \, dz,$$

* В однородной ЛБВ в режиме максимального усиления (малые расстройки синхронизма) КПД составляет 25% [39]

где I_{ω} – амплитуда высокочастотного тока, E_{ω} – амплитуда поля, ψ – сдвиг фаз между током и полем, следует, что условием нарастания мощности вдоль пространства взаимодействия является нахождение разностной фазы в интервале $\psi \in \left[\frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2} \right]$. В режиме максимального темпа нарастания высокочастотной мощности ($\psi = \pi$) КПД может быть в принципе приближен к 100%, но, как показывают расчеты, для этого требуется осуществлять все большее число скачков фаз поля, причем местоположения этих скачков сгущаются к концу пространства взаимодействия. В реализуемой области параметров (при нескольких скачках фазы) КПД таких ламп оказался порядка $\eta \approx 60\%$ (при параметре Пирса $\zeta = 0,1$) (рис.1).

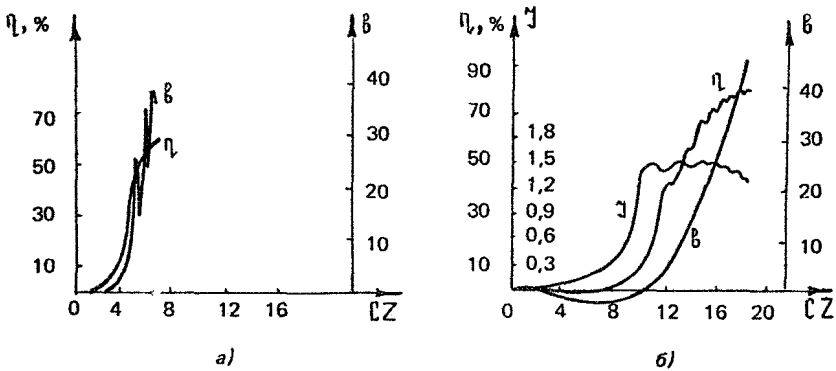


Рис 1. Зависимость КПД, параметра рассинхронизма β и амплитуды первой гармоники тока от длины пространства взаимодействия а – в изофазной ЛБВ с максимальной скоростью нарастания высокочастотного поля ($\psi = \pi$), б – ЛБВ с кусочно-линейной аппроксимацией зависимости фазовой скорости волны от продольной координаты

Следующим шагом в усовершенствовании метода изофазности явился отказ от жесткого требования $\psi = \pi$ и предложение выбирать эту фазу в интервале $\psi \in \left[\frac{\pi}{2}, \pi \right]$ [42]. Например, при $\psi = 3\pi/4$ длина ЛБВ увеличилась, но тот же уровень КПД ($\eta \approx 60\%$) был получен в отсутствие скачков фаз при плавной зависимости параметра рассинхронизма от длины.

Дальнейший прогресс здесь может быть достигнут на пути секционирования: например, во входной секции реализуется режим оптимальной группировки $\psi = \pi/2$, а в выходной – режим отбора энергии $\psi = \pi$ (зависимость фазовой

скорости от длины при этом может оставаться плавной*).

В работах [43-47, 25, 26] закон изменения фазовой скорости волны находится путем оптимизации параметров, входящих в разложение искомой функции управления по набору базисных функций ступенчатых, отрезков тригонометрического ряда и т.д. В частности, в работе [43] зависимость замедления волны от продольной координаты аппроксимировалась кусочно-линейной функцией:

$$n(z) = n(z_m) + k_m (z - z_m),$$

$$z_m \leq z < z_{m+1}$$

При наличии по длине лампы около десяти участков дискретизации удалось подобрать коэффициенты k_m , обеспечивающие получение КПД, приближающегося к 100% (рис.1,б).

Была отмечена универсальность полученных решений в широкой области изменения параметров. Характерной особенностью этих решений оказался значительно меньший темп изменения фазовой скорости волны и существенное увеличение длины взаимодействия по сравнению с изохронной и изофазной (при $\psi = \pi$) ЛБВ. Анализ полученных решений показал также, что на нелинейной стадии взаимодействия образуются долгоживущие электронные сгустки, находящиеся вблизи границы ускоряющей и тормозящей фаз поля, т.е. около дна потенциальной ямы, образованной волной. Этим обстоятельством объясняется и устойчивость электронного сгустка и весьма большая амплитуда ВЧ-тока J_{ω} .

Таким образом, можно утверждать, что методы машинной оптимизации привели фактически к реализации в численных экспериментах режима захвата и адиабатического торможения захваченных частиц полем синхронной волны за счет плавного уменьшения ее фазовой скорости.

Как уже отмечалось, режим захвата для ЛБВ с ускоряющим электростатическим полем был ранее предложен и исследован в работах [21-24], где впервые была показана аналогичность таких режимов режимам автофазировки в линейных ускорителях (в силу этого такие ЛБВ были названы автофазными). Наличие в подобных режимах малого параметра (низкого темпа изменения фазовой скорости волны или малого отношения напряженности ускоряющего поля к полю волны) позволяет построить, по существу, аналитическую теорию взаимодействия захваченных частиц с волной, которая и развивается ниже.

* Подбор значений ψ по секциям при необходимом количестве разбиений может быть осуществлен и в рамках математических методов оптимизации [43]

3. ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ СВЧ-ПРИБОРОВ В РЕЖИМЕ ЗАХВАТА ЧАСТИЦ СИНХРОННОЙ ВОЛНОЙ. АДИАБАТИЧЕСКОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Рассмотрим здесь основные особенности работы СВЧ-приборов в режиме обращенного линейного ускорителя (режиме захвата). В этом режиме основная доля частиц электронного потока захватывается синхронной электромагнитной волной и совершает так называемые синхротронные колебания в потенциальном рельефе, образованном волной. При постоянной фазовой скорости волны время, которое пребывают электроны в тормозящей и ускоряющей фазах волны, одинаково и энергообмен в среднем отсутствует. Для возникновения энергоотдачи электронного пучка необходимо, чтобы электроны находились в тормозящей фазе несколько дольше, чем в ускоряющей. С этой целью следует несколько перекосить потенциальную яму, в которой колеблются электроны. Это достигается либо адиабатически плавным (в масштабе периода синхронных колебаний) уменьшением эффективной фазовой скорости синхронной волны, либо наложением ускоряющего электрического поля не слишком большой амплитуды так, чтобы избежать потери значительной доли частиц из перекошенной потенциальной ямы.

Используя далее методы, развитые в теории ускорителей [48, 49], проведем подробный анализ обеих указанных выше возможностей на примере приборов черенковского типа. Затем более кратко обсудим особенности реализации режима захвата в приборах других типов, таких как релятивистские убитроны (ЛСЭ) и гиротроны.

Режим захвата в лампах бегущей волны

Рассмотрим черенковские приборы с периодическими замедляющими системами. Предположим, что синхронной с электронами является медленная пространственная гармоника поля

$$E_z = \operatorname{Re} \left\{ \varkappa E_\omega \exp \left[i \left(\omega t - h z - \int_0^z \bar{h} dz \right) \right] \right\}, \quad (1)$$

где E_ω – амплитуда основной волны, \varkappa – коэффициент связи электронов с волной, определяемый конфигурацией замедляющей системы, h – волновое число основной волны, $\bar{h} = 2\pi/d$, $d(z)$ – период замедляющей системы. Движение электронов в поле (1) в присутствии однородного электрического поля \hat{E}_0 может быть описано уравнениями

$$\frac{d\gamma}{dZ} = -\alpha a \cos \theta + \epsilon_0, \quad (2)$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = \frac{1}{\beta_{\parallel}} - \frac{1}{\beta_{\varphi}}, \quad (3)$$

где $Z = \omega z / c$ — безразмерная продольная координата, $\gamma = (1 - v_{\parallel}^2 / c^2)^{-1/2}$ — релятивистский масс-фактор (полная энергия электрона, нормированная на энергию покоя $m c^2$), $v_{\parallel} = \beta_{\parallel} c$ — поступательная скорость частиц, $v_{\varphi} = \beta_{\varphi} c = \omega / (k + \hbar)$ — фазовая скорость синхронной волны, $\theta = \omega t - k z - \int \hbar dz$ — фаза электрона относительно синхронной волны, $\alpha = \frac{e E_0}{m c \omega}$, $\epsilon_0 = \frac{e E_0}{m c \omega}$ — безразмерные амплитуда волны и напряженность электростатического поля.

Переменная фазовая скорость синхронной волны. Рассмотрим сначала случай переменной фазовой скорости синхронной волны $\beta_{\varphi}(Z)$, полагая, что электростатическое поле отсутствует: $E_0 = 0$. Используя терминологию, принятую в теории ускорителей [48,49], введем понятие синхронного (индекс s) электрона, фаза которого относительно волны остается неизменной: $d\theta_s / dZ = 0^*$. Однако в отличие от [48,49] поместим синхронный электрон в область не ускоряющих, а тормозящих фаз: $-\pi/2 < \theta_s < \pi/2$. Как будет показано ниже, область фаз, в которой движение синхронного электрона является устойчивым или, иными словами, имеет место эффект автофазировки, несколько уже: $0 < \theta_s < \pi/2$. Законы изменения энергии синхронного электрона и фазовой скорости волны, обеспечивающей существование такого электрона, определяются очевидными соотношениями

$$\gamma_s = \gamma_0 - \int_0^Z \alpha a \cos \theta_s dZ, \quad (4)$$

$$\beta_{\varphi}(Z) = \beta_{\parallel s}, \quad \beta_{\parallel s} = \sqrt{1 - \gamma_s^{-2}} \quad (5)$$

Рассмотрим теперь движение других электронов, фазы которых отличны от θ_s . Эти электроны будут совершать синхронные колебания относительно положения синхронного электрона. Отклонение энергии электрона от резонансного значения $\alpha = \gamma_s - \gamma$ описывается уравнением

* Далее в разд.4 несколько расширим понятие синхронного (резонансного) электрона, допустив плавное в масштабе периода синхротронных колебаний изменение его фазы.

$$\frac{du}{dZ} = + \alpha u (\cos \theta - \cos \theta_s). \quad (6)$$

Это отклонение при выполнении условия $\alpha u \ll 1$ мало (см. далее оценку (12)), что позволяет, используя приближенное соотношение $\beta_{||} = \beta_{||s} (1 - u \gamma_s^{-2} \beta_{||s}^{-2})$, представить уравнение для фазы несинхронного электрона в виде

$$\frac{d(\theta - \theta_s)}{dZ} = \frac{u}{\gamma_s^3 \beta_{||s}^3} \quad (7)$$

Уравнения (6), (7), описывающие синхротронные колебания электронов, удобно далее представить в каноническом виде

$$\frac{d\theta}{dZ} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial u}; \quad \frac{du}{dZ} = - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \theta}, \quad (8)$$

с гамильтонианом
$$\mathcal{H} = \frac{u^2}{2M} + \alpha u V(\theta), \quad (9)$$

$$V(\theta) = - [\sin \theta - (\theta - \theta_s) \cos \theta_s - \sin \theta_s] \quad (10)$$

Первое слагаемое в выражении (9) является аналогом кинетической, а второе — потенциальной энергии (рис.2,а), $M = \gamma_s^3 \beta_{||s}^3$ — эффективная масса осциллятора.

Вопрос о начальном захвате частиц можно рассмотреть, пренебрегая медленной зависимостью M и αu от продольной координаты. В этом случае гамильтониан есть интеграл движения $H = \text{const}$ и соотношения (9), (10) определяют траектории электрона на фазовой плоскости u, θ (рис.2,б). Синхронному электрону при $0 < \theta_s < \pi/2$ соответствует устойчивое состояние равновесия типа центр. Захваченным частицам, колеблющимся в потенциальной яме, соответствуют замкнутые траектории охватывающие устойчивое состояние равновесия; незахва-

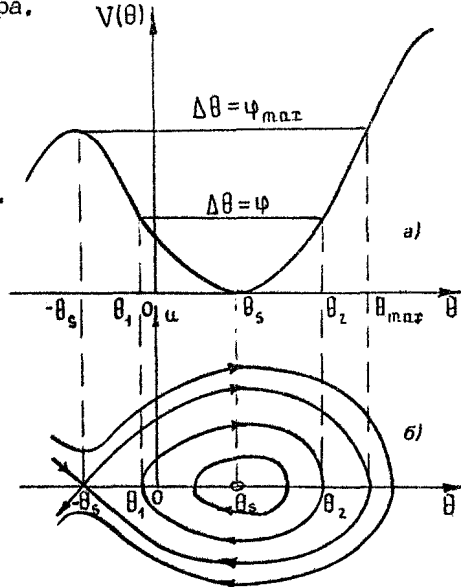


Рис. 2. Потенциальная энергия (а) и фазовая плоскость (б), определяющие движение электрона в режиме адиабатического торможения

ченными частицам, движение которых носит инфинитный характер, соответствуют незамкнутые траектории. Эти два типа траекторий разделены сепаратрисой, которая проходит через неустойчивое состояние равновесия типа седла $\psi = -\theta_s$. Отношение отрезка, охватываемого сепаратрисой по оси абсцисс, к 2π определяет для моноскоростного электронного пучка ($u|_{z=0} = 0$) начальный коэффициент захвата, т.е. относительную долю частиц, попадающих в режим синхронного торможения (рис.3):

$$K_0 = \frac{\psi_{max}}{2\pi}, \quad (11)$$

где $\psi_{max} = \theta_{max} + \theta_s$, θ_{max} — координата правой точки пересечения сепаратрисы с осью абсцисс.

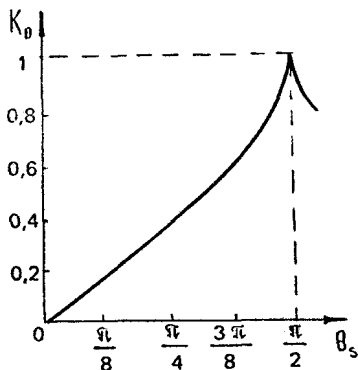


Рис 3 Фактор начального захвата K_0 как функция фазы синхронного электрона

Максимальное отклонение энергии захваченных частиц от энергии синхронного электрона определяется отрезком, отсекаемым на рис.2,б сепаратрисой по оси ординат, и по порядку величины равно

$$|u_{max}| \sim \sqrt{\alpha M} \quad (12)$$

При выполнении условия $\alpha \ll 1$ энергию захваченных частиц можно считать совпадающей с энергией синхронного электрона, пренебрегая тем самым энергией, связанной с осцилляциями электронов в потенциальной яме. В том же приближении энергию незахваченных частиц можно считать постоянной (максимальное изменение энергии этих частиц не превышает величины, даваемой оценкой (12)), В сделанных предположениях при условии, что $|\Delta\gamma_s| \gg |u_{max}|$, электронный КПД прибора в сечении, где энергия синхронного электрона достиг-

ла значения γ_s , дается соотношением*

$$\eta = \frac{\gamma_0 - \gamma_s}{\gamma_0 - 1} K_0(\theta_s) \quad (13)$$

Таким образом, одним из факторов, ограничивающих КПД, является неполный начальный захват частиц. Причем наличие разброса параметров частиц будет приводить к дополнительно-му уменьшению коэффициента захвата (для электронных фрак-ций с $|z_{-0}| \neq 0$ часть линии начальных условий на фазовой плос-кости рис.2,б обязательно оказывается вне сепаратрисы и соот-ветствующие частицы оказываются незахваченными). Допусти-мый разброс частиц по энергиям определяется амплитудой син-хронной волны в момент захвата и согласно (12) не должен превышать величины

$$\frac{\delta \gamma}{\gamma_0} \leq \frac{\sqrt{x_0 a_0 M_0}}{\gamma_0} \quad (14)$$

Однако и для моноскоростного электронного пучка реаль-ный КПД может оказаться ниже величины, даваемой соотноше-нием (13). Это связано с возможностью выхода в процессе торможения части электронов из режима захвата. К эффекту дезахвата приводит раскачка осцилляций электрона в потенциаль-ной яме, обусловленная уменьшением его эффективной массы

$$M = \gamma_s^3 \beta_{ns}^3$$

Поскольку при $x_0 \ll 1$ характерный масштаб Z , на кото-ром происходит заметное изменение γ_s , существенно пре-восходит период синхротронных колебаний

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{M}{x_0 \sin \theta_s}}, \quad (15)$$

изменение амплитуды осцилляций электрона может быть описано с помощью адиабатического инварианта

$$I = \oint u d\theta = \text{const}, \quad (16)$$

означающего, что площадь, охватываемая траекторией электро-

* Следует отметить, что КПД однородных приборов типа "0" оценивается соотношением $\eta \sim \sqrt{x_0 M} / (\gamma_0 - 1)$, т.е. определяется глубиной потенциальной ямы. Оптимальная длина этих приборов составляет примерно половину периода фазовых (синхротронных) колебаний $L/\lambda \approx 1/2 \approx \sqrt{1/\gamma_s^3 \beta_{ns}^3} / (x_0 \sin \theta_s)$, на такой длине происходит образование компактного электронного сгустка. Причем, чтобы сгусток образовался в центре тормозящей фазы, в отличие от рассматриваемого режима захвата необходи-ма достаточно большая начальная расстройка синхронизма $(u_{n0} - u_\varphi) / u_\varphi \sim \lambda/L$.

на на фазовой плоскости при плавном изменении параметров, сохраняется. С учетом (9) перепишем (16) в виде

$$I = 2\sqrt{2M\alpha} Y(\varphi), \quad Y(\varphi) = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \sqrt{\epsilon - V(\theta)} d\theta$$

где $\varphi = \theta_2 - \theta_1$ - амплитуда осциллирующий электрона по оси абсцисс (см. рис. 2, б), величины $\theta_{1,2}$ связаны с константой ϵ соотношениями $\epsilon = V(\theta_{1,2})$. Для малых колебаний вблизи дна потенциальной ямы $Y(\varphi) = \varphi^2 (\sin \theta_s)^{3/2}$ и инвариант приобретает вид

$$I = 2\varphi^2 \sqrt{2M\alpha \sin \theta_s} = \text{const} \quad (17)$$

При произвольных значениях φ функция $Y(\varphi)$ является монотонно растущей (см. [48, 49]), и если известна начальная амплитуда осциллирующий электрона φ_0 , то текущую амплитуду его осциллирующий φ можно определить из соотношения

$$\frac{Y(\varphi_0)}{Y(\varphi)} = \sqrt{\frac{M\alpha}{M_0\alpha_0}}, \quad (18)$$

где индексом 0 обозначены начальные значения величин. Электрон покинет область захвата, когда размах его осцилляций сравнится с размахом сепаратрисы. Подставляя в соотношение (18) $\varphi = \varphi_{\text{max}}$, получим соотношение для конечной энергии (массы) электрона, при достижении которой он выходит из режима захвата, становится несинхронным и дальнейшим его энергообменом с волной можно пренебречь. Рассмотрим далее для определенности случай ультрарелятивистских энергий электронов ($\gamma \gg 1$) и постоянной амплитуды ВЧ-поля: $\alpha = \text{const}$. В этом случае соотношение для конечной энергии электрона в режиме захвата приобретает вид*

$$(\gamma_k / \gamma_0)^\alpha = Y(\varphi_0) / Y(\varphi_{\text{max}}) \quad (19)$$

где $\alpha = 3/2$.

Используем критерий (19) для вычисления КПД, предполагая, что в начальном сечении захваченные электроны равномерно распределены по фазам колебаний φ_0 в интервале $0 < \varphi_0 < \varphi_{\text{max}}$. В процессе торможения электроны будут постепенно выходить из режима захвата. Поэтому, когда энергия синхронного электро-

* Этот критерий носит приближенный характер, поскольку с приближением к сепаратрисе период синхротронных колебаний бесконечно увеличивается и переход через сепаратрису не может быть описан в рамках метода адиабатических инвариантов. Тем не менее вычисление КПД на основе критерия (19) дает хорошее соответствие с результатами прямого численного моделирования исходных уравнений движения (2), (3)

на достигнет значения $\gamma_s(Z)$, прочие электроны можно разделить на две группы: 1) электроны, оставшиеся в потенциальной яме, их начальные фазы колебаний лежали в интервале $0 < \psi_0 < \psi_0^*$; 2) электроны, вышедшие из режима захвата с начальными фазами в интервале $\psi^* < \psi_0 < \psi_{max}$. Величина $\psi_0^* (\gamma_s)$, определяющая текущий фактор захвата $K = \psi_0^* / 2\pi$ (рис. 4, а), находится из соотношения

$$(\gamma_s / \gamma_0)^{\alpha} = Y(\psi_0^*) / Y(\psi_{max}) \quad (20)$$

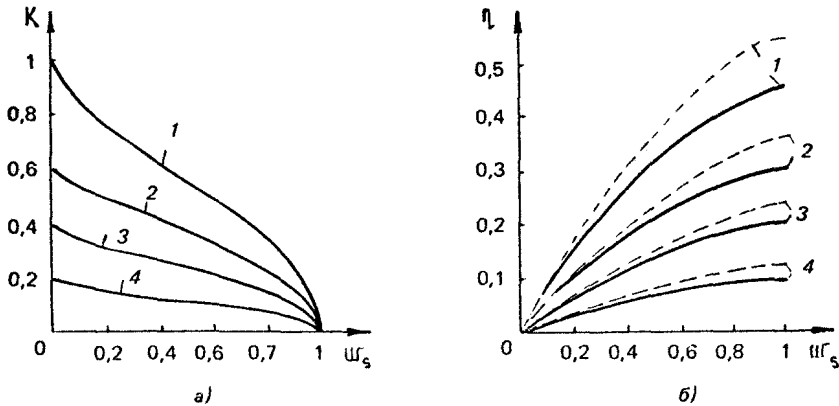


Рис. 4 Зависимость текущего фактора захвата (а) и электронного КПД (б) от относительных потерь энергии электрона $\psi_s = 1 - \gamma_s / \gamma_0$ (сплошные линии соответствуют релятивистской ЛБВ, пунктирные — убитрону) 1 — $\theta_s = \pi/2$, 2 — $\theta_s = 3\pi/8$, 3 — $\theta_s = \pi/4$, 4 — $\theta_s = \pi/8$

Усредняя относительные потери энергии электронов по начальным фазам, приходим с учетом (19) к следующему выражению для КПД:

$$\eta = (1 - \gamma_s / \gamma_0) K(\gamma_s) + \frac{1}{2\pi} \int_{\psi_0^*}^{\psi_0} \left\{ 1 - \left[Y(\psi_0) / Y(\psi_{max}) \right]^{1/\alpha} \right\} d\psi_0 \quad (21)$$

Здесь первое слагаемое соответствует энерговкладу первой, а второе — второй группы электронов. На рис. 4 приведены зависимости текущего фактора захвата и КПД от энергии синхронного электрона при различных значениях его фазы θ_s . Максимальное значение КПД релятивистской ЛБВ $\eta = 0,46$ достигается при $\theta_s \rightarrow \pi/2$.

Следует отметить, что выше был рассмотрен простейший случай постоянной амплитуды волны и постоянной фазы синхронного электрона. Вариация этих величин открывает дополнительные возможности повышения КПД, которые будут рассмотрены в разд.4. Здесь же укажем, что, например, можно избежать выхода электронов из режима захвата, если в соответствии с соотношением (18) по мере торможения синхронного электрона увеличивать связь электронов с волной, сохраняя $\alpha(Z) M = \text{const}$. При этом КПД будет определяться только начальным фактором захвата, т.е. формулой (13).

ЛБВ с ускоряющим электрическим полем Процессы взаимодействия в ЛБВ, в которых смещение синхронного электрона в тормозящую фазу электромагнитной волны достигается при $\tau_{\varphi} = \text{const}$ за счет наложения ускоряющего электростатического поля

$$\cos \theta_s = \frac{E_0}{\alpha a}, \quad (22)$$

во многом аналогичны процессам в ЛБВ с переменной фазовой скоростью волны. Основное отличие от последних состоит в том, что при выполнении условия (22) кинетическая энергия синхронного электрона остается неизменной. Соответственно сохраняется эффективная масса осциллятора в уравнении для синхротронных колебаний захваченных электронов, которое по форме совпадает с уравнениями (8)–(10). По этой причине отсутствует эффект раскачки синхротронных колебаний и выхода электронов из режима захвата. Электронный КПД, рассчитанный по доле потенциальной энергии электронов в ускоряющем электростатическом поле, преобразованной в энергию электромагнитных колебаний в пренебрежении при $\alpha a \ll 1$ кинетической энергией, связанной с синхротронными колебаниями частиц, определяется только фактором начального захвата частиц $\eta = K_0(\theta_s)$ и при $\theta_s \rightarrow \pi/2$ $\eta \rightarrow 1$.

Остановимся теперь на аналогии между приборами, работающими в режиме захвата, и приборами магнетронного типа, которая наиболее полна для ЛБВ с ускоряющим электрическим полем. И в тех и других приборах электроны уже на входе в пространство взаимодействия делятся на два сорта: правильно- и неправильнофазные (захваченные и незахваченные в спицы или потенциальные ямы). В энергию электромагнитного излучения преобразуется только потенциальная энергия правильнофазных частиц, причем за вычетом кинетической энергии, связанной в магнетронах с вращением электронов в магнитном поле,

a в ЛБВ — с колебаниями в потенциальной ловушке. Таким образом, движущиеся потенциальные ловушки, образованные синхронной волной, выполняют в ЛБВ ту же функцию, что и запирающее магнитное поле в магнетронах, — они тормозят захваченные частицы, не позволяя набрать им кинетическую энергию, соответствующую приложенному потенциалу.

Режим захвата в релятивистских убитронах — ЛСЭ

Проанализируем теперь особенности реализации режима синхронного адиабатического торможения в релятивистских убитронах (ЛСЭ). Рассмотрим простейшую модель убитрона, предполагая поля электромагнитной волны и ондулятора однородными в поперечном направлении и заданными вектор-потенциалами

$$\vec{A} = \text{Re} \left\{ \vec{A}_0 A \exp[i(\omega t - hz)] \right\}, \quad \vec{A}_u = \text{Re} \left[\vec{A}_0 A_u \exp \left(i \int_0^z h_u dz \right) \right], \quad (23)$$

Усредненное движение ультрарелятивистских электронов в полях (23) в условиях комбинационного синхронизма $\omega = (h+h_u)c$ описывается уравнениями [5]

$$\frac{d\gamma}{dZ} = - \frac{a a_u}{\gamma} \cos \theta, \quad (24)$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = \Delta + \frac{1 + a_u^2 + a^2 - 2a a_u \sin \theta}{2\gamma^2}, \quad (25)$$

где $a = eA / mc^2$, $a_u = eA_u / mc^2$, $\theta = \omega t - hz - \int_0^z h_u dz$, $\Delta = 1 - \frac{(h+h_u)c}{\omega}$

Уравнениям (24), (25) можно придать канонический вид

$$\frac{d\gamma}{dZ} = - \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \theta}, \quad \frac{d\theta}{dZ} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \gamma}, \quad (26)$$

с гамильтонианом

$$\mathcal{H} = \Delta \gamma - \frac{1 + a_u^2 + a^2 - 2a a_u \sin \theta}{2\gamma} \quad (27)$$

По сравнению с уравнениями (2), (3), описывающими движение частиц в приборах черенковского типа, уравнения (26), (27) имеют ряд особенностей, связанных с криволинейным характе-

ром движения частиц. Прежде всего заметим, что эффективный параметр связи оказывается зависящим от энергии частиц

$$\varepsilon = a_u / \gamma \quad (28)$$

Далее, наличие дополнительных слагаемых в правой части уравнения для фазы (25) позволяет поддерживать синхронизм не только путем изменения периода ондуляторного поля, но и вариацией его амплитуды. Действительно, при малой амплитуде электромагнитной волны для синхронного электрона ($d\theta_s/dZ=0$) получаем

$$\Delta + \frac{1 + a_u^2}{2\gamma_s^2} = 0 \quad (29)$$

Очевидно, условие синхронизма будет выполнено, если по мере торможения электрона будет спадать амплитуда ондуляторного поля и уменьшаться размах его поперечных осцилляций [8]. Подобный режим был экспериментально реализован в работе [11].

Отметим некоторое отличие условий начального захвата частиц от ЛБВ. Для этого обратимся к фазовой плоскости (рис.5), соответствующей системе уравнений (26), (27). Особенность этой фазовой плоскости по сравнению с приведенной на рис.2 состоит в том, что устойчивое состояние равновесия

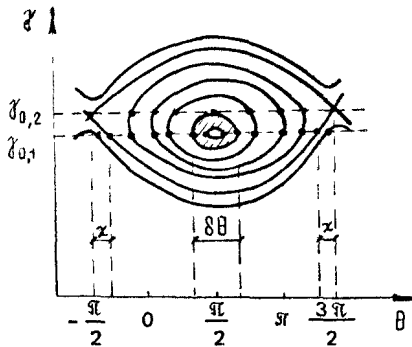


Рис 5. Фазовая плоскость для убитрона

типа центр $(\theta = \frac{\pi}{2}, \gamma = \sqrt{\frac{1 + a_u^2 + a_s^2 - 2a_u a_s}{2\Delta}})$ и неустойчивое типа седло

$(\theta = \frac{3\pi}{2}, \gamma = \sqrt{\frac{1 + a_u^2 + a_s^2 + 2a_u a_s}{2\Delta}})$ расположены при различных уровнях энергии. Изменяя величину начальной расстройки синхронизма

Δ , можно добиться прохождения линии, на которой лежат точки, соответствующие начальному состоянию электронного пучка (линия $\gamma = \gamma_0$) через то или иное состояние равновесия.

Если по-прежнему стремиться, чтобы линия начальных условий проходила через устойчивое состояние равновесия типа центр, то даже при постоянной фазовой скорости волны и амплитуде ондуляторного поля часть электронов в окрестности сепаратрисы не захватится волной и они станут пролетными. Для неглубокой ямы фактор захвата составит $K = 1 - \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{2a_0 a_u}{1+a_u^2}}$. Однако

существует возможность полностью захватить пучок, если величину расстройки выбрать такой ($\Delta = \frac{1+a_u^2+a_u^2+2a_0 a_u}{2\gamma_0^2}$), что линия начальных условий пройдет через два неустойчивых седла. При этом, очевидно, вблизи центра будет образовываться область, не содержащая частиц (на рис.5 заштрихована). Размер этой области по координате γ равен: $\delta\gamma = 1 - \frac{1+(a_u-a)^2}{1+(a_u+a)^2}$, а по

координате θ он составляет $\delta\theta = 2 \sqrt{\frac{2a_0 a_u}{1+a_u^2+a^2}}$.

Как нетрудно видеть, рассмотренные выше отличия несущественны при достаточно малой амплитуде комбинационной волны $\mu \ll 1$. В таких условиях процесс захвата частиц в убитроне не отличается от ЛБВ и при известной фазе синхронного электрона фактор захвата может быть найден из рис.4. Движение захваченных частиц в убитроне будет определяться уравнением синхротронных колебаний (8)-(10), где коэффициент связи дается соотношением (28), а эффективная масса осциллятора равна

$$M = \frac{\gamma_0^3}{1+a_u^2} \quad (30)$$

На основании адиабатического инварианта (17) может быть сформулирован критерий выхода электронов из режима захвата. При $a_u = \text{const}$ этот критерий совпадает по форме с соотношением (19), где $\alpha = 1$. Найденные по формуле (21) зависимости КПД релятивистского убитрона от энергии синхронного электрона и его фазы приведены на рис.4 пунктиром. Заметим, что КПД убитрона несколько выше, чем КПД в ЛБВ. Это объясняется тем, что по мере торможения частиц возрастают коэффициенты связи и увеличивается эффективная глубина потенциальной ямы.

Режим захвата в релятивистских гиротронах

Выше был рассмотрен режим захвата для приборов с продольной группировкой электронов. Определенный интерес представляет исследование возможности реализации такого режима

в приборах с поперечной группировкой, к числу которых относятся мазеры на циклотронном резонансе [4,6]. Использование режима захвата привлекательно в тех случаях, когда в приборах с однородным магнитным полем высокий КПД не достижим. В частности, такая ситуация имеет место в релятивистских гиротронах [50,51]. Как известно, в гиротронах винтовой электронный пучок взаимодействует с электромагнитными волнами, распространяющимися почти поперек магнитного поля, и условие циклотронного резонанса имеет вид

$$\omega \approx \omega_H,$$

где $\omega_H = \frac{eH_0}{mc\gamma}$ — релятивистская гирочастота. В релятивистской области энергий электронов уже небольшое изменение энергии электрона сильно изменяет гирочастоту и при $H_0 = \text{const}$ приводит к выходу электрона из резонанса с волной. Очевидно, для поддержания резонанса следует варьировать величину продольного магнитного поля.

Рассмотрим здесь простейшую модель гиротрона [51], предполагая, что винтовой электронный пучок, движущийся в слабнеоднородном магнитном поле

$$\vec{H} = H(z)\vec{z}_0 - \frac{r}{2} \frac{dH}{dz} \vec{r}_0, \quad (31)$$

(z, r — цилиндрические координаты), взаимодействует с циркулярно поляризованной ТЕМ-волной

$$E_+ = E_x + iE_y = E(z) \exp(i\omega t), \quad (32)$$

распространяющейся в среде с показателем преломления $n \rightarrow 0$. Представляя поперечный импульс электрона в виде $p_+ = p_x + ip_y = p_\perp e^{i\chi}$, приведем усредненные уравнения движения электронов в полях (31), (32) к форме

$$\frac{d\rho'_\perp}{dZ} = -\frac{a\rho'_\perp}{\beta_\parallel} \cos\theta + \frac{\rho'_\perp}{2f} \frac{df}{dZ}, \quad (33)$$

$$\frac{d\gamma'}{dZ} = -\frac{a\rho'_\perp}{\rho'_\parallel} \cos\theta, \quad (34)$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = \frac{1}{\beta_\parallel} - \frac{f}{\rho'_\parallel} - \frac{a}{\rho'_\perp \beta_\parallel} \sin\theta \quad (35)$$

Здесь использованы безразмерные обозначения $\rho'_{\perp,\parallel} = \frac{p_{\perp,\parallel}}{mc}$, $a = \frac{eE}{mc\omega}$, $f = \frac{eH}{mc\omega}$, $\theta = -\omega t + \int_0^z \omega_H dt - \chi$, $\rho'_z = \sqrt{\gamma'^2 - 1 - \rho'^2_\perp}$, штрихи далее опускаем.

Исследуем сначала движение синхронного электрона, для которого $d\theta_s/dZ = 0$. Соответственно напряженность магнитного поля подбирается таким образом, чтобы на всей длине рабочего пространства выполнялось соотношение

$$1 - \frac{f}{\gamma_s} - \frac{a}{\rho_{1s}} \sin \theta_s = 0 \quad (36)$$

Из уравнений (33), (34) вытекает следующее уравнение, связывающее изменение поперечного импульса электрона, его энергии и напряженности магнитного поля:

$$\frac{d\rho_{1s}^2}{dZ} = \frac{d\gamma_s^2}{dZ} + \frac{\rho_{1s}^2}{f} \frac{df}{dZ} \quad (37)$$

Подставим сюда соотношение (36), в котором, считая амплитуду волны достаточно малой ($a \ll 1$), пренебрежем последним слагаемым, полагая тем самым $f \approx \gamma_s$. В результате приходим к интегралу

$$\frac{\rho_{1s}^2}{\gamma_s} - 2\gamma_s = \frac{\rho_{10}^2}{\gamma_0} - 2\gamma_0 \quad (38)$$

Согласно (38) процесс торможения синхронного электрона сопровождается уменьшением поперечного импульса. Торможение прекращается, когда поперечный импульс электрона обращается в нуль: $\gamma_s^{(k)} = \gamma_0 (1 - \beta_{10}^2/2)$. При этом относительные потери энергии синхронного электрона составят

$$\eta_{\text{lim}} = \frac{\gamma_0 - \gamma_s^{(k)}}{\gamma_0 - 1} = \frac{\beta_{10}^2}{2(1 - \gamma_0^{-1})}, \quad (39)$$

где $\beta_1 = v_1/c$. Таким образом, поскольку в гиротронах в энергию электромагнитного излучения преобразуется только энергия, связанная с поперечным вращением электронов, то для достижения высокого КПД в гиротронах как с однородным, так и неоднородным магнитным полем требуется достаточно большого начального запаса этой энергии, т.е. большой величины β_{10} .

Соотношение (38) позволяет записать уравнение для изменения энергии синхронного электрона в замкнутом виде:

$$\frac{d\gamma_s}{dZ} = - \frac{\rho_{1s}}{\rho_{1s}} \cos \theta_s, \quad (40)$$

где

$$\rho_{1s} = \sqrt{\gamma_s \gamma_0 (\beta_{10}^2 - 2) + 2\gamma_s^2},$$

$$\rho_{us} = \sqrt{\gamma_s \gamma_0 (2 - \beta_{10}^2) - 1 - \gamma_s^2}$$

При малой амплитуде волны энергию, продольный и поперечный импульсы захваченных электронов, фазы которых отличны от θ_s , можно считать совпадающими с соответствующими величинами для синхронного электрона. Для описания их движения можно получить уравнение, аналогичное (8)–(10), где под эффективной массой и коэффициентом связи следует понимать величины

$$M = \gamma_s \rho_{us} = \rho_{us}, \quad \alpha = \frac{\rho_{1s}}{\rho_{us}} \quad (41)$$

При этом фактор начального захвата частиц может быть найден из рис.3, а амплитуда синхротронных осцилляций электронов определяется инвариантом (18).

Если допустить, что благодаря вариации амплитуды электромагнитного поля по закону

$$\partial \rho_{1s} = \alpha_0 \rho_{10} = \text{const} \quad (42)$$

величина $M \alpha$ поддерживается постоянной, то выход электронов из режима захвата отсутствует. В результате КПД гиротрона определится соотношением

$$\eta = \frac{\rho_{10}^2}{2(1 - \beta_0^{-1})} K_0(\theta_s) \omega_s, \quad (43)$$

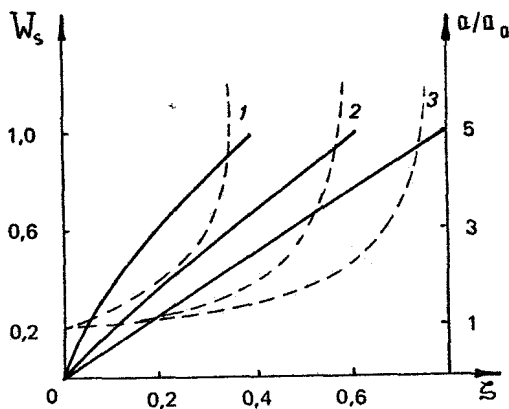
где $\omega_s = \left(1 - \frac{\gamma_s}{\beta_0}\right) \frac{2}{\rho_{10}^2}$ – нормированные потери энергии синхронного электрона, для которых с учетом (40), (42) получим уравнение

$$\frac{d\omega_s}{d\xi} = \left[(2 - \beta_{10}^2) \left(1 - \frac{\beta_{10}^2}{2} \omega_s\right) - \beta_0^{-2} - \left(1 - \frac{\beta_{10}^2}{2} \omega_s\right)^2 \right]^{1/2}, \quad (44)$$

где $\xi = \frac{2\alpha_0 \sin \theta_s}{\rho_{10} \gamma_0} Z$. Зависимости величин ω_s и α/α_0 от нормированной продольной координаты ξ приведены на рис.6.

4. ОПТИМИЗАЦИЯ УСЛОВИЙ ЗАХВАТА И ТОРМОЖЕНИЯ ЧАСТИЦ

Как следует из предыдущего рассмотрения, ограничение КПД электронных приборов, работающих в режиме синхронного адиабатического торможения, обусловлено двумя факторами:



Р и с. 6. Зависимость нормированных потерь энергии синхронного электрона (сплошные линии) и амплитуды ВЧ поля, обеспечивающей отсутствие выхода электронов из режима захвата (пунктир) от продольной координаты
 $1 - \beta_{10}^2 = 0,3$, $2 - \beta_{10}^2 = 0,6$, $3 - \beta_{10}^2 = 0,88$

1) неполным начальным захватом частиц, 2) выходом части электронов из режима захвата в процессе торможения. В данном разделе на примере релятивистских ЛБВ и убитронов будут проанализированы пути преодоления этих ограничений.

Как уже отмечалось, в системах с переменной фазовой скоростью синхронной волны избежать дезахвата электронов можно, если уменьшение эффективной массы осциллятора компенсировать соответствующим увеличением коэффициента связи, т.е. ростом глубины потенциальной ямы. В соответствии с адиабатическим инвариантом амплитуда осцилляций захваченных частиц остается неизменной, если коэффициент связи изменяется по закону*.

$$\alpha a = \frac{c}{\gamma_s^3}, \quad c = \text{const} \quad (45)$$

Тогда из уравнений (2), (24) в ультрарелятивистском пределе получаем следующую зависимость энергии синхронного электрона от продольной координаты:

$$\gamma_s = (\gamma_0^4 - 4c \cos \theta_s Z)^{1/4}, \quad (46)$$

* Отметим, что при таком росте коэффициента связи амплитуда осцилляций энергии частиц уменьшается $|\gamma - \gamma_s| \propto \gamma_s^{3/4}$.

где c — постоянная, определяемая из начальных условий. При выполнении соотношений (45), (46) КПД будет определяться только начальным фактором захвата, т.е. соотношением (13) и при $\theta_s \rightarrow \pi/2$ может быть сделан сколь угодно близким к 100%. Однако длина пространства взаимодействия при этом бесконечно нарастает $Z \sim \frac{1}{\cos \theta_s}$.

В связи с последней проблемой значительные возможности в оптимизации открывает варьирование фазы синхронного электрона. Очевидно, что захват электронов лучше всего осуществлять при $\theta_s \rightarrow \pi/2$, а далее адиабатически плавно смещать θ_s в область близкую к нулю, увеличивая тем самым темп торможения частиц. Если одновременно потребовать отсутствия дезахвата частиц (для этого необходимо, чтобы площадь, охватываемая сепаратрисой, оставалась неизменной), то при заданном законе $\theta_s(Z)$ из соотношения (18) и уравнений (2), (24) получим следующие зависимости энергии синхронного электрона и коэффициента связи от продольной координаты:

$$\alpha \Omega = \frac{I_0^2}{\gamma_s^3 Y(\psi_M(\theta_s))}, \quad (47)$$

$$\gamma_s = \left[\gamma_0 - \int_0^Z \frac{4I_0^2 \cos \theta_s(Z)}{Y^2(\psi_M)} dZ \right]^{1/4}, \quad (48)$$

где I_0 — начальное значение адиабатического инварианта. В этом случае при конечной длине пространства взаимодействия может быть получен КПД, приближающийся к 100%. Недостатком рассматриваемого метода является бесконечное возрастание коэффициента связи к концу пространства взаимодействия. Однако и при конечном перепаде коэффициента связи, например на 2 порядка, КПД может быть достаточно высок $\eta \approx 60-70\%$ (рис.7).

С практической точки зрения в ряде случаев более рациональным может оказаться не плавное адиабатическое изменение коэффициента связи, а резкое скачкообразное в момент, когда большинство электронов находится в определенной фазе синхронных колебаний. Для определения оптимального места скачка коэффициента связи предпочтем, что синхронные колебания слева и справа от скачка линейны:

$$\begin{aligned} \theta_- &= \Delta \theta_- \cos(\Omega_- Z), & Z < Z^*, \\ \theta_+ &= \Delta \theta_+ \cos[\Omega_+(Z-Z^*) + \varphi], & Z > Z^*, \end{aligned} \quad (49)$$

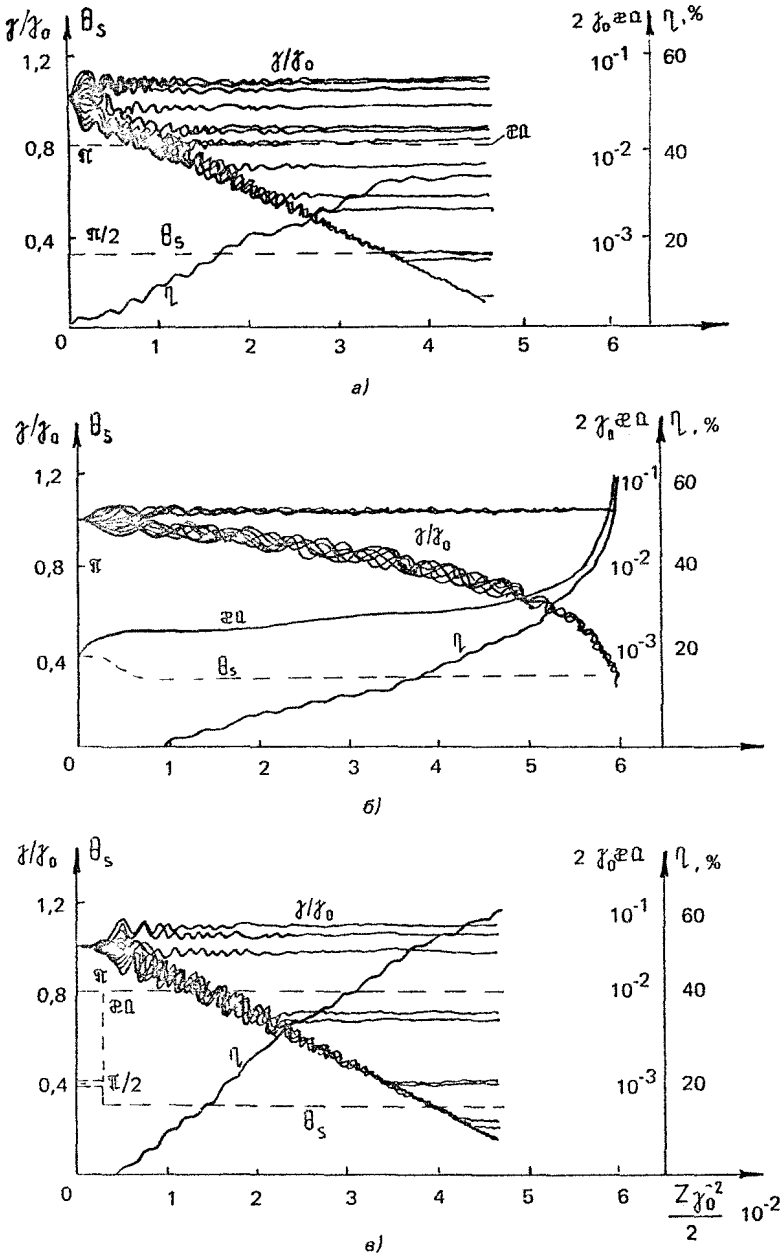


Рис 7 Торможение захваченных частиц волной с убывающей фазовой скоростью
 а - $\theta_s = \text{const}$, $\xi \eta = \text{const}$; б - глубина ямы адиабатически нарастает, обеспечивая удержание частиц в соответствии с выражением (17), в - глубина ямы увеличивается скачком

где $\Omega_{\pm} = \sqrt{\frac{\alpha \pm \alpha}{M}}$ - частоты синхротронных колебаний по обе стороны от скачка, Φ - фаза этих колебаний в точке скачка ($Z = Z^*$). Из условия непрерывности скорости и фазы (координаты) частиц в точке скачка

$$\theta_+ \Big|_{Z=Z^*} = \theta_- \Big|_{Z=Z^*}; \quad \dot{\theta}_+ \Big|_{Z=Z^*} = \dot{\theta}_- \Big|_{Z=Z^*} \quad (50)$$

приходим к следующей связи амплитуд синхротронных колебаний частиц до и после скачка (рис.8):

$$\frac{\Delta \theta_+}{\Delta \theta_-} = \sqrt{\left(\frac{\Omega_-}{\Omega_+}\right)^2 \sin^2 \Phi + \cos^2 \Phi} \quad (51)$$

Согласно (51) максимальное подавление синхротронных колебаний ($\Delta \theta_+ / \Delta \theta_- = \sqrt{\alpha_- / \alpha_+}$) достигается, если скачок коэффициента связи приходится на первую четверть периода этих колебаний, когда большинство электронов оказывается вблизи дна потенциальной ямы. Таким образом, скачкообразное увеличение коэффициента связи позволяет более эффективно демпфировать синхротронные колебания, чем адиабатически плавное увеличение, при котором согласно (17) $\psi / \psi_{II} = 4 \sqrt{\alpha / \alpha_0}$. Целесооб-

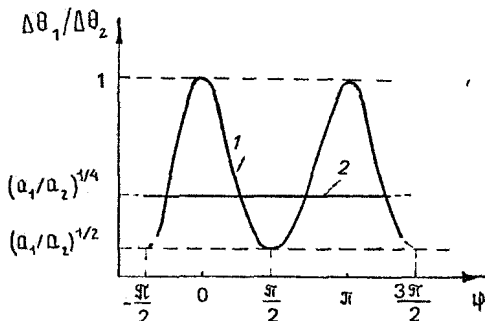


Рис. 8 Зависимость степени подавления амплитуды синхротронных колебаний частиц от фазы, на которую приходится "скачок" поля волны (кривая 1) и уровень подавления этих колебаний при адиабатическом нарастании поля (линия 2)

разность предварительного осаждения пучка к дну потенциальной ямы путем введения скачка коэффициента связи на начальном участке взаимодействия подтверждается численным моделированием исходной системы уравнений (2), (3). Так, для достижения КПД $\approx 60\%$ достаточен 10-кратный скачок коэффициента связи, в то время как для получения такого же КПД при адиабатическом нарастании коэффициента связи требуется изменение α на два порядка (см. рис.7)

5. МЕТОД ТОРМОЖЕНИЯ ПРОЛЕТНЫХ ЧАСТИЦ В ВОЛНЕ С РАСТУЩЕЙ ФАЗОВОЙ СКОРОСТЬЮ

Выше была рассмотрена работа СВЧ-приборов в режиме захвата электронного пучка волной. Осуществить достаточно полный начальный захват пучка возможно, если разброс энергии электронов мал в масштабе глубины потенциальной ямы (см. условие (14)). При разбросах, существенно превосходящих этот критерий, доля захваченных частиц становится мала и эффективность метода синхронного адиабатического торможения резко уменьшается. Для пучков со значительной дисперсией параметров, какими, например, являются ультрарелятивистские электронные пучки, представляет интерес предложенный в работе [8] метод торможения, при котором в начале прибора фазовая скорость волны выбирается существенно меньше поступательной скорости частиц, так что все частицы оказываются пролетными. Далее фазовая скорость волны начинает адиабатически плавно увеличиваться, в некотором сечении выполняются условия синхронизма, после чего фазовая скорость становится больше поступательной скорости частиц. Электроны при этом, не захватываясь волной, уменьшают свою энергию на величину порядка амплитуды потенциальной ямы (рис.9). Подробному анализу этого эффекта посвящен ряд работ [52, 53]. Приведем здесь вариант теории, изложенной в [53].

Допустим, что фазовая скорость волны медленно изменяется по линейному закону $\beta_{\varphi} = \beta_{\varphi 0} + sZ$ ($s \ll 1$) и относительные изменения энергии частиц $u\gamma = 1 - \gamma/\gamma_0$ малы: $|u\gamma| \ll 1$. Тогда система уравнений (2), (3) при $\gamma_0 \gg 1$ может быть преобразована к виду

$$\frac{dA}{d\xi} = A \cos \theta, \quad \frac{d\theta}{d\xi} = \Delta + u + \hat{s} \xi, \quad (52)$$

где $\xi = Z \gamma_0^{-2}$, $A = \alpha \gamma_0$, $\Delta = \gamma_0^2 \left(\frac{1}{\beta_{\parallel 0}} - \frac{1}{\beta_{\varphi 0}} \right)$, $\hat{s} = \frac{s \gamma_0^4}{\beta_{\varphi 0}^2}$

После перехода к новой энергетической переменной $u = \psi + \hat{s} \xi$ уравнения (52) сводятся к виду, в котором отсутствует явная зависимость от координаты:

$$\frac{du}{d\xi} = A \cos \theta + \hat{s}, \quad \frac{d\theta}{d\xi} = \Delta + u, \quad (53)$$

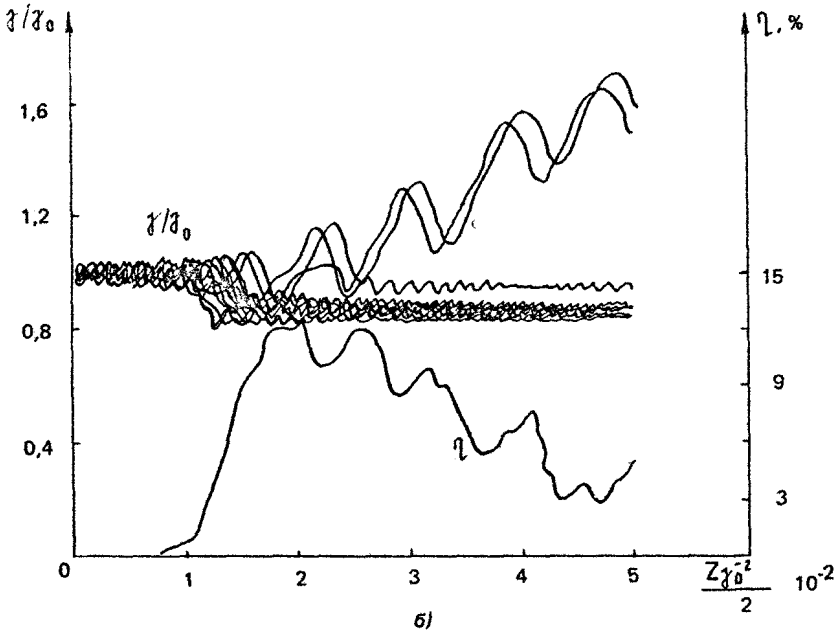
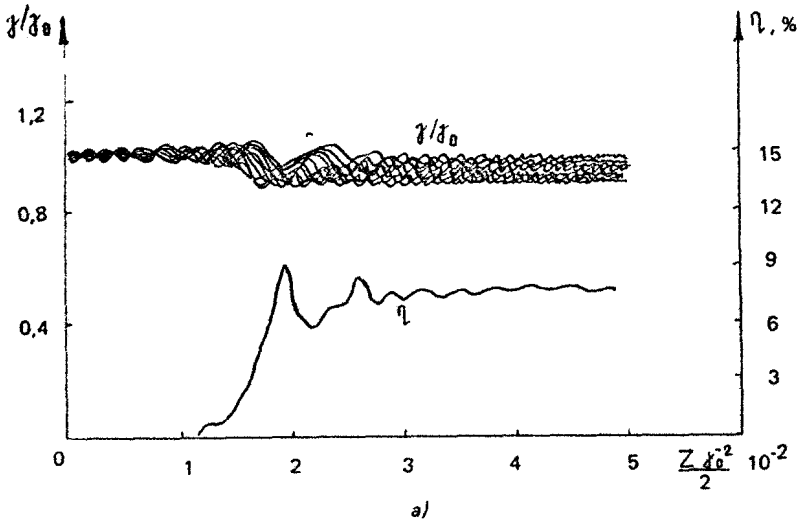


Рис. 9. Изменение энергии пролетных частиц при отражении их потенциалом волны с возрастающей фазовой скоростью *а* – в поле волны с малой амплитудой ($2\gamma_0 \alpha = 5 \cdot 10^{-3}$), *б* – в более сильном поле, где некоторые частицы оказываются захваченными ($2\gamma_0 \alpha = 10^{-2}$)

Очевидно, уравнения (53) непосредственно описывают генератор, в котором фазовая скорость волны постоянна, но зато приложено тормозящее ($s > 0$) электрическое поле (см. сноску на с. 39).

Уравнения (53) имеют интеграл

$$u = \Delta \pm \sqrt{\Delta^2 + 2(\Lambda \sin \theta + \xi \theta - c)}, \quad (54)$$

($c = \Lambda \sin \theta_0 + \xi \theta_0$), с помощью которого можно исследовать движение электрона на фазовой плоскости $\dot{\theta}, \theta$ (рис. 10). Зависимость $\dot{\theta}, \theta$ имеет две ветви: $\dot{\theta} > 0$ и $\dot{\theta} < 0$. Переход с одной ветви на другую осуществляется в точке θ^* , для которой $\dot{\theta}(\theta^*) = 0$, т.е. обращается в нуль подкоренное выражение в формуле (54). Точку θ^* можно рассматривать как точку отражения электрона от эффективного потенциального барьера.

Движение электрона происходит от начальной фазы θ_0 до точки

поворота θ^* по первой ветви, а затем в обратном направлении до некоторой конечной фазы θ_k по второй ветви. Примем для простоты, что $\theta_k = \theta_0$, тогда с учетом соотношения $\frac{d\omega}{d\xi} = \frac{d\omega}{d\theta} \frac{d\theta}{d\xi}$ для изменения энергии электрона получим

$$\omega = 2\sqrt{\Lambda} \hat{I},$$

$$\hat{I} = \int_{\theta_0}^{\theta^*} \frac{\cos \theta d\theta}{\left[\frac{\Delta^2}{\Lambda} + 2 \left(\sin \theta + \frac{s\theta}{\Lambda} - \frac{c}{\Lambda} \right) \right]^{1/2}} \quad (55)$$

Как и следовало ожидать, изменение энергии частиц оказывается пропорциональным $\sqrt{\Lambda}$, т.е. глубине ямы, вокруг которой происходит движение пролетной частицы, если ее отражение от потенциального барьера рассматривать на фазовой плоскости рис. 10. Далее из малости параметра ξ/Λ вытекает, что точка отражения θ^* всегда лежит вблизи значений фазы: $\theta^* = 2\pi m - \pi/2$, где m — целое число, значение интеграла \hat{I} не

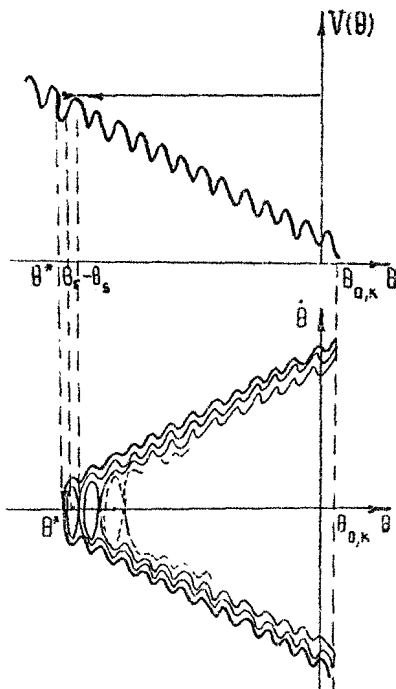


Рис. 10 Процесс отражения пролетных частиц от потенциала на фазовой плоскости $\dot{\theta}, \theta$

зависит от начальной расстройки Δ (при $|\Delta| \geq 1$), а также от значений начальной и конечной фаз. Численное интегрирование показало, что среднюю величину интеграла при малых значениях $\xi/A \ll 1$ (вплоть до $\xi/A \approx 0,3$) можно считать постоянной: $\hat{I} = 0,85$. При этом осцилляции величины \hat{I} не превышают $\pm 0,05$. Таким образом, изменение энергии всех частиц вне зависимости от начальной фазы одинаково, и КПД равен $\eta \approx \sqrt{A}$. Например, при $A = 10^{-2}$ КПД составляет 17%, а при $A = 10^{-1}$ — около 50%.

Прямое интегрирование исходных уравнений (2), (3) дает хорошее качественное и количественное совпадение с результатами приведенного выше анализа при малых глубинах потенциальной ямы $A \ll 10^{-1}$ (см. рис. 9, а). Однако уже при $A = 10^{-2}$ наблюдается эффект частичного захвата электронов полем волны, в результате чего КПД снижается до 13% (рис. 9, б), а при $A = 10^{-1}$ КПД оказывается ниже 30%.

Основное достоинство рассматриваемого механизма торможения электронов состоит в его слабой чувствительности к разбросу параметров электронного пучка. Действительно, для электронных фракций, отличающихся начальной расстройкой синхронизма Δ , процесс отражения происходит совершенно идентично; от величины Δ зависит лишь точка отражения в координатном пространстве.

6. САМОСОГЛАСОВАННАЯ ТЕОРИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ВОЛНОЙ В РЕЖИМЕ ЗАХВАТА

Характерной особенностью работы СВЧ-прибора в режиме захвата является необходимость выполнения точных фазовых соотношений между электронами и волной. Поэтому при разработке усилителей и генераторов с низкодобротными резонаторами встает проблема корректировки законов изменения параметров электродинамической системы с учетом влияния электронного пучка на продольную структуру волны и прежде всего перестройки фазовой скорости синхронной волны, обусловленной реактивностью электронного потока.

Для того, чтобы достичь в самосогласованном поле той же высокой эффективности энергообмена, которая имеет место в заданном поле, достаточно обеспечить возбуждение поля с той же структурой, которая предполагается известной в случае за-

данного поля. Соответствующий закон изменения параметров может быть найден следующими методами.

Рассмотрим для определенности устройство черенковского типа. Для этих устройств самосогласованная система уравнений, описывающая взаимодействие волны с электронами произвольной начальной энергии, может быть представлена в виде [53]

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{dZ} &= -\alpha a \cos \vartheta', \\ \frac{d\vartheta'}{dZ} &= \frac{1}{\beta_{||}} - \frac{1}{\beta_{\varphi}} - \frac{I_0 \alpha}{a} \mathcal{J}_R, \\ \frac{da}{dZ} &= I_0 \alpha \mathcal{J}_A, \end{aligned} \quad (56)$$

$$\gamma \Big|_{z=0} = \gamma_0, \quad \vartheta' \Big|_{z=0} = \vartheta'_0 \in [0, 2\pi), \quad a \Big|_{z=0} = a_0$$

Здесь $a = \frac{e|E_{\omega}|}{m c \omega}$ — амплитуда волны; I_0 — параметр тока, пропорциональный кубу параметра Пирса, $\vartheta' = \theta + u \eta_0 E_{\omega}$; $\mathcal{J}_R = \int_0^{2\pi} \cos \vartheta' d\vartheta'_0$ и $\mathcal{J}_A = \int_0^{2\pi} \sin \vartheta' d\vartheta'_0$ — активные и реактивные составляющие тока пучка, $\alpha(Z)$ — функция, описывающая зависимость коэффициента связи от продольной координаты и удовлетворяющая условию нормировки

$$\frac{1}{L} \int_0^L \alpha(Z) dZ = 1, \quad (57)$$

где L — длина пространства взаимодействия.

Потребуем, чтобы движение всех частиц в самосогласованной задаче (56) было идентично движению частиц в эталонной задаче с заданным полем:

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{dZ} &= -\Lambda^{\vartheta T} \cos \theta, \\ \frac{d\theta}{dZ} &= \frac{1}{\beta_{||}} - \frac{1}{\beta_{\varphi}^{\vartheta T}} \end{aligned} \quad (58)$$

Это будет иметь место, если выполнены соотношения

$$\beta_{\varphi}^{-1}(Z) = \left[\beta_{\varphi}^{\vartheta T}(Z) \right]^{-1} - \frac{I_0 \alpha}{a} \mathcal{J}_A^{\vartheta T}, \quad (59)$$

$$a(Z)x(Z) = A^{3T}(Z), \quad (60)$$

Соотношение (59) определяет закон изменения фазовой скорости в самосогласованной задаче, скорректированный с учетом реактивности, вносимой электронным пучком, причем реактивная компонента тока J_A^{3T} вычисляется из решения уравнений несамосогласованной задачи (58).

Для определения зависимости коэффициента связи от продольной координаты наряду с соотношением (60) необходимо еще учесть вытекающий из (56) закон сохранения энергии в системе пучок-волна:

$$4\pi I_0 \eta(Z) = a^2(Z) - a_0^2 \quad (61)$$

где

$$\eta(Z) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\gamma_0 - \gamma(Z, \theta_0)}{\gamma_0 - 1} d\theta_0$$

— текущий КПД, известный из решения уравнений (58). Соответственно соотношение (60) можно переписать в виде

$$x(Z) = \frac{A^{3T}(Z)}{\sqrt{a_0^2 + 4\pi I_0 \eta(Z)}} \quad (62)$$

Тогда из условия нормировки (57) получаем выражение, определяющее начальную амплитуду волны a_0 , задание которой обеспечивает идентичность решений уравнений (56) и (58):

$$\frac{1}{L} \int_0^L \frac{A^{3T}(Z) dZ}{\sqrt{a_0^2 + 4\pi I_0 \eta(Z)}} = 1 \quad (63)$$

Решение этого уравнения может быть найдено при любом значении параметра тока I_0 . Действительно, поскольку согласно (58) в начале пространства взаимодействия не только КПД, но и его производная стремятся к нулю ($\eta|_{Z \rightarrow 0} \rightarrow 0$,

$d\eta/dZ|_{Z \rightarrow 0} \rightarrow 0$), то, уменьшая начальную амплитуду волны ($a_0 \rightarrow 0$), интеграл можно сделать сколь угодно большим. Напротив, при увеличении выходной амплитуды $a_0 \rightarrow \infty$ интеграл может быть сделан сколь угодно малым. Следовательно, всегда можно найти промежуточное значение a_0 , при котором соотношение (63) будет удовлетворено.

Найденное решение для a_0 по цепочке уравнений (62), (60), (59) позволяет восстановить те "холодные" распределе-

ния $\beta_\varphi(Z)$ и $\alpha(Z)$, которые обеспечат идентичность движения частиц в самосогласованном поле с решением эталонной задачи в заданном поле (58).

Численные эксперименты, проведенные в работе [18], подтвердили реализуемость описанного выше алгоритма синтеза систем с самосогласованным полем. Для примера на рис.11 приведен расчет варианта, в котором в эталонной задаче (58) распределение поля подобрано так, чтобы в соответствии с результатами разд.4 отсутствовал дезахват частиц. Тогда с помощью рассмотренной методики удастся подобрать распределения "холодной" фазовой скорости и коэффициента связи, обеспечивающие отсутствие дезахвата и в самосогласованной задаче.

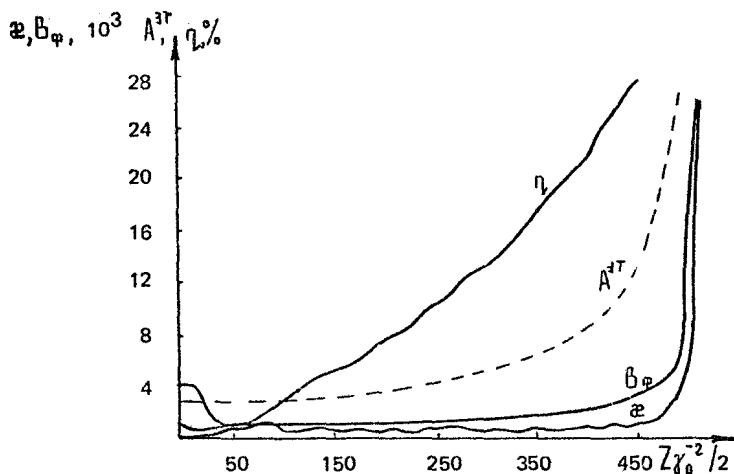


Рис. 11. Зависимости коэффициента связи α и параметра расстройки $\beta_\varphi = 2 \delta_0^2 (1/\beta_\varphi - 1)$ от продольной координаты, обеспечивающие то же распределение поля A и КПД η в самосогласованной задаче, что и в задаче с заданным полем

Одна из особенностей полученных решений состоит в "волнистости" функций $\alpha(Z)$ и $\beta_\varphi(Z)$. В силу адиабатичности рассматриваемых процессов "волнистость" эта не очень велика и с точки зрения физики взаимодействия связана с колебаниями по фазе "центра тяжести" электронного пучка. Теперь, после детального рассмотрения процессов синхротронных колебаний захвата и дезахвата частиц, можно дать четкий физический критерий возможности (или невозможности) сглаживания этих колебаний при реализации прибора. Очевидно, что замена расчетной функции более гладкой допустима, если это не приводит к замет-

ному дополнительному выходу частиц из области захвата.

Другая особенность состоит в том, что при больших токах, когда "центр тяжести" мощного электронного сгустка на начальном участке смещается в ускоряющую фазу волны, возможно заметное уменьшение величины поля в лампе. Это делает решение неточным по отношению к начальным данным — небольшие ошибки в выборе a_0 или I_0 могут привести к полному погашению поля пучком. Для того чтобы избежать этого, следует либо более точно воспроизводить расчетные кривые для α и β_{φ} , либо задать начальную амплитуду a_0 с некоторым запасом, но оптимальность взаимодействия в последнем случае уже, естественно, не гарантируется.

7. РЕЖИМ СТАЦИОНАРНОГО ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ В УСКОРЯЮЩЕМ ПОЛЕ В ЭНЕРГИЮ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Как уже отмечалось выше, обеспечить усиление электромагнитного излучения захваченными электронными сгустками можно не только путем адиабатического плавного уменьшения фазовой скорости синхронной волны, но и наложением ускоряющего электрического поля E_0 . В релятивистской электронике для этой цели можно использовать вихревое электрическое поле, помещая электронно-оптическую и электродинамическую системы СВЧ-устройства внутри линейного индукционного ускорителя [14,15]. На этой идее основано предложение A Sessler о создании двухпучкового устройства, в котором первый сильноточный пучок, подускоряемый таким полем, усиливает электромагнитное излучение; часть полученной мощности отводится в параллельный волновод и используется для ускорения до сверхвысоких энергий второго слаботочного пучка или одиночного электронного сгустка [14]. Длина подобного устройства может быть очень велика и ограничивается лишь расхождением пучков в пространстве, что связано с небольшим различием поступательных скоростей образующих их частиц. Не касаясь здесь вопросов ускорения второго пучка, рассмотрим в этой связи возможность реализации стационарного в пространстве режима преобразования потенциальной энергии частиц в электрическом поле в энергию электромагнитных колебаний.

Для приборов черенковского типа самосогласованная система уравнений, описывающая указанный выше процесс, может

быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\gamma}{dZ} &= \alpha a \cos \vartheta' + \hat{E}_0, \\ \frac{d\vartheta'}{dZ} &= \frac{1}{\beta_{||}} - \frac{1}{\beta_{\perp}} - \frac{I_0 \alpha}{a} \mathcal{J}_R, \\ \frac{da}{dZ} &= \alpha I_0 \mathcal{J}_A - \Gamma a \end{aligned} \quad (64)$$

Здесь $\hat{E}_0 = \frac{e E_0}{m c \omega}$ — ускоряющее электрическое поле; Γ — коэффициент затухания, характеризующий распределенные потери энергии волны, идущие на ускорение второго пучка. Остальные обозначения, включая граничные условия, совпадают с использованными при записи системы (56).

Найдем аналитически стационарное решение системы уравнений (64) в рамках следующей модели. Предположим, что существует синхронный электрон, энергия которого равна начальному значению $\gamma_s = \gamma_0$, а фаза определяется соотношением (22). Допустим также, что вследствие неизохронности синхротронных колебаний (зависимости периода синхротронных колебаний от амплитуды) произошло полное перемещение захваченных частиц внутри фазового объема (площади) ограниченного сепаратрисой (динамику процесса перемешивания иллюстрирует рис.12). В этом случае активная и реактивные компоненты тока $\mathcal{J}_{A,R}$ оказываются не зависящими от продольной координаты. Тогда, полагая в уравнениях (64) $d/dZ = 0$, получим, что в стационарном состоянии должны быть выполнены условия

$$\alpha a \cos \vartheta'_s = \hat{E}_0, \quad (65)$$

$$\frac{1}{\beta_{||0}} - \frac{1}{\beta_{\perp}} = \frac{I_0 \alpha}{a} \mathcal{J}_R, \quad (66)$$

$$\Gamma a = \alpha I_0 \mathcal{J}_A \quad (67)$$

Из условий (65), (67) следует очевидное соотношение

$$\Gamma a^2 = I_0 \hat{E}_0 \frac{\mathcal{J}_A}{\cos \vartheta'_s}, \quad (68)$$

согласно которому ВЧ-мощность, идущая в нагрузку (на ускорение второго пучка, например), пропорциональна произведению

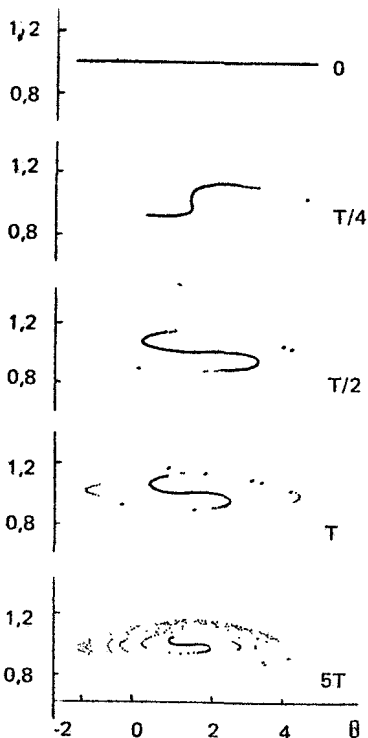


Рис. 12 Распределение электронов на фазовой плоскости $x/\lambda_0, \theta$ в процессе их перемещения внутри потенциальной ямы (бакета)

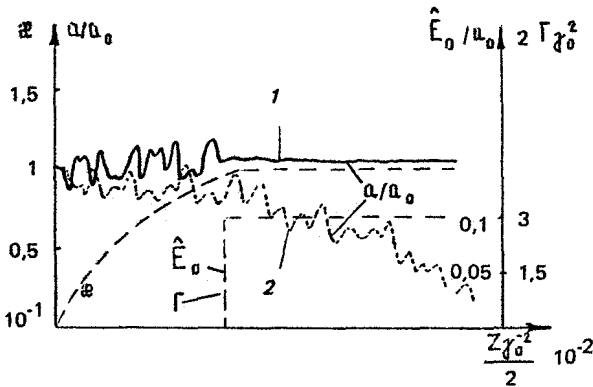
тока пучка на напряженность тянущего электростатического поля. Для исследования устойчивости состояния равновесия (65)–(67) в малом линеаризованном уравнении (64) вблизи указанного состояния равновесия. В результате приходим к характеристическому уравнению для декремента λ :

$$\lambda^3 + 2\lambda^2 \frac{I_0}{\Omega} J_R + \lambda \left(\frac{I_0^2}{\Omega^2} + 2\Omega J_A \right) + 4 I_0 J_A J_R = 0 \quad (69)$$

В соответствии с критерием Рауса–Гурвица при $0 < \theta_s < \pi/2$ все корни уравнения действительные, отрицательные и состояние равновесия (65)–(67) представляет собой устойчивый фокус. Исследование устойчивости состояния равновесия в большом, т.е. в условиях, приближенных к реальному эксперименту, требует численного моделирования уравнений (64).

Для наиболее полного захвата частиц целесообразна специальная секция с адиабатически нарастающим от катода коэффициентом связи волны и пучка. Тянущее электрическое поле следует включать уже после того, как в соответствии с адиабатическим инвариантом (17) произойдет уменьшение амплитуды синхротронных осцилляций. При этом перекося потенциальной ямы вызовет потерю из режима захвата минимального числа частиц. Например, десятикратный перепад коэффициента связи позволяет удержать в режиме захвата 97% электронов при фазе синхронного электрона $\theta_s = \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{32}$.

На рис.13 представлена зависимость амплитуды поля от продольной координаты, соответствующая выходу системы на режим стационарного энергообмена (68). Потери в нагрузку



Р и с. 13. Выход прибора с подускоряющим электрическим полем на режим стационарного энергообмена (кривая 1). При нескомпенсированном воздействии на поле волны пролетных частиц активизируется процесс дезахвата и амплитуда волны убывает (кривая 2)

включались одновременно с включением тянущего электрического поля, т.е. при $Z > (3 \div 5) \Gamma$, где Γ – период фазовых колебаний. Для компенсации реактивности, вносимой электронным пучком, с помощью метода, изложенного в разд. 6, подбиралась соответствующая зависимость $\beta_{\varphi}(Z)$, так что "горячая" фазовая скорость синхронной волны оставалась постоянной.

Как показали расчеты, установление стационарного режима усиления оказывается весьма критичным к наличию первоначально незахваченных электронов. Если число таких электронов превышает 5% (в отсутствии секции с адиабатически растущим коэффициентом связи это имеет место уже при $\theta_s = \frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{32}$), то вносимая ими перестройка волны оказывается настолько велика, что вызывает дальнейший дезахват электронов, уменьшение активной составляющей ВЧ-тока и, как следствие, затухание волны (кривая 2 на рис. 13).

Обратим внимание, что если в приборах с переменной фазовой скоростью волны для осаждения электронов более эффективен скачок коэффициента связи, то для приборов с тянущим электрическим полем лучшие результаты дает использование плавного нарастания коэффициента связи. Это объясняется тем, что при переменной фазовой скорости имеет место эффект дезахвата и, для того чтобы электроны оставались в режиме захвата как можно дольше, все электроны необходимо как мож-

но ближе собрать к дну потенциальной ямы. В случае же постоянной фазовой скорости волны эффект дезахвата отсутствует и перед включением тянущего поля необходимо несколько осадить лишь электроны, находящиеся вблизи сепаратрисы и обладающие большими амплитудами синхротронных колебаний. Вследствие сильной неизохронности колебаний таких частиц использование скачка коэффициента связи для их осаждения малоэффективно (см. рис. 8).

8 УМНОЖЕНИЕ ЧАСТОТЫ В ПРИБОРЕ С ЗАХВАЧЕННЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ СГУСТКАМИ

Для освоения труднодоступных коротковолновых диапазонов длин волн (например, инфракрасного, ультрафиолетового или даже рентгеновского) в релятивистской электронике представляется привлекательным использование эффектов умножения частоты, когда благодаря нелинейности электронного пучка в ВЧ-токе рождаются высокие гармоники с частотами, кратными частоте модулирующего сигнала [13, 54]. Для приборов с периодическими структурами (ЛВВ, убитрон) эти гармоники тока могут быть затем высвечены в структурах с периодом также кратным периоду структуры, в которой осуществлялась модуляция*. Захват частиц НЧ-волной открывает здесь дополнительные возможности.

Действительно, как известно [49, 57], сгустки, захваченные НЧ-волной с растущей фазовой скоростью, могут быть ею ускорены (например, в $n^{4/3}$ раз) и соответственно (в n раз) сжаты (см. (17)), т.е. ток будет обогащен высокими (до n -й) гармониками. В ряде случаев оказывается целесообразным, чтобы НЧ-волна продолжала сопровождать электронные сгустки и в области высвечивания ВЧ-волны [19], поскольку при этом компактный сгусток существует сколь угодно долго, что снимает проблемы возбуждения даже очень слабо связанных с пучком структур.

* Для этих целей возможно и использование структур с одинаковым периодом. При этом связь с высшими гармониками тока будет осуществляться либо за счет несинусоидальности структуры, либо за счет наличия высших пространственных гармоник волны (в приборах черенковского типа) и эффектов недипольности колебаний частиц (в приборах убитронного типа) [55]. Заметим, что в МЦР умножение частот обусловлено только эффектами недипольности [56].

Для описания процесса умножения следует рассмотреть систему

$$\frac{d\gamma}{dZ} = -\operatorname{Re}\left\{ \alpha_1 a_1 \exp(i\theta) + \alpha_2 a_2 \exp[i(n\theta + \delta)] \right\},$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = \frac{1}{\beta_n} - \frac{1}{\beta_\varphi},$$

$$\frac{da_1}{dZ} = I_0 \alpha_1 \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta_0,$$

$$\frac{da_2}{dZ} = I_0 \alpha_2 \int_0^{2\pi} \exp[-i(n\theta + \delta)] d\theta_0,$$

включающую в себя уравнения движения частиц в поле двух синхронных, но разночастотных волн и уравнений возбуждения (или загужания) этих волн, нагруженных на общий пучок. Смысл большинства входящих в эти выражения величин тот же, что и в предыдущих разделах, но $a_{1,2}$ — здесь комплексные величины; индекс 1 относится к низкочастотной волне, 2 — к высокочастотной; параметр δ описывает сдвиг фаз между волнами с кратными частотами, задаваемый видом электродинамической системы (или двоякоперисидической системы магнитов в упрощенном виде). Начальные условия для этих уравнений берутся из расчетов по ускорению пучка в поле одной лишь НЧ-волны, а поле ВЧ-волны предполагается вначале отсутствующим ($a_2 a_2 = 0$).

Задавая определенный вид функций $\beta_\varphi(Z)$, $\delta(Z)$, характеризующих распределение фазовых скоростей волн в "холодных" системах, можно управлять процессом возбуждения ВЧ-волны. Так, постепенно тормозя пучок, можно добиться возбуждения ВЧ-волны, передав ей энергию пучка (рис.14,а). Когда же ВЧ-волна уже сама становится способна удерживать сгустки, то далее "отключив" НЧ-волну, процесс торможения пучка можно вести уже "обычным" способом, как описано в разд.3. Однако иногда более целесообразно продолжать слегка доускорять пучок НЧ-волной, а тормозить его возбуждаемой ВЧ-волной. В этом случае ВЧ-волна черпает энергию на свое возбуждение как бы из двух источников — пучка и низкочастотной волны (рис.14,б). Таким образом становится возможным создание мощных умножителей частоты, использующих относительно слабый электронный пучок, который играет лишь роль "передаточного механизма" в процессе перетекания энергии от НЧ-волны к ВЧ-волне.

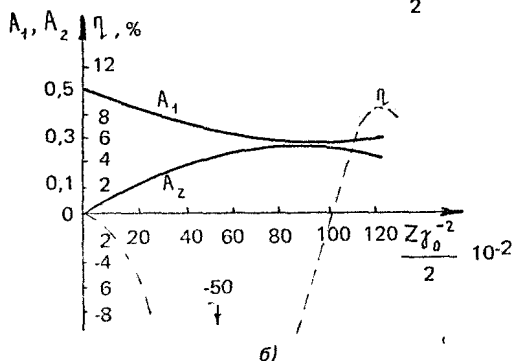
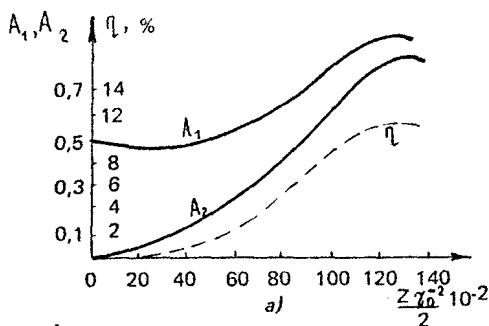


Рис. 14 Возбуждение ВЧ-волны *a* — электронными сгустками, захваченными НЧ-волной (энергия черпается из электронного пучка — $\beta_{\Phi 1} = \text{const}$), *б* — при условии подускорения пучка НЧ-волны и пучка) (энергия черпается из НЧ-волны и пучка) $A_1 = 2\gamma_0 \alpha_1$ — амплитуда НЧ-волны, $A_2 = 2\gamma_0 \alpha_2$ — амплитуда ВЧ-волны. Ток пучка в случае *б* в 10 раз меньше, чем в *a*

Подчеркнем здесь наличие определенных аналогий между рассмотренным множителем и прибором с тянущим электрическим полем. Если НЧ-волна достаточно мощная или подпитывается внешними источниками, то в обоих случаях имеется как бы "неисчерпаемый" источник энергии для питания ВЧ-волны. Роль электронного пучка в обоих случаях сводится к перекачке энергии из электромагнитного поля одного вида в поле другого вида. С этих позиций приборы с тянущим электрическим полем могут рассматриваться как множители с "бесконечной" кратностью.

Отметим также, что у каждой из рассматриваемых систем имеются как свои преимущества, так и недостатки. Например, вопрос о начальном возбуждении системы, достаточно остро стоящий для прибора с электрическим ускоряющим полем, не возникает в множителе. Для множителя легче, по-видимому, подобрать и вид электродинамической системы, обеспечивающей одновременно и транспортировку обеих волн и подпитку (если это необходимо) НЧ-волны внешними источниками. В то же время, если соответствующая проблема совмещения ВЧ-волны и электростатического поля в одной электродинамической системе будет успешно решена, то предельная погонная мощность,

которую можно будет генерировать в приборе, расположенном внутри линейного индукционного ускорителя, вероятно значительно превзойдет ту, которая будет достижима в умножителе.

* * *

Общность физических процессов, протекающих в рассмотренных выше устройствах, и возможность весьма подробного описания их на основе единой физической модели показывают, что устройства СВЧ, работающие в режиме захвата частиц синхронной волной, образуют самостоятельный класс приборов, в значительной степени сочетающий в себе достоинства приборов О- и М-типов. По-видимому, этим приборам можно присвоить специальный индекс, например, Т (от английского Trap - захват).

Уже первые эксперименты [7,11,12,58] позволяют надеяться, что широкая реализация подобных устройств может существенно расширить энергетические и диапазонные возможности как традиционной, так и релятивистской высокочастотной электроники.

Л и т е р а т у р а

- 1 Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике // Сов радио, 1973
- 2 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
- 3 Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. Приборы типа "0", основанные на индуцированных черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов //Релятивистская высокочастотная электроника Горький, 1979 С 76
- 4 Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. Циклотронные и синхротронные лазеры //Релятивистская высокочастотная электроника Горький, 1979 С 157
- 5 Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И., Сморгонский А.В. Убитроны и скаттроны //Релятивистская высокочастотная электроника Горький, 1979 С 217
- 6 Юлатов В.К. Укороченные уравнения автоколебаний гиротрона //Гиротрон /ИПФ АН СССР Горький, 1981 С 26
- 7 Edighoffer J.A., Neil G.R., Hess C.E. *e a* Variable - Wiggler Free - Electron - Laser oscillation //Phys Rev Zett 1984 V 52 N5 P 344
- 8 Kroll N.M., Morton Ph L., Rosenbluth M.N. Variable Parameter Free - Electron Laser //Physics of Quantum Electronics V 7 /Ed St Jacobs e a Addison - Wesley Publ Comp 1980 P 89
- 9 Kroll N.M., Morton Ph L., Rosenbluth M.N. Enhanced Energy Extraction in Free - Electron Lasers by means of adiabatic decrease of resonant Energy //Physics of Quantum Electronics Addison - Wesley Publ Comp 1980 P 113
- 10 Sprangle P., Tang C.-M., Manheimer W.M. Nonlinear theory of free - electron laser and efficiency enhancement //Phys Rev A 1980 V 21 N 1 P.302.

- 11 *Orzechowski T J, Anderson B R, Clark J C e a* High - Efficency Extraction of Microwave Radiation from a Tapered - Wiggler Free - Electron Laser //Phys Rev Lett 1986 V 57 N17 P 2172
- 12 *Grossman W.M., Slater J.M., Quimby D C. e a* Demonstration of large Electron - Beam Energy Extraction by a tapered - Wiggler Free - Electron Laser //Appl Phys. Lett 1983 V 43 N3
- 13 *Yu L H* Optical Klystron Harmonic Generator with Electron Microbunches Induced and Frozen by Laser as an Intense Coherent soft X-ray Source //Phys Rev Lett 1984 V 53 N3 P 254
- 14 *Sessler A M* The Free - Electron Laser as a power source for a high - gradient accelerating Structure //Laser Acceleration of Particles AIP Conf Proc 91 1982 P 154
- 15 *Hopkins D B., Kuening R W* The two-beam accelerator structure studies and 35 GHz experiments //IEEE Trans NS, 1985 V NS-32 N5 P 3476
- 16 *Гинзбург Н.С.* Нелинейная теория вынужденного опдуляторного излучения и вынужденного рассеяния волн на магнитоуправляемых релятивистских электронных пучках в поперечно-ограниченных электродинамических системах //Релятивистская высокочастотная электроника Вып 3 /ИФФ АН СССР Горький, 1983 С 26
- 17 *Гинзбург Н.С., Крушин С.Ю.* Приближенная аналитическая теория ЛСЭ с адiabатическим торможением захваченных волной электронных ступков //ЖТФ 1986 Т 56 №7 С.1269
- 18 *Сергеев А С, Сморгонский А В* Оптимизация условий взаимодействия в ЛСЭ с переменными параметрами //ЖТФ 1987 Т 57 №5 С 906
- 19 *Сергеев А С, Сморгонский А В* К теории лазеров на свободных электронах с переменными параметрами //Изв вузов Радиофизика 1987 Т 30 №9, С 1130
- 20 *Кутегин И С, Милославский П Ю, Новожилова Ю В и др.* Релятивистская высокочастотная электроника //Зарубежная электроника 1986 №12 С 3
- 21 *Беляевский Е.Д.* О режиме работы приборов 0-типа с захватом электронных ступков полем электромагнитной волны //Радиотехника и электроника 1971 Т 16 №1 С 208
- 22 *Беляевский Е.Д.* Автофазная ЛБВ //Электронная техника Сер 1, Электроника СВЧ 1973 Вып 4 С 30
- 23 *Беляевский Е.Д.* Усилитель СВЧ-сигналов 0-типа А с № 340347 //Б И 1981 №12 С 288
- 24 *Беляевский Е.Д.* Оптимизация преобразования энергии в режиме захвата электронных ступков полем электромагнитной волны в продольном статическом электрическом поле //Изв вузов Радиофизика 1984 Т 27 №1 С 123
- 25 *Кураев А А, Соловей М.П.* Оптимизация ЛБВО с нерегулярной замедляющей структурой //Радиотехника и электроника 1982 Т 27 №6 С 1234
- 26 *Поляк В Е, Филатов В А* Особенности группировки и энергообмена с бегущей волной при оптимальном взаимодействии 0-типа //Раднотехника и электроника 1986 Т 31 №11 С 2233
- 27 *Пирс Д.* Лампа с бегущей волной М Сов радио, 1952.
- 28 *Филлимонов Г.Ф.* Изохронная лампа бегущей волны //Радиотехника и электроника. 1958 Т 2 №1 С 85
- 29 *Филлимонов Г.Ф.* Влияние изохронности на нелинейные режимы ЛБВ //Вопросы радиоэлектроники Сер Электроника 1963 №11 С 13
- 30 *Meeker J., Rowe J.E* Phase focusing in linear - beam devices //IRE Trans E D 1962 V 9 N3 P 257
- 31 *Манькин И.А., Кац А.М.* Теоретическое исследование ЛБВ при немалых значениях параметра усиления //Вопросы радиоэлектроники Сер 1, Электроника СВЧ 1963 Вып 7 С 3
- 32 *Филлимонов Г.Ф.* Возбуждение замедляющей линии периодической последовательностью идеально сфокусированных электронных ступков //Радиотехника и электроника 1961 Т 6 №9 С 1508
33. *Haddad G I., Rowe J.E.* General velocity for phase shift and focused forward - wave amplifiers //IEEE Trans E D 1963 V 10 N3 P 212

- 34 *Bates D J., Scott A W* The effect of circuit tapering on efficiency band – width characteristics of dispersive travelling – wave tubes //IEEE Trans ED 1963 V 10 N2 P 89
- 35 *Yo Con W.H.* Highpower travelling – wave tubes their characteristics and some applications //Microwave Journ.1965 V 8 N7 P 73
- 36 *Галактионов С.В., Филлимонов Г.Ф.* О возможности применения изохронности для расширения полосы усиления ЛБВ //Электронная техника Сер 1, Электроника СВЧ 1968 Вып.5 С 82
- 37 *Баширов Р.А.* Нелинейные искажения фазы и фазовые соотношения в изохронных ЛБВ //Электронная техника Сер 1, Электроника СВЧ 1974 Вып 1 С 33
- 38 *Перекупко В.А.* Выбор режима работы изохронных ЛБВ //Электронная техника Сер 1, Электроника СВЧ 1970 Вып.6 С 95
- 39 *Цейтлин М.Б., Кац А.М.* Лампа с бегущей волной М Сов радио 1964 С 175
- 40 *Кац А.М., Манькин И.А.* О различных способах введения изохронности в ЛБВ //Вопросы радиоэлектроники Сер Электроника 1964 Вып 1 С 45
- 41 *Солнцев В.А.* Анализ изофазных ламп с бегущей волной //Электронная техника. Сер.1, Электроника СВЧ 1971 Вып 11 С 87
- 42 *Поляк В.Е., Филатов В.А.* Поиск начального приближения при оптимизации неоднородных ЛБВО //Электронная техника Сер 1, Электроника СВЧ 1986 Вып 9 С 66
- 43 *Поляк В.Е., Филатов В.А.* Особенности группировки и энергообмена с бегущей волной при оптимальном взаимодействии 0-типа //Радиотехника и электроника 1986 Т 31 №11 С 2233
- 44 *Манькин И.А., Поляк В.Е.* Оптимизация ЛБВ с линейно меняющимся шагом спирали //Электронная техника Сер 1, Электроника СВЧ 1978 Вып.11 С 27
- 45 *Перекупко В.А.* Коэффициент полезного действия изохронных ЛБВ при различных законах переменного замедления //Электронная техника Сер 1, Электроника СВЧ 1973 Вып.4 С.117
- 46 *Кащин Ю.А., Клепнев И.Е., Панин А.В.* Двойной скачок фазовой скорости для узкополосной ЛБВО //Электронная техника Сер 1, Электроника СВЧ 1982 Вып 2 С 15
- 47 *Кураев А.А., Слепня Г.Я.* К задаче оптимизации ЛБВО //Радиотехника и электроника 1975 Т 20 №5 С 1019
- 48 *Коломенский А.А.* Физические основы методов ускорения заряженных частиц М Изв-во МГУ, 1980 С 94
- 49 *Капчинский И.М.* Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях М Атомиздат, 1966.
- 50 *Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С.* К теории релятивистского гиротрона //Письма в ЖТФ 1977 Т 3 №18 С 961
- 51 *Гинзбург Н.С.* К теории релятивистских МЦР, работающих в режиме синхронного адиабатического торможения //Изв вузов Радиофизика 1987 Т 30 №10 С 1181
- 52 *Базылев В.А., Головизнин В.В.* О возможности реализации лазера на свободных электронах на эффекте вынужденного черенковского излучения //Физика плазмы 1986 Т 12 №2 С 178
- 53 *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С., Сморгонский А.В.* Методы оптимизации лазеров и мазеров на свободных электронах //Лекции по электронике СВЧ и радиофизике 7-я зимняя школа-семинар инженеров Саратов, 1987 Кн 2 С 74
- 54 *Александров А.Ф., Власов А.Н., Галузо С.Ю. и др.* Релятивистские доплеровские СВЧ-умножители частоты //Релятивистская высокочастотная электроника. Вып 3 /ИПФ АН СССР Горький, 1983 С 96
- 55 *Гинзбург Н.С.* Перестройка частоты излучения и генерация высших гармоник в лазере на свободных электронах с интенсивным полем накачки //ЖТФ 1981 Т 51 №4 С 764
- 56 *Гинзбург Н.С., Сергеев А.С.* Умножение частоты в релятивистских МЦР //ЖТФ 1986 Т 56 №7 С 1433
- 57 *Жилейко Г.Н.* Высоковольтные электронные пучки М Энергия, 1968
- 58 *Warren R W, Newman B E, Winston J Y e a* Results of the Los Alamos Free – Electron Laser Experiment //IEEE J of QE 1983 V 19 N3 P 391

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В МНОГОВОЛНОВЫХ ЧЕРЕНКОВСКИХ ГЕНЕРАТОРАХ

*С.П.Бугаев, В.И.Капавец, А.И.Климов, А.Д.Копенкин,
В.И.Кошелев, В.А.Попов, А.И.Слепков, А.Ф.Федоров,
В.А.Черепенин*

Одним из путей увеличения мощности и энергии релятивистских усилителей и генераторов является увеличение поперечных размеров пространства взаимодействия [1]. Однако спектр мод электродинамических структур таких устройств сгущается, и необходимо предпринимать специальные меры для одночастотной генерации электромагнитных колебаний. Обычно стараются обеспечить взаимодействие электронного потока с предвзвешенно отселектированной модой "холодной" структуры, т.е. собственным колебанием без пучка [2]. Примером могут служить брегговские резонаторы, успешно используемые в различных релятивистских приборах [3]. В дополнение к электродинамической селекции применяют электронную селекцию, сводящуюся по существу к выбору оптимальной связи между пучком и рабочей модой.

При увеличении мощности релятивистского устройства добротность рабочей моды необходимо снижать, и ее селекция становится чрезвычайно сложной задачей. Одним из возможных способов преодоления этих трудностей является отказ от использования для взаимодействия с пучком какой-либо "холодной" моды электродинамической структуры и применения многоволновых свойств когерентного излучения релятивистских электронных потоков. В многоволновых устройствах структура излучаемых электромагнитных полей определяется взаимодействием пучка сразу с несколькими собственными волнами "холодной" электродинамической системы и тесно связана с конфигурацией пучка и процессами группировки электронов в пространстве

взаимодействия [4]. В частности, в них могут проявляться характерные свойства излучения релятивистских электронов — локализация электромагнитного поля вблизи пучка, узкая диаграмма направленности и т.д. [5–7]. Отметим, что рассмотренный в работах [8,9] эффект “канализации”, а также образование “горячей” моды являются примерами многоволновых свойств когерентного излучения электронных пучков. В настоящей работе приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований одного из наиболее изученных многоволновых устройств — многоволнового черенковского генератора (МВЧГ) [10,11]. Он представляет собой устройство с двухсекционной электродинамической структурой и трубчатым электронным пучком (рис.1). Форма поверхности каждой секции

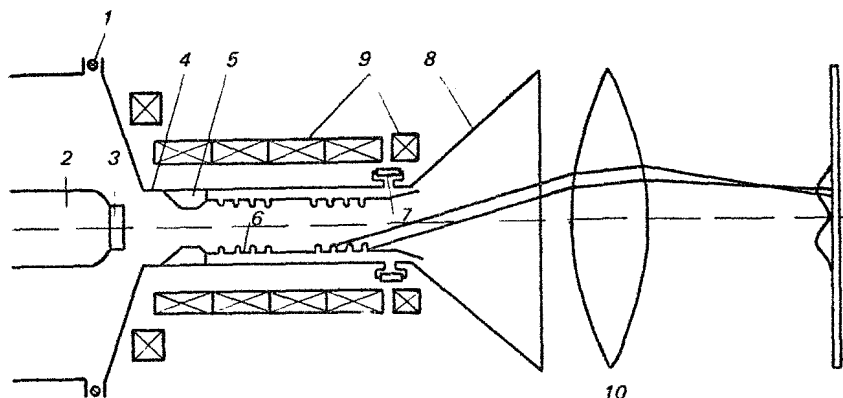


Рис. 1. Схема экспериментальной установки 1 — пояс Роговского, 2 — катододержатель, 3 — катод, 4 — анод, 5 — диафрагма, 6 — электродинамическая структура, 7 — шунт обратного тока, 8 — рупорная антенна, 9 — соленоид с катушками коррекции, 10 — фокусирующая линза

выбрана таким образом, чтобы обеспечить взаимодействие пучка и поля вблизи коротковолновой границы полосы прозрачности эквивалентного периодического волновода аналогично генератору поверхностной волны [12]. Однако в отличие от него в МВЧГ поверхностная волна не устанавливается, так как продольные и поперечные размеры каждой секции одного порядка. Следует ожидать, что в этом случае физические процессы определяются когерентным черенковским излучением релятивистского электронного потока. Рассмотрим вначале некоторые результаты теоретического анализа МВЧГ.

4. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОГЕРЕНТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА В МНГОВОЛНОВОМ ЧЕРЕНКОВСКОМ ГЕНЕРАТОРЕ

В настоящее время построение полной самосогласованной теории МВЧГ затруднено из-за сложности описания по существу открытой электродинамической структуры и многообразия физических процессов в релятивистском сильноточном электронном пучке. Однако данные о характере излучения электромагнитных полей в МВЧГ могут быть получены уже в приближении заданного тока, так как в рабочей области частот электродинамическая структура не имеет явно выраженных собственных резонансов и распределение поля в ней будет определяться формой возбуждающего тока. Другим физическим положением, лежащим в основе математической модели, будет отсутствие в структуре несимметричных волн. Для использованного метода оно не являлось принципиальным и было принято для облегчения теоретического анализа. Сам же вопрос о возможности генерации в МВЧГ наряду с симметричными и несимметричными волнами будет исследован в другой работе и здесь не обсуждается.

Таким образом, в качестве математической модели МВЧГ рассматривается полубесконечный нерегулярный сверхразмерный плоский волновод с идеально проводящими стенками, который возбуждается модулированным на частоте ω релятивистским электронным потоком (рис. 2). Предполагается, что вектор перемещенной плотности тока \vec{j}_ω в потоке имеет только одну

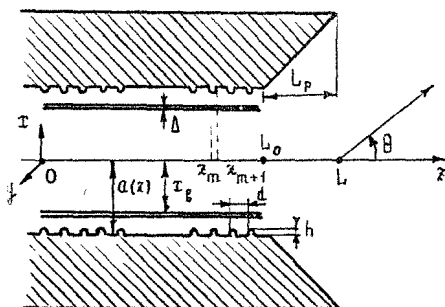


Рис. 2. Схема МВЧГ

компоненту: $\vec{j}_z(t, y, z) = \vec{j}_z(t, y) e^{-i\omega t}$ (зависимость от времени

$e^{-i\omega t}$ далее опускается). При этом электромагнитное поле содержит три отличные от нуля компоненты:

$$\vec{H} = \{0, H_y, 0\}, \quad \vec{E} = \left\{ -\frac{i}{\kappa} \frac{\partial H_y}{\partial z}, 0, \frac{i}{\kappa} \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{4\pi i}{\omega} j_z \right\},$$

где $\kappa = \frac{\omega}{c}$, c - скорость света в вакууме. Следовательно,

исходная векторная задача (уравнения Максвелла с граничными условиями на идеально проводящей поверхности электродинамической системы Ω) сводится к скалярной краевой задаче:

$$\Delta H_y + \kappa^2 H_y = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial j_z}{\partial t},$$

$$\left. \frac{\partial H_y}{\partial n} \right|_{\Omega} = 0 \quad (1)$$

Искомое поле должно также удовлетворять условиям излучения и требованию конечности энергии в любом конечном объеме пространства (условию на ребре).

Для решения задачи (1) использовалась численно-аналитическая методика [13], представляющая собой синтез неполного метода Галеркина и процедуры полуобращения.

В регулярной внутренней области I ($x < 0$ на рис.2) поле H_y представляется в виде ряда по полной системе собственных функций плоского волновода толщиной $2a$ ($0 = 2a_0$):

$$H_y(x, z < 0) = \sum_{n=0}^{\infty} R_n^1 \exp[\gamma_n(a_0)z] \varphi_n(x, a_0),$$

где $\gamma_n(a) = \sqrt{\left(\frac{\pi n}{2a}\right)^2 - \kappa^2}$, причем $\Im \gamma_n < 0$ при $\Re \gamma_n = 0$, а

если $\Im \gamma_n = 0$, то $\Re \gamma_n \geq 0$; $\varphi_n(x, a) = \cos \frac{\pi n}{2a} (x-a)$

В нерегулярной области \bar{I} ($0 < x < L$), следуя неполному методу Галеркина [14], искомое решение представляем в виде

$$H_y(x, 0 < x < L) = \sum_{n=0}^{\infty} \beta_n(x) \varphi_n(x, a(x)),$$

где $\{\varphi_n\}$ - полная в произвольном сечении x система функций. Применяя вторую формулу Грина

$$\int_S (v \Delta_{\perp} u - u \Delta_{\perp} v) dS = \oint_L \left(v \frac{\partial u}{\partial n} - u \frac{\partial v}{\partial n} \right) dl,$$

к бесконечно тонкому слою $\tau \in [-a(z), a(z)]$, $z \in [z_0 - \delta, z_0 + \delta]$, $\delta \rightarrow 0$ и полагая в ней $u = H_y$, $v = \varphi_n$, получим бесконечную систему дифференциальных уравнений второго порядка:

$$\int_{-a(z_0)}^{a(z_0)} \left[\varphi_n \left(\frac{\partial^2 H_y}{\partial z^2} + k^2 H_y \right) + H_y \frac{\partial^2 \varphi_n}{\partial \tau^2} \right] d\tau + \frac{d a}{d z} \left(\varphi_n \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \Big|_{\tau=a(z_0)} + \varphi_n \frac{\partial H_y}{\partial z} \Big|_{\tau=-a(z_0)} = -\frac{4\pi}{c} \int_{-a(z_0)}^{a(z_0)} \frac{\partial \varphi_n}{\partial \tau} j_x d\tau, \quad n=1,2,3.$$

В дальнейшем полагаем $j_x(\tau, z) = j_x(-\tau, z)$, тогда $\rho_n \equiv 0$ при $n=0,2,4 \dots$. В матричной форме записанная система уравнений имеет вид

$$\vec{p}''(z) + H(z) \vec{p}'(z) + B(z) \vec{p}(z) = \vec{J}(z), \quad (2)$$

где \vec{p} и \vec{J} — бесконечномерные вектор-функции неизвестных в правой части, а H и B — бесконечномерные матрицы.

В сечениях z_m , где поверхность структуры терпит изло-

$$\frac{d a}{d z} \Big|_{z=z_m+0} \neq \frac{d a}{d z} \Big|_{z=z_m-0},$$

для $\rho_n(z_m+0)$ и $\rho_n(z_m-0)$ можно получить пересчетные соотношения, которые следуют из непрерывности тангенциальных составляющих поля в сечении z_m :

$$\vec{p}'(z_m-0) + D(z_m-0) \vec{p}(z_m-0) = \vec{p}'(z_m+0) + D(z_m+0) \vec{p}(z_m+0),$$

$$\vec{p}(z_m-0) = \vec{p}(z_m+0), \quad D_{nk} = \frac{1}{a(z)} \int_{-a(z)}^0 \frac{\partial \varphi_n}{\partial z} \varphi_k d\tau \quad (3)$$

В открытой области III ($z > L$, $|\tau| > a(L)$) (см. рис. 2) представим H_y в виде интеграла по непрерывному спектру плоских волн:

$$H_y = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(\tau, \alpha) e^{i\alpha z} d\alpha$$

К бесконечной системе дифференциальных уравнений (2) необходимо добавить граничные условия в точках $z=0$ и $z=L$. "Сшивая" поля в сечении $z=0$, получим

$$\vec{p}'(0) + \mathfrak{D}(0+0) \vec{p}(0) = \Gamma \vec{p}(0), \quad \mathfrak{R}^1 = \vec{p}(0), \quad \Gamma = \delta_{nm} \gamma_n(a_0), \quad (4)$$

где δ_{nm} - символ Кронекера.

Если аналогичным образом "сшить" поля в сечении $z=L$, то придем к граничному условию в виде бесконечной системы интегро-дифференциальных уравнений, которая, вообще говоря, не допускает усечения до конечной, а следовательно, и применения численных методов. Это вызвано тем, что такой подход не учитывает условия на ребре.

Чтобы обойти описанную выше трудность, используется процедура полуобращения. Представим решение в сечении $z=L$ в виде суперпозиции прямых и обратных волн плоского волновода толщиной $2a(L)$:

$$H_y = \sum_{n=1,3}^{\infty} (Q_n e^{-\tilde{\gamma}_n z} + R_n^2 e^{\tilde{\gamma}_n z}) \psi_n(x, a(L)), \quad z=L, \quad \tilde{\gamma}_n = \gamma_n(a(L))$$

Выполнив обычную процедуру "сшивания" полей, получим

$$\vec{p}'(L-0) = \vec{Q} + \vec{R}^2, \\ \vec{p}'(L-0) + \mathfrak{D}(L-0) \vec{p}(L-0) = \Gamma(\vec{R}^2 - \vec{Q}), \quad \tilde{\Gamma}_{nm} = \delta_{nm} \tilde{\gamma}_n. \quad (5)$$

Далее, используя известные результаты решения задачи об излучении нечетных электрических волн из открытого конца плоского волновода [15, 16], которые можно получить, например, методом Винера-Хопфа, имеем

$$\vec{R}^2 = A \vec{Q}, \quad \psi(x, \alpha) = \sum_{n=1,3}^{\infty} \psi_n(x, \alpha) Q_n \quad (6)$$

Явный вид матрицы рассеяния A и функции $\psi_n(x, \alpha)$ приведен в приложении (см. с. 97).

Используя равенства (5) и (6), легко получить граничное условие для (2) в точке $z=L$:

$$\vec{p}'(L) + \mathfrak{G} \vec{p}(L) = 0, \quad (7)$$

где $\mathfrak{G} = \mathfrak{D}(L-0) + 2\tilde{\Gamma}(I+A)^{-1} - \tilde{\Gamma}$, I - единичная матрица.

Использование полуобращения в граничном условии позволяет перейти от системы интегральных уравнений к системе алгебраических уравнений, выделить решение, удовлетворяющее условию на ребре, и тем самым регуляризовать задачу.

С помощью метода перевала [15] можно найти поле в дальней зоне и диаграмму направленности излучения (см. приложение).

Решение краевой задачи (2), (3), (4) и (7) осуществлялось методом усечения до конечномерной системы дифференци-

альных уравнений с применением к последней численных методов и оказалось весьма трудоемким. Это обусловлено, с одной стороны, тем, что поперечные размеры структуры велики по сравнению с длиной волны (при $2 a_0 \approx 5 \lambda$ приходится решать краевую задачу для системы дифференциальных уравнений второго порядка относительно 10 неизвестных комплексных функций). С другой стороны, так как система дифференциальных уравнений имеет экспоненциально возрастающие решения, она является слабо устойчивой по начальным данным, ошибкам вычислений и по другим погрешностям, неизбежно возникающим при численной реализации алгоритма, что делает невозможным ее решение с помощью стандартной дифференциальной прогонки при $L \gg \lambda$. Известны методы, которые позволяют эффективно бороться с последней трудностью (в частности, метод направленной ортогонализации [17]), однако они требуют создания довольно сложных и громоздких алгоритмов преобразования исходных систем уравнений к системам, устойчивым к перечисленным выше погрешностям. Поэтому была предложена модификация дифференциальной прогонки, суть которой в переходе от решения краевой задачи для системы линейных обыкновенных дифференциальных уравнений к начальной задаче (задаче Коши) для системы нелинейных дифференциальных уравнений, устойчивой по начальным данным и ошибкам вычислений.

Произведем замену переменных:

$$\vec{p}'(z) = [C(z)]\vec{p}(z) + \vec{V}(z),$$

где $[C(z)]$ и $\vec{V}(z)$ — новые неизвестные матрица и вектор. Очевидно, такая замена переменных не единственная, так как осуществлен переход от $2N$ неизвестных (N — число уравнений в усеченной системе (2)) к $N^2 + N$ неизвестным. Из системы уравнений (2) следует

$$[C' + (H+C)[C+B]]\vec{p} = \vec{J} - \vec{V}' - (H+C)\vec{V}.$$

Потребуем

$$\begin{cases} C' + (H+C)C + B = 0 \\ \vec{V}' + (H+C)\vec{V} = \vec{J}, \end{cases} \quad z \neq z_m. \quad (8)$$

В точках z_m , где поверхность структуры терпит излом, из соотношений (3) получаем

$$\begin{aligned} \vec{V}(z_m - 0) &= \vec{V}(z_m + 0), \\ C(z_m - 0) + \mathcal{D}(z_m - 0) &= C(z_m + 0) + \mathcal{D}(z_m + 0) \end{aligned} \quad (9)$$

Из краевых условий (4) и (7) следуют начальные условия для ζ и \bar{V} :

$$\bar{V}(0) = 0, \quad \zeta(0) = -D(0+0), \quad (10a)$$

$$\bar{V}(L) = 0, \quad \zeta(L) = -G \quad (10б)$$

Полное решение краевой задачи (2), (3), (4) и (7) следует из решений задач Коши (8), (9), (10a) и (8), (9), (10б). Последние решались на ЭВМ с помощью метода Рунге-Кутты 4-5-го порядка с автоматическим выбором шага. Контроль точности осуществлялся с помощью проверки выполнения закона сохранения энергии (см. приложение).

На рис. 3-4 представлены результаты расчетов излучения релятивистского электронного пучка в однородной периодической электродинамической структуре конечной длины. Диаметр структуры, пучка и размеры элементов периодичности соответствовали экспериментальным значениям [11].

В расчетах распределение первой гармоники тока в системе (функция $j_z(x, z)$) имело вид

$$j_z(x, z) = j_0 e^{i\pi z} \left(i \frac{k}{\beta} z \right) f(z) g(x),$$

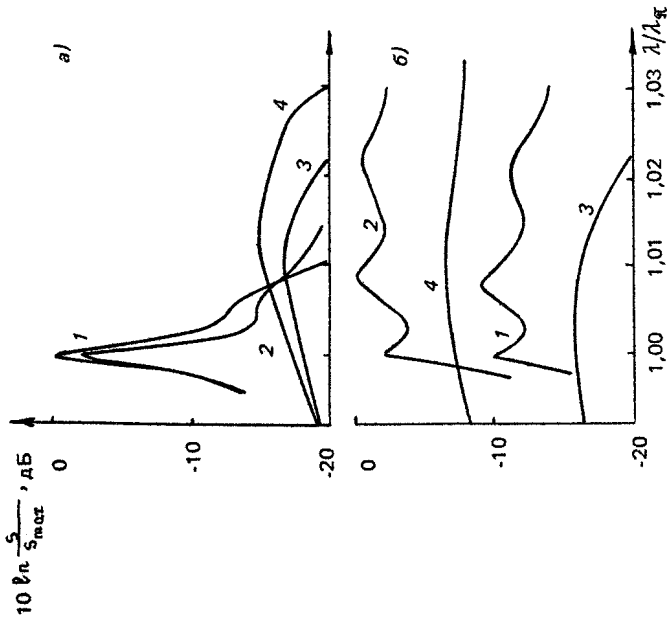
$$g(x) = \begin{cases} 1/\Delta, & x_B - \Delta/2 \leq |x| \leq x_B + \Delta/2, \\ 0, & |x| < x_B - \Delta/2, \text{ либо } |x| > x_B + \Delta/2, \end{cases}$$

где $\beta = v/c$ v - скорость электронов.

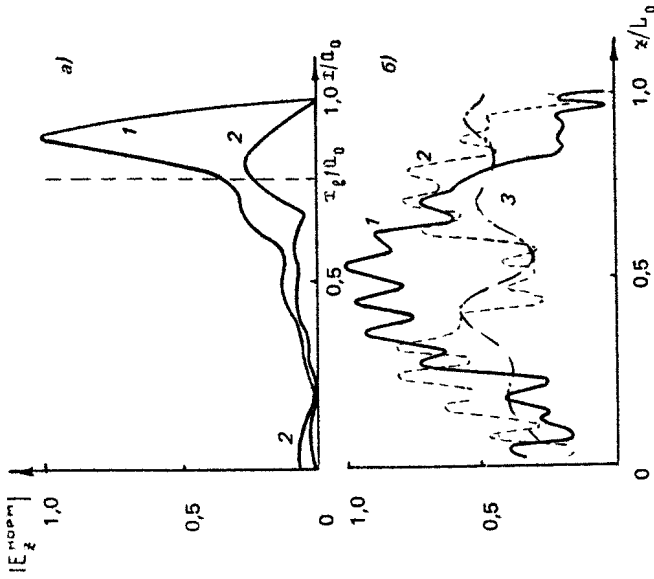
Параметры L_1, L_2, L_{AP} и L_p обозначают длины первой и второй секций, пространства дрейфа и рупорной антенны, $L_0 = L_1 + L_2 + L_{AP}$, $L = L_1 + L_2 + L_{AP} + L_p$ - полная длина системы; d - период структуры, h - высота нерегулярностей. На рис. 3-4 приведены зависимости мощностей излучения вперед (s^+) и назад (s^-), а также распределения продольной компоненты электрического поля $E_z = \frac{i}{k} \frac{\partial H_x}{\partial z} (E_z^{\text{ном}} = E_z / E_z^{\text{max}})$ и амплитуды

тока $|j_z^{\text{ном}}| = f(z) / I_{\text{max}}$ в системе.

Во всех расчетах $\Delta = 0,2$ см, $\lambda_{\text{вс}} = 3,2$ см, $d = 1,5$ см, $L_1 = 0,3$ см, $L_p = 3$ см, $a_0 = 7$ см, $a(L) = 8$ см, $x_B = 5,5$ см. Мощность когерентного излучения пучка имеет наиболее резонансный характер вблизи π -вида колебаний (рис. 3,а). Зависимость же мощности излучения от длины волны для относи-



Р и с. 3. Зависимость мощности излучения вперед по направлению пучка (кривые 2,4) и назад (1,3) от длины волны. Одноосевая структура, $f(z) = 1$. Кривые 1,2 соответствуют $L_1 = 50$ д, 3,4 — $L_1 = 17$ д. $\beta = 0,92$ (а) и $0,98$ (б)



Р и с. 4. Распределение амплитуды электромагнитного поля в одноосевой структуре при $\beta = 0,98$ и $f(z) = 1$ от поперечной координаты (а) ($L_1 = 50$, $M/\lambda_{эф} = 1,0003$, $\alpha = 30$ д, 2 — $L_1 = 17$ д, $M/\lambda_{эф} = 1,013$, $\alpha = 7$ д) и продольной координаты пучка (б) ($L - L_1 = 50$ д, $M/\lambda_{эф} = 1,0003$; 2 — $L_1 = 50$ д, $M/\lambda_{эф} = 1,009$; 3 — $L_1 = 17$ д, $M/\lambda_{эф} = 1,013$)

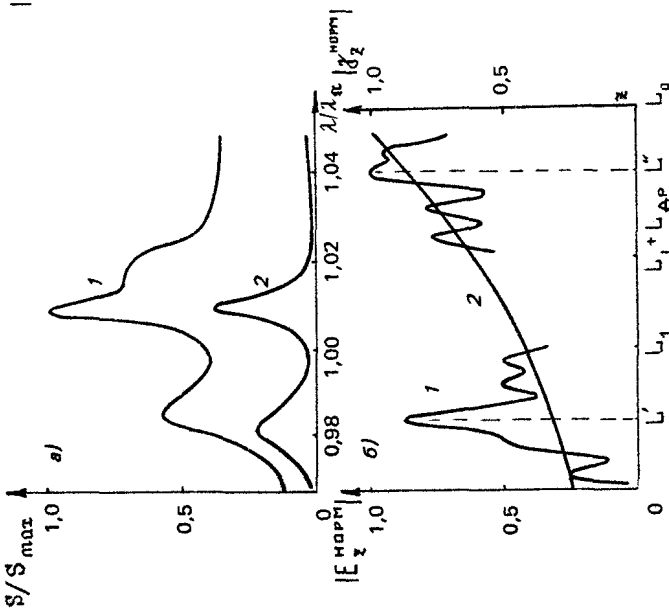
тельно короткой структуры (17 периодов) выражена достаточно слабо. Как видно из рис. 4,а, только при достаточной длине (~ 50 периодов) возникает структура электромагнитных полей, близкая к поверхностной волне.

При отстройке синхронизма электронного пучка от π -вида колебаний в достаточно длинной структуре наблюдался режим биений между собственным полем промодулированного потока и поверхностной волной (рис.3,б и 4,б, кривые 1,2). В короткой структуре поверхностная волна не устанавливается и биений нет (рис.3,б - кривые 3,4; рис.4,б - кривая 3).

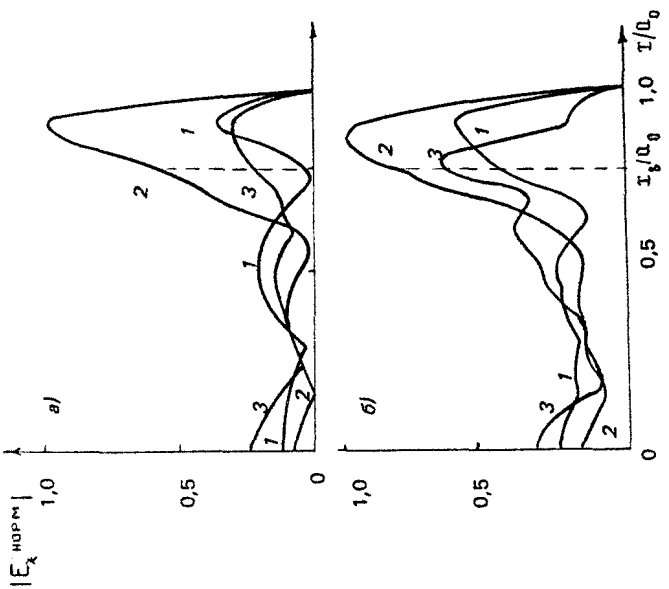
Геометрия двухсекционной электродинамической структуры соответствовала эксперименту [11]. Характерные зависимости приведены на рис.5,б. Резонанс выражен достаточно слабо (рис.5,а), что соответствует низкой дифракционной добротности системы. Амплитуды полей во входной и выходной секциях отличаются на небольшую величину (рис.5,б). Распределение полей в двух секциях обнаруживает сложный характер, далекий от режима установления поверхностной волны, что в целом соответствует физической картине когерентного излучения электронного пучка конечной длины, изложенной в работе [18].

В пространстве взаимодействия можно выделить две области электромагнитного поля, одна из которых расположена вблизи электронного пучка и имеет вид поверхностной волны, другая удалена от потока и является по существу совокупностью волн, излученных пучком. Такая интерпретация результатов строгого решения уравнений Максвелла позволяет использовать приближение поверхностной волны для вычисления амплитуды высокочастотного поля и анализа с ее помощью динамики электронного пучка [11].

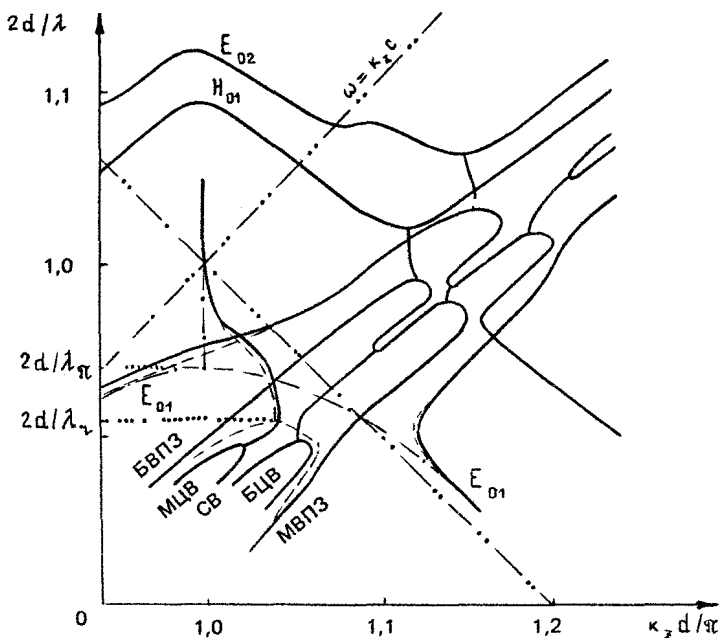
Рассмотрим особенности взаимодействия потока и поля у границ полос прозрачности с помощью матричной многомодовой методики [19] на примере длинного периодического волновода. На рис.7 представлены некоторые типичные особенности хода дисперсионных кривых прямых и обратных аксиально-симметричных волн периодического волновода, взаимодействующих с электронным потоком, в котором возбуждаются основные волны пространственного заряда (БВПЗ, МВПЗ), циклотронные (БЦВ, МЦВ) и синхронные (СВ) волны. Пунктиром показаны характерные разрывы, соответствующие взаимодействию волн пространственного заряда с полем поверхностной волны. В "связанной" системе волновод - электронный пучок линия комплексного корня плавно переходит от режима ЛБВ к режиму реактивного затухания без каких-либо характерных особенностей. Возникает "горячая" граница полосы ($\frac{2d}{\lambda} = \frac{2d}{\lambda_r}$). У π -вида реализуется



Р и с. 5. Зависимости мощности излу-
 чения вперед (1) и назад (2) от длины
 волны (а), а также распределения
 амплитуды электромагнитного поля (1)
 и плотности тока (2) от продольной
 координаты при $\lambda/\lambda_{cr} = 1,011$ (б)



Р и с. 6. Распределение амплитуды электромаг-
 нитного поля в двухсекционной структуре
 с неоднородным распределением плотности
 тока вблизи пучка ($z = z_0$) при $\lambda/\lambda_{cr} = 1,011$
 от продольной координаты в первой (а)
 и второй (б)
 ($1 - z = d, 2 - z = L, 3 - z = L_1, 3 - z = L_2$) сечениях



Р и с. 7. Дисперсионные характеристики периодического волновода, "связанного" с электронным потоком
 (--- $\frac{\omega_s}{v} \rightarrow \infty$; — $\frac{\omega_s}{v} = 1,05 \frac{v}{d}$, - - - - характеристика волновода в отсутствие электронного потока)

одновременный режим взаимодействия с прямой и обратными волнами, названный режимом ЛОВ-ЛБВ. Аналогичные, но существенно более сложные процессы наблюдаются при дополнительном учете других волн потока. Возникает комбинированное взаимодействие ЛОВ-ЛБВ-МЦРАД [20]. Тесная связь прямой и обратных волн означает, что в системе реализуются одновременно волновой и колебательный режимы с внутренней обратной связью. В этом случае система конечной длины, идеально согласованная в отсутствие потока, становится резонансной при учете электронной нагрузки. По мере усиления взаимодействия потока и поля в системе возникают стоячие волны, растущие по амплитуде наряду с усилением ЛБВ- и ЛОВ-типов.

Указанные механизмы наблюдаются и в МВЧГ с двумя секциями периодического волновода. Расчеты МВЧГ, генерирующего мощность 15 ГВт [11], проведенные с учетом внешнего магнитного поля, показали, что в первой секции происходит модуляция потока по скорости, что соответствует одновременному

возрастанию медленной и быстрой волн пространственного заряда в потоке. В области дрейфа модуляция по скорости переходит в модуляцию по току, переменный ток возбуждает поле во второй секции, которое излучается вперед и назад, создавая обратную связь в системе. При увеличении магнитного поля до значений, удовлетворяющих условию $\omega_B = \frac{2\pi}{d} \alpha \gamma$ (ω_B -

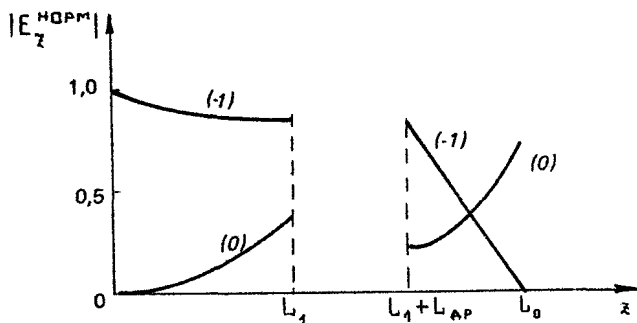
релятивистская циклотронная частота, $n = 1, 2, \dots$), возникает синхронизм между циклотронными волнами и полем структуры, что приводит к возрастанию выходной мощности.

При больших отношениях диаметра структуры к длине волны излучения ($\frac{D}{\lambda} > 10$) вышеописанные методы расчета могут

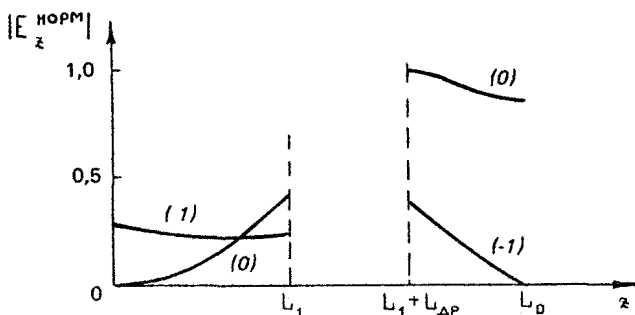
быть модифицированы. Для вычисления электромагнитного поля был использован вариант итерационной процедуры, изложенной в работе [21]. Электронный пучок описывался с помощью нормальных волн пространственного заряда. Рассматривалось два варианта МВЧГ с $\frac{D}{\lambda} \approx 13$, отличающихся характером взаимодействия пучка и поля. На рис.8,а представлено распределение амплитуды электромагнитного поля для системы, взаимодействующей вблизи \mathcal{H} -вида границы полосы прозрачности. В первой секции отчетливо выражен режим ЛОВ, во второй - режим ЛБВ-ЛОВ, так как амплитуды (-1)-й и (0)-й пространственных гармоник одного порядка. Распределение амплитуды полей для МВЧГ, работающего в режиме ЛБВ, приведено на рис.8,б. Отметим, что и здесь в первой секции существенно возбуждение обратной волны.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕНЕРАТОРОВ

В экспериментальных исследованиях МВЧГ решалось несколько задач. Во-первых, для увеличения мощности излучения необходимо было выяснить возможность дальнейшего увеличения отношения диаметра электродинамической структуры генератора к длине волны. В предыдущих экспериментах [10] отношение $D/\lambda \approx 3$. При этом представлялась интересной реализация режимов генерации как ЛБВ-ЛОВ (\mathcal{H} -вид), так и ЛБВ. Второй задачей являлось экспериментальное исследование временной и пространственной когерентности многоволнового излучения, а также возможности его фокусировки с помощью диэлектрических линз.



а)



б)

Р и с. 8. Распределение амплитуды (0)-й и (-1)-й гармоник синхронного электромагнитного поля в двухсекционной структуре от продольной координаты для режимов генерации ЛБВ-ЛОВ (а) и ЛБВ (б)

Эксперименты проводились на ускорителе "Гамма" [22]. Схема экспериментальной установки приведена на рис.1. Трубочатый сильноточный электронный пучок диаметром 10-11 см формировался в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. На диод подавался импульс напряжения длительностью $\tau_n \sim 1 \mu\text{с}$ и амплитудой $u_0 = 0,8 \div 2,1 \text{ МВ}$. Ток пучка изменялся в пределах $I_n = 5 \div 35 \text{ кА}$. Основная часть экспериментов выполнена при $I_n = 9 \div 15 \text{ кА}$. Величина магнитной индукции регулировалась в пределах $B_0 = 1,4 \div 3,2 \text{ кГс}$. Электродинамическая структура МВЧГ состояла из двух секций периодического волновода, разделенных трубой дрейфа. Исследовались МВЧГ 3-сантиметрового диапазона

с $\frac{D}{\lambda} \approx 5$ [11] и 8-миллиметрового диапазона с $\frac{D}{\lambda} \approx 13^*$. В первом случае период диафрагмированного волновода был $d = 1,5$ см, во втором случае $d = 4$ мм. Переход от одного режима генерации к другому осуществлялся изменением высоты диафрагм. Структура волнового поля излучения, содержащая компоненты высокочастотного электрического поля E_{θ} и E_{φ} , измерялась детекторами на горячих носителях и фиксировалась с помощью индикаторной панели. Для определения спектра излучения использовались запредельные и режекторные полосовые фильтры с шириной полосы пропускания на полувысоте от 0,5 до 0,15%. В исследованиях пространственной когерентности и фокусировки излучения за выходным рупором устанавливалась полиэтиленовая линза с фокусным расстоянием 75 см.

Измерения структуры волнового поля оптимизированного варианта МВЧГ 3-сантиметрового диапазона ($\lambda \approx 3,15 \pm 0,1$ см) длин волн с $\frac{D}{\lambda} \approx 5$ [11] показали, что пространственное распределение мощности излучения, соответствующего θ -поляризации электрического высокочастотного поля, близко к тому, которое характерно для волны E_{01} однородной электродинамической системы. Однако наряду с этим фиксировалась и мощность, соответствующая φ -поляризации, и наблюдалось некоторое нарушение аксиальной симметрии волнового поля. Отношение мощностей, соответствующих φ - и θ -поляризации электрического высокочастотного поля, составляло примерно 1/2. Суммарная мощность достигала 15 ГВт при длительности импульса по основанию 60–70 нс и КПД $\approx 50\%$. Энергия в импульсе достигала 500 Дж. Эти результаты получены при $U_0 = 2,1$ МВ и $I_n \approx 15$ кА. Зависимость мощности генерации от радиуса электронного пучка содержала максимум, соответствующий достижению оптимальной связи потока и поля. Кривые зависимости мощности излучения от магнитного поля имели пульсирующую форму, что указывало на существенное влияние магнитного поля на энергообмен в системе, обусловленное сочетанием черенковского взаимодействия и механизма циклотронного резонанса. Энергообмен зависел от условий согласования на концах электродинамической структуры. Максимальная мощность достигалась при малых отражениях от концов структуры, т.е. при минимальной добротности. Для теоретической оценки эффективности

* См Бугаев С П, Канаев В И, Кошелев В И и др Исследование многоволнового черенковского генератора миллиметрового диапазона гигаваттного уровня мощности Доклад на 5-м Всесоюзном семинаре "Релятивистская высокочастотная электроника" (Новосибирск, 1987)

Взаимодействия потока и электромагнитного поля использовались данные линейной теории [11]. Поток описывался с помощью модели крупных частиц. Модуляция по скорости и группировка потока осуществлялись в найденном из предварительного анализа поле во второй секции генератора. Сравнение теоретической и экспериментальной зависимостей КПД от магнитного поля B_0 показано на рис.9. Ход кривых примерно одинаков, что свидетельствует о том, что использованная матричная методика правильно описывает взаимодействие потока и поля в МВЧГ.

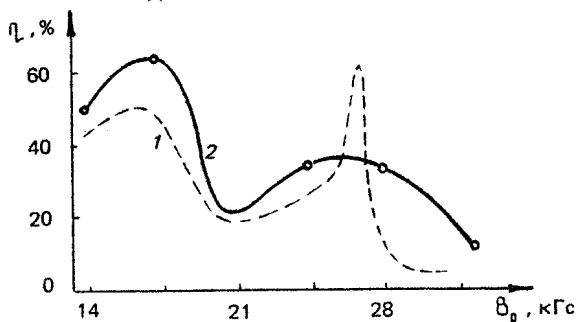


Рис.9 Экспериментальная (1) и теоретическая (2) зависимости КПД от магнитного поля

Следует отметить, что в рамках выполненных экспериментов при использовании однородной электродинамической системы мощность генерации не превышала 1 ГВт. В МВЧГ при увеличении тока до 35 кА и оптимизации генератора мощность излучения не превышала 4 ГВт (КПД—10—25%). Оптимальная линейная плотность тока пучка в МВЧГ $I_p / 2\pi r_p \approx 0,5$ кА/см. Таким образом, увеличение диаметра электродинамической структуры МВЧГ 3-сантиметрового диапазона при одновременном снижении плотности тока электронного пучка, а также оптимизация условий взаимодействия позволили увеличить мощность СВЧ-излучения примерно в 3 раза, длительность СВЧ-импульса в 1,5 раза, КПД генерации в 5 раз по сравнению с результатами [10].

Дальнейшее увеличение отношения $\frac{D}{\lambda}$ при заданном диаметре трубчатого электронного пучка привело к необходимости разработки и исследования МВЧГ 8-миллиметрового диапазона длин волн. Такие генераторы представляют также и самостоятельный интерес. В экспериментах реализованы МВЧГ с $\frac{D}{\lambda} \approx 13$, работающие в режиме ЛБВ и ЛБВ — ЛОВ с гигаваттным уровнем мощности. При $\frac{D}{\lambda} \approx 13$ дисперсионные характеристики поверхностных волн, соответствующих модам E_{01} , $E_{H_{11}}$ — $E_{H_{14}}$ цилиндри-

дрического волновода, практически сливаются и отделены от дисперсионных кривых мод объемного поля характерным интервалом, дающим возможность обеспечить условия селекции. Взаимодействие электронного пучка с аксиально-симметричной поверхностной волной обеспечивается увеличением расстояния между пучком и структурой.

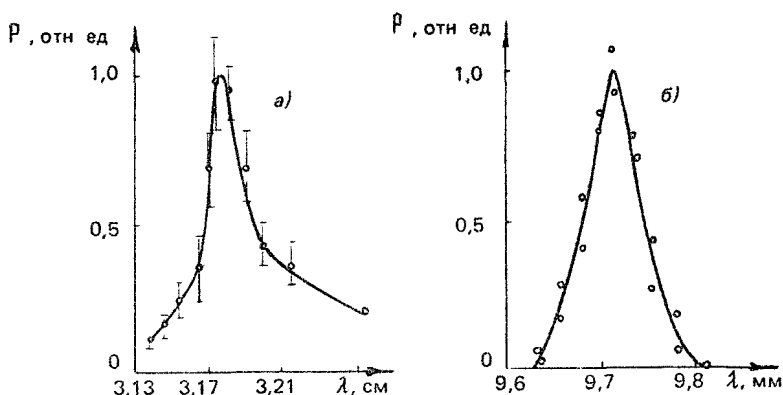
Диаграммы направленности СВЧ-излучения исследованных 8-миллиметровых генераторов подобны диаграмме 3-сантиметрового МВЧГ с $\frac{D}{\lambda} \approx 5$. Однако доля мощности излучения, соответствующего φ -поляризации электрического высокочастотного поля, была меньше и не превышала 10% от полной мощности. Длительность СВЧ-импульса по основанию во всех экспериментах составляла 60-80 нс. В режиме ЛБВ изменение напряжения на диоде в пределах 0,9-1,3 МВ позволяло получать излучение с длиной волны, соответствующей центру спектрального контура, $\lambda_{ц} = 9,20 \div 9,73$ мм ($\lambda_{п} = 9,1$ мм). Максимальная мощность 3 ГВт наблюдалась на длине волны $\lambda_{ц} = 9,72$ мм при напряжении на диоде $U_{д} \approx 1,2$ МВ и токе пучка $I_{п} \approx 12$ кА. При этом КПД достигал 20%. При отклонении напряжения от оптимального, и соответственно изменении длины волны излучения, при неизменных геометрических параметрах мощность излучения падала почти на порядок величины. Так, при изменении $\lambda_{ц}$ от 9,72 мм до 9,73 мм мощность уменьшалась примерно в 2 раза. Все это указывает на необходимость тонкой оптимизации генератора на заданную длину волны излучения.

При уменьшении высоты диафрагм периодической структуры был получен режим генерации на длине волны, близкой к π -виду ($\lambda_{п} = 8,62$ мм). Для оптимизированной структуры на длине волны $\lambda_{ц} = 8,62$ мм получено излучение мощностью 1,5 ГВт. При этом $U_{д} = 1,1$ МВ, $I_{п} \approx 10$ кА, КПД=15%. При изменении напряжения на диоде в пределах 0,9-1,3 МВ длина волны излучения $\lambda_{ц}$ изменялась на 0,2%. В этом генераторе было получено также излучение на длине волны $\lambda_{ц} = 8,58$ мм, что соответствует частотам, лежащим вне границы полосы прозрачности. Возможность внеполосной генерации следует также из результатов расчетов по дифракционной и матричной методикам.

Для выяснения временной и пространственной когерентности многоволнового излучения 3-сантиметрового МВЧГ с $\frac{D}{\lambda} \approx 5$ [11] были выполнены специальные исследования*. Измерение спектра

* См. Бугаев С П, Канаев В И, Климов А И, Кошелев В И Атмосферный СВЧ-разряд и исследование когерентности излучения релятивистского многоволнового черенковского генератора Доклад на 5-м Всесоюзном семинаре "Релятивистская высокочастотная электроника" (Новосибирск, 1987)

излучения выполнялось в двух диаметрально противоположных точках диаграммы направленности, причем в одной из них — для двух взаимно перпендикулярных поляризаций электрического высокочастотного поля. Эти измерения не позволили обнаружить различия длин волн, соответствующих центрам спектральных контуров $\lambda_{ц} \approx 3,18$ см. Оценочные расчеты естественной формы спектров показали, что основная часть мощности лежит в пределах главного лепестка, а характерные ширины на половине высоты вычисленных ($\approx 0,2 \div 0,5\%$) и измеренных ($\approx 0,5\%$) спектров (в последнем случае принималось во внимание уширение за счет конечной полосы фильтра и изменение спектральных характеристик от импульса к импульсу) хорошо согласуются между собой. Это свидетельствовало о высокой монохроматичности генерируемого излучения. На рис.10,а



Р и с 10 Спектры излучения сантиметрового (а) и миллиметрового (б) МВЧГ

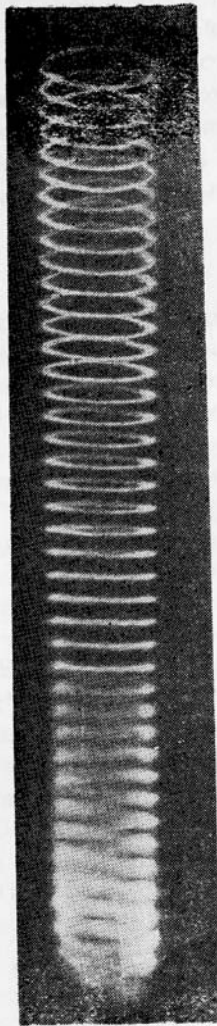
представлен график, иллюстрирующий суммарные результаты измерений спектральных характеристик излучения 3-сантиметрового МВЧГ в разных точках диаграммы и для двух поляризаций.

Аналогичные измерения были выполнены и для 8-миллиметрового МВЧГ. Измеренные спектральные контуры излучения в разных точках диаграммы и для двух поляризаций высокочастотного поля совпадают друг с другом. Причем различие в центральных частотах контуров не превышало 0,05%, что соответствует шагу перестройки фильтра. Ширины контуров излучения на половине высоты с учетом полосы пропускания фильтров для режимов генерации ЛБВ-ЛОВ и ЛБВ составили соответственно 0,2% и 0,5%. Большая ширина спектра в случае ЛБВ (рис.10,б), по-видимо-

му, связана с тем, что спектр измерялся за 20 импульсов, а напряжение на диоде несколько изменялось от импульса к импульсу. Оценки показывают, что измеренная ширина спектра излучения на полувысоте ($\approx 0,2\%$) близка к естественной ($\approx 0,1\%$), что указывает на высокую степень временной когерентности излучения МВЧГ с $\frac{\Delta\nu}{\lambda} \approx 13$.

Исследование пространственной когерентности волнового поля 3-сантиметрового МВЧГ выполнялось с помощью атмосферного СВЧ-разряда, развивающегося в волновом пучке, сфокусированном линзой (см. рис. 1). Мощность излучения генератора в этих экспериментах была 3-5 ГВт. При наличии отражающих поверхностей, установленных на расстоянии от линзы, равном двойному фокусному, свечение разряда в интерференционном поле падающей и отраженной волн приобретало вид совокупности колец, расположенных с периодом, равным половине длины волны (рис. 11, см. вклейку). Диаметр колец составлял примерно $2,5 \lambda$. Интерференционная картина с некоторым видоизменением светящихся образований сохранялась при наклонах плоского отражателя на разных расстояниях от линзы, в том числе вплотную к ней. В последнем случае разряд возникал в промежутке рупорная антенна генератора - линза. При этом диаметр колец мог уменьшаться до размера длины волны. Уменьшение диаметра колец достигалось также за счет использования конических отражателей. В этом случае наряду с кольцеобразной структурой наблюдалось диффузное свечение в виде полос, вытянутых параллельно оси симметрии и расположенных внутри колец. Это могло объясняться появлением при дополнительной фокусировке τ -компоненты электрического высокочастотного поля, достаточной для развития СВЧ-разряда. Все эти выводы подтверждаются результатами расчета распределения поля в поперечном сечении на выходе линзы. Теоретический анализ проводился в эквивалентном дипольном приближении с распределением амплитуд и фаз электрического поля во второй секции МВЧГ, найденным методом, описанным в работе [11]. Положение разряда в пространстве и его радиус совпадают с теоретически найденной областью максимальных значений высокочастотного электрического поля.

Исследования по фокусировке линзой миллиметрового излучения проводились в отсутствие атмосферного СВЧ-разряда. Это позволило в отличие от описанных выше экспериментов измерить структуру поля в области фокального пятна (см.



К статье С. П. Бугаева и др. «Физические процессы в многоволновых черенковских генераторах»

Р и с. 11. Свечение СВЧ-разряда

рис.1). Для ослабления СВЧ-мощности в плоскости измерения перед детекторами устанавливался поглотитель из резины. В кольцо диаметром 12 см и шириной 3λ фокусировалось 50% мощности. Плотность мощности достигала $1,5 \text{ МВт/см}^2$. Из-за наличия участков линзы, где поверхность не совпадала с расчетной, 30% мощности распределялось по пятну диаметром 25 см, 20% мощности отражалось от линзы. Эти результаты хорошо согласуются с проведенными "холодными" измерениями.

* * *

Проведенные исследования показали, что физические процессы в МВЧГ существенно отличаются как от процессов в релятивистских генераторах поверхностной волны, так и в устройствах типа ЛОВ или ЛБВ. Электродинамическая структура МВЧГ характеризуется отсутствием явно выраженных резонансных свойств и в ней не выделяются резонансные колебания (моды) "холодной" системы. Распределение электромагнитного поля в МВЧГ определяется многоволновым механизмом когерентного излучения релятивистского электронного потока и обеспечивает вывод энергии, обратную связь и эффективность взаимодействия пучка и поля. Структура электромагнитных волн на выходе МВЧГ, которая может быть интерпретирована как мода "горячей" электродинамической системы, устойчива и обладает, как показали эксперименты, временной и пространственной когерентностью. Мощность МВЧГ 3-сантиметрового диапазона составила 10-15 ГВт при длительности импульса по основанию до 60 нс и КПД $\approx 50\%$. В 8-миллиметровом диапазоне достигнута мощность 3 ГВт при длительности импульса 70 нс и КПД $\approx 20\%$.

Приложение

1. Элементы матрицы рассеяния нечетных электрических волн на открытом конце плоского волновода A_{nm} и функции $\psi_n(\tau, \alpha)$ имеют вид

$$A_{nm} = \frac{i}{\alpha(L)} \frac{(i\tilde{\gamma}_m + \kappa)^{1/2} (i\tilde{\gamma}_n + \kappa)^{1/2}}{\tilde{\gamma}_n(\tilde{\gamma}_n + \tilde{\gamma}_m)} L_+(i\tilde{\gamma}_n) L_-(i\tilde{\gamma}_m),$$

$$\psi_n(\tau, \alpha) = \begin{cases} \psi_n^2(\tau, \alpha), & |\tau| < \alpha(L), \\ \psi_n^1(\tau, \alpha), & |\tau| > \alpha(L), \end{cases}$$

$$\Psi_n^1(\tau, \alpha) = \frac{\tau}{\sqrt{2\pi}} L_+(i\tilde{\gamma}_n) L_+(\alpha) \frac{(i\tilde{\gamma}_n + \kappa)^{1/2} (\alpha + \kappa)^{1/2}}{(\alpha + i\tilde{\gamma}_n) \gamma \exp[\gamma a(L)]} e^{-\gamma \tau},$$

$$\Psi_n^2(\tau, \alpha) = \frac{\tau}{\sqrt{2\pi}} L_+(i\tilde{\gamma}_n) L_+(\alpha) \frac{(i\tilde{\gamma}_n + \kappa)^{1/2} (\alpha + \kappa)^{1/2}}{(\alpha + i\tilde{\gamma}_n) \gamma \operatorname{ch}[\gamma a(L)]} \operatorname{ch}(\gamma \tau),$$

где $\gamma = \sqrt{\alpha^2 - \kappa^2}$,

$$L_+(\alpha) = \sqrt{\cos \kappa a(L)} \exp \left\{ \frac{i\alpha a(L)}{\pi} \left[1 - C + \rho_n \frac{\pi}{2\kappa a(L)} + i \frac{\pi}{2} \right] \right\} \times \\ \times \exp \left[\frac{i\gamma a(L)}{\pi} \rho_n \frac{\alpha - \gamma}{\kappa} \right] \prod_{n=1,3} \left(1 + \frac{\alpha}{i\tilde{\gamma}_n} \right) \exp \left[2i\alpha a(L) / \pi n \right],$$

C — постоянная Эйлера-Маскерони.

2. Поле в дальней зоне ($\kappa \rho \rightarrow \infty$)

$$H_y(\theta, \rho) = \sum_{m=1,3} Q_m \frac{\exp[i(\kappa \rho - \pi/4)]}{\sqrt{2\pi \kappa \rho}} L_+(-\kappa \sin \theta) L_+(i\tilde{\gamma}_m) \times \\ \times \frac{i(\kappa - \kappa \cos \theta)^{1/2} (i\tilde{\gamma}_m + \kappa)^{1/2}}{\exp[i\kappa a(L) |\sin \theta|]} \frac{\sin \theta}{|\sin \theta|}$$

Диаграмма направленности:

$$F(\theta) = \left| (1 - \cos \theta)^{1/2} L_+(-\kappa \cos \theta) \sum_{m=1,3} \frac{L_+(i\tilde{\gamma}_m) (i\tilde{\gamma}_m + \kappa)^{1/2}}{(i\tilde{\gamma}_m - \kappa \cos \theta)} Q_m \right|^2.$$

3. Закон сохранения энергии:

$$S^+ + S^- = -\frac{1}{\kappa} \operatorname{Re} \left[i \int_0^L \sum_{n=1,3} \rho_n(\bar{z}) \int_{-a(\bar{z})}^{a(\bar{z})} \frac{4\pi}{c} \mathcal{J}_z^*(\tau, z) \frac{\partial \psi_n}{\partial \tau} d\tau dz \right],$$

где

$$S^+ = a(L) \left[\sum_{n=1,3, n_p^+} \frac{|\tilde{\gamma}_n|}{\kappa} (|Q_n|^2 - |R_n|^2) + 2 \sum_{n=n_p^+ + 1} \frac{|\tilde{\gamma}_n|}{\kappa} (\operatorname{Re} Q_n \operatorname{Im} R_n^2 - \operatorname{Im} Q_n \operatorname{Re} R_n^2) \right]$$

$$S^- = a_n \left[\sum_{n=1,3, n_p^-} \frac{|\tilde{\gamma}_n(a_n)|}{\kappa} |R_n^1|^2 \right] n_p^- \text{ максимальное значение } n, \operatorname{Re} \tilde{\gamma}_n = 0$$

Литература

- 1 *Канавец В.И.* Тенденции развития релятивистской электроники больших мощностей // Мощные генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках М Изд-во МГУ, 1987 С 5
- 2 *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 / ИФФ АН СССР Горький, 1981. С 61
- 3 *Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коровин С.Д. и др* Релятивистские генераторы диапазона миллиметровых волн // Релятивистская высокочастотная электроника Вып 4 / ИФФ АН СССР Горький, 1984 С 119
- 4 *Черепенин В.А.* Многоволновое когерентное излучение релятивистских электронных потоков // Мощные генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках. М Изд-во МГУ, 1987 С 76
- 5 *Канавец В.И., Самолов А.Н., Черепенин В.А.* Дифракционное излучение релятивистского поливинтового электронного потока // Письма в ЖТФ 1977 Т 3 №13 С 607
- 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 синхротронного усилителя // ЖТФ 1984 Т 54 №3 С 541
- 8 *Ginsburg N.S.* Self-focusing effects in free electron lasers // Opt comm 1982 V 43 N3 P 203
- 9 *Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф., Петелин М.И.* Конкуренция и кооперация мод в электронных СВЧ-генераторах с пространственно развитыми электродинамическими системами // Мощные генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках М Изд-во МГУ, 1987 С 142
- 10 *Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др* Релятивистский многоволновой черенковский генератор // Письма в ЖТФ 1983 Т 9 №22 С 1385
- 11 *Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др* Взаимодействие электронного потока и электромагнитного поля в многоволновом черенковском генераторе с мощностью 10^{10} Вт // Радиотехника и электроника 1987 Т 32 №7 С 1488
- 12 *Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И., Плетюшкин В.А.* Возбуждение поверхностных волн релятивистским электронным потоком в диафрагмированном волноводе // ЖТФ 1981 Т 51 №8 С 1727
- 13 *Копенкин А.Д., Кураев А.А., Слепян А.Я. и др* Аналитико-числовой метод исследования дифракции волн на периодических структурах с неортогональной формой периода // Радиотехника и электроника 1987 №8 С 1496
- 14 *Свешников А.Г., Ильинский А.С., Котик И.П.* Распространение колебаний в нерегулярных волноводах с боковой поверхностью сложной формы // Вычислительные методы и программирование Вып 3 М Изд-во МГУ, 1965 С
- 15 *Миттра Р., Ли С.* Аналитические методы теории волноводов М Мир, 1974
- 16 *Вайнштейн Л.А.* Теория дифракции и метод факторизации М Сов радио, 1966
- 17 *Ильинский А.С., Слепян Г.А.* Колебания и волны в электродинамических системах с потерями М Изд-во МГУ, 1983.
- 18 *Бугаев С.П., Канавец В.И., Климов А.И. и др* Релятивистский многоволновой черенковский генератор // Релятивистская высокочастотная электроника Вып 4 / ИФФ АН СССР Горький 1984 С 79
- 19 *Канавец В.И., Нифанов А.С., Слепков А.И.* Многомодовые процессы в релятивистских устройствах на периодическом волноводе // Тез докл 6-го Всесоюз симпозиум по сильноточной электронике / ИСЭ СО АН СССР Томск, 1986 Ч 3 С 71
- 20 *Канавец В.И., Слепков А.И.* Соотношение между черенковским и МЦР механизмами в релятивистских генераторах на периодических волноводах // Тез докл 4-го Всесоюз симпозиум по сильноточной электронике / ИСЭ СО АН СССР Томск, 1982 Ч 2 С 172

21 *Власов А.Н., Канавец В.И., Черепенин В.А.* Геометрооптический метод анализа когерентного дифракционного излучения релятивистских электронных потоков //Радиотехника и электроника. 1987 Т 32 №3. С 606

22 *Бастриков А.Н., Бугаев С.П., Кошелев В.И. и др.* О разлете катодной и диафрагменной плазмы вдоль магнитного поля в бесфольговом диоде //Физика плазмы 1984 Т 10 №6 С.1298

Институт сильноточной электроники
СО АН СССР

**РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ
СВЧ-ГЕНЕРАТОРЫ
САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН**

*Н.М.Быков, В.П.Губанов, А.В.Гушин, Г.Г.Денисов,
Ф.Я.Загулов, С.Д.Коровин, Ю.Д.Ларичев, И.М.Орлова,
С.Д.Полевин, В.В.Ростов, А.В.Сморгонский, А.Ф.Якушев*

Создание релятивистских СВЧ-генераторов и усилителей открывает новые возможности для решения ряда задач СВЧ-энергетики, связи, физики плазмы, медицины и др. В этих и некоторых других возможных областях применения мощных источников электромагнитного излучения СВЧ-диапазона наибольший интерес представляют приборы, способные работать с высокой частотой следования импульсов, что в ряде случаев обусловлено требованием высокой средней мощности, предъявляемым к источникам излучения, в других – необходимостью большой скорости набора информации.

В данной работе приводятся результаты исследований, целью которых являлось создание релятивистских СВЧ-генераторов с частотой следования импульсов до 10^2 Гц. Основное внимание уделено вопросам генерации СВЧ-излучения трехсантиметрового диапазона длин волн с импульсной мощностью порядка 10^9 Вт и длительностью импульсов 10^{-8} с, получаемого в релятивистских ЛОВ, созданных на базе сильноточных импульсно-периодических ускорителей с высокой стабильностью параметров электронных пучков, а также вопросам формирования и транспортировки сильноточных пучков в условиях большой частоты следования импульсов.

1. СИЛЬНОТОЧНЫЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ

Для генерации мощного микроволнового излучения могут быть использованы релятивистские электронные пучки, полученные с помощью различных систем ускорения заряженных частиц [1]. В диапазоне энергий электронов 0,1–3 МэВ и длительностей пучков 10^{-9} – 10^{-7} с наибольшее развитие получили сильноточные ускорители прямого действия с взрывоэмиссионными катодами [2]. Импульсно-периодический режим работы ускорителей приводит к необходимости использования наиболее эффективных, простых и надежных схем построения сильноточных ускорителей, каковыми являются ускорители с емкостными накопителями энергии и зарядкой на основе импульсных трансформаторов [3,4].

Накопитель энергии импульсно-периодического ускорителя

В качестве емкостных накопителей энергии при небольшой длительности импульсов ($\tau_u \lesssim 10^{-7}$ с) обычно используются длинные линии с распределенными параметрами, выполняющие также функции элемента системы формирования высоковольтных импульсов, т.е. формирующие линии (ФЛ) [5]. Предельно возможное значение запасаемой энергии при заданных размерах ФЛ ограничено электрической прочностью диэлектрика линии и, например, для коаксиальной линии реализуется при $\beta = \epsilon_2 / \epsilon_1 \sqrt{\epsilon} \approx 1,65$, где ϵ_2 и ϵ_1 – внешний и внутренний радиусы электродов ФЛ. Для масляной линии ($\epsilon = 2,3$) это соответствует волновому сопротивлению ФЛ $\rho_\lambda \approx 20$ Ом. Величина рабочего электрического поля линии в условиях большой частоты следования импульсов должна быть снижена по отношению к максимально возможной для обеспечения необходимого ресурса работы ускорителя (для масляной изоляции ФЛ $E_p \approx 100$ – 150 кВ/см [6]).

Эффективность зарядки ФЛ с помощью трансформатора Тесла [7] определяется коэффициентом связи между контурами и принимает максимальное значение при $k = k_{opt} = 2N / (N^2 + 1)$, где N – целое нечетное число. При $1 - k \ll 1$, если пренебречь активными потерями в контурах, эффективность зарядки достаточно велика

$$\eta_p \approx \frac{4\alpha}{(1+\alpha)^2} \left[1 - \frac{\alpha^2}{2}(1-k) \right], \quad (1)$$

где $\lambda = \omega_1^2 / \omega_2^2$ — расстройка собственных частот контуров.

Возможность создания трансформатора Тесла с коэффициентом связи близким к единице связана с необходимостью использования ферромагнитных сердечников. Геометрические размеры всего устройства существенно уменьшаются при совмещении ФЛ и трансформатора Тесла [2]. Для разомкнутого магнитопровода при $l_A \gg r_2$, где l_A — длина ФЛ, при оптимальной длине катушек, считая $1-k \ll 1$, имеем

$$1-k \approx \frac{4}{3} \left(\frac{r_2}{l_A} \right)^2 \frac{(2\beta+1)(\beta-1)}{\beta^2} l_n \beta \quad (2)$$

Время зарядки ФЛ в этом случае определяется выражением

$$\tau_3 \approx \frac{l_A}{c l_n \beta} \pi^2 N_2 \sqrt{(1-k) \frac{\alpha \epsilon}{1+\alpha}}, \quad (3)$$

где N_2 — число витков во вторичной обмотке, ϵ — относительная диэлектрическая проницаемость изолятора ФЛ. Сечение разомкнутого ферромагнитного сердечника S зависит от запасаемой энергии:

$$\frac{S^2}{l_A / l_n \beta} \approx \pi \frac{W_A}{B_0^2 / 4\pi} (1-k) \frac{\alpha}{1+\alpha}, \quad (4)$$

где W_A — энергия, накопленная в ФЛ, B_0 — индукция насыщения магнитного материала (для электротехнической стали $B_0^2 / 4\pi \approx 1,8$ Дж/см³). Напряжение зарядки ФЛ

$$U_A \approx \frac{2\alpha}{1+\alpha} n U_1, \quad (5)$$

где n — коэффициент трансформации, U_1 — напряжение источника питания. Реально достижимые КПД зарядки ФЛ $\eta_p \approx 0,8 \div 0,9$. Времена зарядки ($\tau_3 \approx 1-100$ мкс) позволяют использовать в цепи первичного контура трансформатора Тесла выпускаемые промышленностью тиристорные коммутаторы.

Высоковольтный коммутатор

Высоковольтный коммутатор сильноточных ускорителей является одним из основных элементов в системе формирования импульсов напряжения. В качестве рабочего тела в таких коммутаторах используются газ под давлением, жидкие и твердые диэлектрики [8]. Для импульсно-периодических ускорителей наиболее пригодными являются газовые коммутаторы-разрядни-

ки [9]. Основными характеристиками разрядников являются электрическая прочность, энергетические потери при коммутации, скорость нарастания коммутируемого тока, стабильность параметров импульсов и времени запуска разрядника.

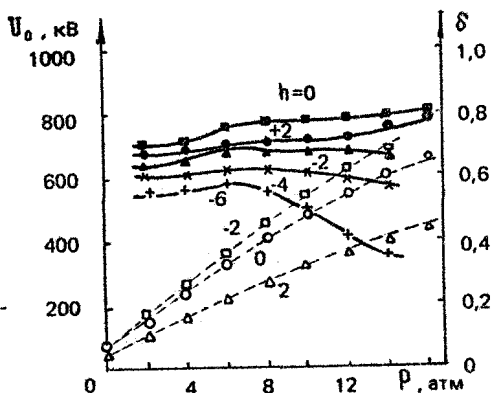
Стабильность работы газового коммутатора определяется тремя основными факторами. Во-первых, запаздыванием между моментом времени, при котором электрическое поле достигает пробивного значения $E_{пр}$, и моментом пробоя разрядника (Δt_3). Конечность Δt_3 сказывается на стабильности формируемых импульсов вследствие зависимости зарядного напряжения ФЛ от времени [8]. Вторым фактором, влияющим на стабильность работы газового коммутатора, является наличие флуктуаций величины $E_{пр}$. Их значение определяется характером изменения термодинамических параметров газа. К третьему фактору следует отнести флуктуации проводимости канала искры, его длины и диаметра.

В режиме одиночных импульсов $E_{пр} = const$, вследствие чего нестабильность работы разрядника определяется значениями Δt_3 и ΔR . Обычно $\epsilon_U \approx (\Delta U^2)^{1/2} / \bar{U} \approx 3 \cdot 10^{-2}$. При увеличении частоты повторения увеличивается влияние изменения состояния газа. Наличие активных потерь при коммутации приводит к изменению $E_{пр}$, а ϵ_U принимает значение 0,1. Принудительное движение газа со скоростью $v \approx \chi f$ (f - частота повторения импульсов, χ - радиус электродов) приводит к понижению ϵ_U до $(1 \pm 2) \cdot 10^{-2}$ [9].

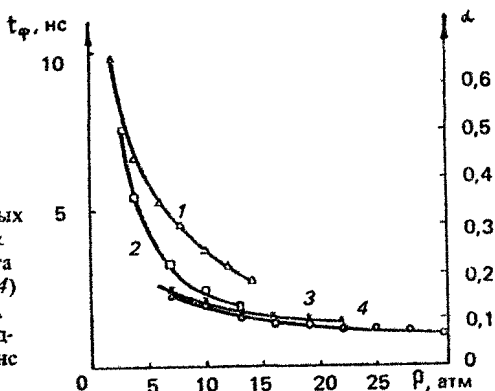
Уменьшение нестабильности параметров формируемых импульсов было достигнуто с помощью триггерного запуска разрядника. Средняя мощность системы управления составляла менее 1% от полной. Применение внешнего запуска позволило не только уменьшить нестабильность параметров импульсов до уровня $5 \cdot 10^{-3}$, но и обеспечить временную привязку срабатывания до ± 100 нс, а также возможность управления напряжением срабатывания в диапазоне $\Delta U \approx 0,8 U_A$ (рис.1).

При уменьшении длительности формируемых импульсов на их параметры существенное влияние оказывают переходные процессы при коммутации, что приводит к ограничениям диапазона возможных давлений газа в разряднике. На рис.2 представлены зависимости длительности фронта импульсов от давления, показывающие, что при уровне напряжений 500 ± 600 кВ и длительности импульсов порядка 10^{-8} с необходимое давление газа $p_2 \approx 10 \pm 15$ атм. При низких давлениях увеличиваются также активные потери в коммутаторе (рис.2).

Р и с. 1. Диапазон управления δ газового разрядника (сплошные линии) и напряжение самопробоя U_0 (пунктир) при различных положениях управляющего электрода в зависимости от давления газа



Р и с. 2. Зависимость относительных потерь в газовом коммутаторе α (кривая 1) и длительность фронта формируемых импульсов t_f (2,3,4) при различных межэлектродных зазорах от давления газа в разряднике. Длительность импульса 10 нс



Согласование вакуумного диода и ФЛ

Стремление к увеличению эффективности передачи энергии, накопленной в ФЛ ускорителя, в кинетическую энергию электронного пучка приводит к необходимости согласования вакуумного диода и ФЛ. Возникающие здесь проблемы связаны с тем, что ограничения на выбор значения волнового сопротивления ФЛ и импеданса диода обусловлены различными причинами. Действительно, при заданных внешних размерах ФЛ и ее электрической прочности величина запасаемой энергии максимальна при $\gamma_2/\gamma_1 \approx 1,65$. С другой стороны, при использовании сильноточных пучков в черенковских приборах выражение для кинетической энергии частиц в пространстве взаимодействия будет следующим:

$$\gamma_0 - 1 = \frac{e\varphi_k}{mc^2} - \frac{\gamma_0}{\gamma_\lambda} c\beta_0, \quad (6)$$

где γ_0 - релятивистский фактор частиц в пространстве взаимодействия, φ_k - потенциал катода, $c\beta_0 = \frac{60}{\beta_{II}} \ell_n \frac{R_w}{\gamma_0}$, γ_0 - радиус тонкого трубчатого пучка, R_w - средний радиус волновода, $\beta_{II} = v_{II}/c$, v_{II} - продольная скорость электронов, c - скорость света. Таким образом, эффективность передачи энергии, накопленной в ФЛ ускорителя, в кинетическую энергию пучка, без учета потерь в разряднике равна

$$\eta = 4 \frac{\rho_\lambda (R_g - \rho_0)}{(R_g + \rho_\lambda)^2} \quad (7)$$

Отсюда видно, что $\eta \sim 1$ лишь при условии $\rho_\lambda \sim R_g \gg \rho_0$ (в реальных условиях эксперимента для релятивистской ЛОВ с $\lambda \approx 3$ см $\rho_0 \approx 10$ Ом, а максимальный КПД генерации реализуется при $R_g \approx 120-150$ Ом [6]). Для согласования вакуумного диода и ФЛ могут быть использованы различные типы трансформаторов во мновх сопротивлений [10]. Для наносекундных ускорителей наиболее простыми являются адиабатические трансформаторы на основе длинных линий с медленно меняющимися параметрами

Экспоненциальная линия (ЭЛ) - длинная линия с распределенными параметрами, волновое сопротивление которой изменяется по закону $\rho(z) = \rho_1 e^{kz}$, где ρ_1 - входное сопротивление линии, $k = (1/L) \ln(\rho_2/\rho_1)$, ρ_2 - выходное сопротивление линии длиной L . При небольшой длительности импульса, когда $\tau_U \ll \ll L/v$, где v - скорость его распространения в ЭЛ, КПД передачи линии определяется выражением

$$\eta_{ЭЛ} \approx 1 - \frac{1}{8} \frac{v_U v}{L} \left(\ln \frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^2, \quad (8)$$

а форма сигнала на выходе линии при условии ее согласования с нагрузкой

$$U(t, L) \approx \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^{1/2} \left[U(t, 0) - \frac{1}{8} \frac{v}{L} \left(\ln \frac{\rho_2}{\rho_1} \right)^2 \int_0^t U(t-\tau, 0) d\tau \right], \quad (9)$$

где $U(t, 0)$ - входной сигнал.

Ступенчатая линия (СЛ) - длинная линия с распределенными параметрами, состоящая из N отрезков однородных линий, волновое сопротивление которых неизменно на длине отрезка и скачкообразно изменяется при изменении номера отрезка ($\alpha_i = \rho_{i+1} / \rho_i$). Анализ показывает, что наименьшими

потерями обладает СЛ, для которой $\alpha_i = \alpha_j$ для любых i и j , а длины составляющих ее отрезков удовлетворяют условию $L_i \geq \gamma_i u/2$. Эффективность передачи энергии с помощью СЛ:

$$\eta_{\text{СЛ}} \approx \left[\alpha \left(\frac{2}{1+\alpha} \right)^2 \right]^N, \alpha^N = \rho_2 / \rho_1 \quad (10)$$

Форма сигнала на выходе линии совпадает с формой входного сигнала

$$U(L, t) = U(t, 0) \left(\frac{\rho_2}{\rho_1} \eta_{\text{СЛ}} \right)^{1/2} \quad (11)$$

Выражения (8)–(11) получены при условии отсутствия возбуждения в линиях высших типов волн. Последнее возможно, если спектр трансформируемого импульса не перекрывается со спектром возбуждения высших типов волн, т.е. $\tau_{\text{ф}} \gg \gamma/2c$, где $\tau_{\text{ф}}$ – длительность фронта импульса, γ – характерный поперечный размер линии.

В экспериментах исследовались оба типа передающих линий для согласования ФЛс $\rho_{\Lambda} \approx 20$ Ом и вакуумного диода с импедансом $R_{\text{д}} \approx 120$ Ом. Полученный КПД составил величину 85%.

Формирование и транспортировка электронного пучка

Предварительные исследования показали, что для обеспечения оптимальных условий взаимодействия в черенковских генераторах сантиметрового диапазона длин волн при $\gamma \approx 2$ транспортировка пучка должна осуществляться в магнитных полях напряженностью более 20 кЭ [11]. Большие магнитные поля необходимы также для обеспечения однородности эмиссии катода вакуумного диода. Создание сильных магнитных полей в объеме нескольких литров сопряжено с большими энергозатратами (для $V \approx 1$ л потребляемая мощность соленоида постоянного тока при $H \approx 20$ кЭ более 10^5 Вт). Кроме того, необходимо решение проблемы отвода тепла из относительно малого объема. Аналогичные вопросы возникают при попытке использования импульсных соленоидов с большой частотой следования импульсов.

В описываемых ниже экспериментах импульсно-периодический режим генерации излучения осуществлялся при использовании сверхпроводящего соленоида с напряженностью поля 30 кЭ

и периодом подлива гелия 2-3 сут. (Следует заметить, что в настоящее время разработаны криомагнитные системы с периодом подлива гелия 36 сут и азота - 5 сут [12]). Пучок электронов формировался в коаксиальном вакуумном диоде с тонкостенным графитовым катодом. Как показали измерения, при средней мощности электронного пучка 4 кВт ресурс такого катода более $5 \cdot 10^7$ импульсов. Транспортировка пучка осуществлялась в однородном магнитном поле. Коллектором пучка служил охлаждаемый цилиндр из нержавеющей стали, который одновременно являлся элементом волноводного тракта.

Ускоритель "Синус-5А"

На основе проведенных исследований в ИСЭ СО АН СССР был создан сильноточный импульсно-периодический ускоритель электронов "Синус-5А" с энергией частиц 700 кэВ, током 4,5 кА, длительностью импульсов 10 нс и частотой повторения 100 Гц. Нестабильность параметров электронного пучка не превышала 1%, привязка по времени запуска не хуже 200 нс. Время зарядки ФЛ ускорителя 50 мкс. Зарядка ФЛ осуществлялась трансформатором Тесла, встроенным в линию, с эффективностью 0,8. Максимальное электрическое поле в передающей линии достигало 1 МВ/см (масляная изоляция). Нарботка ускорителя более 10^8 импульсов с временем непрерывной работы более 3 ч. КПД ускорителя с учетом вспомогательных систем 3-5%.

2. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛОВ

Релятивистская ЛОВ (карсинотрон) в сантиметровом диапазоне длин волн обладает рядом преимуществ по сравнению с другими приборами релятивистской высокочастотной электроники, использующимися для преобразования кинетической энергии сильноточных электронных пучков в электромагнитное излучение [13]. К ним можно отнести адаптивность прибора к изменениям параметров электронного пучка, малое время переходных процессов, обусловленное механизмом обратной связи ЛОВ, высокую электрическую прочность электродинамических систем в релятивистской области значений энергии электронов и др. [14].

Основные уравнения

В идеализированной модели ЛОВ, обычно используемой для описания автоколебательных режимов генерации, предполагается, что пучок электронов моноэнергетичен, поперечное относительно оси системы движение электронов отсутствует, условие черенковского резонанса выполнено только для (-1) -й пространственной гармоники электромагнитной волны периодического волновода, распространяющейся навстречу электронам:

$$\omega + h v_n \approx \bar{h} v_0, \quad (12)$$

где $\omega = 2\pi c/\lambda$, λ — длина волны излучения; h — продольное волновое число нулевой пространственной гармоники волны; $\bar{h} = 2\pi/d$, d — период гофрировки.

Рассматривая стационарный режим генерации и учитывая первую гармонику поля высокочастотного пространственного заряда, самосогласованная система уравнений, описывающая энергообмен между электромагнитной волной и электронным пучком, может быть записана в виде [15,16]

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dz} \operatorname{Re} \left[\left(e E_s + i 2 \frac{e J_g \omega}{c^2} \frac{T_n}{\beta^2 \gamma^2} \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_s} d\theta_0 \right) e^{i\theta_s} \right], \\ \frac{d\theta_s}{dz} - \frac{\omega}{c\beta_n} - h_s, \\ \frac{dE_s}{dz} = - 2 J_g R h_s^2 \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta_s} d\theta_0, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\theta(0) = \theta_0 \in \{0, 2\pi\}, \quad E_s(L) = 0,$$

$$\varepsilon(0) = \varepsilon_0,$$

где $\varepsilon = m c^2 \gamma$, J_g — ток пучка, e — заряд электрона; L — длина взаимодействия; $R = |E_s|^2 / 2 h_s^2 P$ — сопротивление связи; E_s — амплитуда синхронного поля; h_s — продольное волновое число синхронной волны; P — мощность, переносимая волной; T_n — коэффициент депрессии сил пространственного заряда при взаимодействии пучка с волной, имеющей азимутальный индекс n . Для симметричных волн и тонкого трубчатого пучка [17]:

$$T_0 = \frac{I_0(x \gamma_B)}{I_0(x \gamma_W)} \left[K_0(x \gamma_B) I_0(x R_W) - K_0(x R_W) I_0(x \gamma_B) \right], \quad (14)$$

где $x^2 = h_s^2 - \omega^2/c^2 \approx \kappa^2/\beta_n^2 \gamma^2$, $\kappa = \omega/c$; K_0 и I_0 - функция Макдональда и модифицированная функция Бесселя нулевого порядка.

Для случая малого пространственного заряда, когда длина взаимодействия L мала по сравнению с плазменной длиной волны,

$$\frac{4L}{\lambda} \left(2 \frac{J_6}{J_A} \frac{T_n}{\beta^5 \gamma^5} \right)^{1/2} \ll 1, \quad (15)$$

где $J_A = \pi c^3/e$ - альфвеновский ток; согласно [15] стартовый ток генератора может быть найден из выражения

$$cR \frac{J_{st}}{J_A} \approx \frac{1}{2\pi^2} (\gamma^2 - 1)^{3/2} / \left(\frac{L}{\lambda} \right)^3 \quad (16)$$

Оптимальный режим генерации реализуется при

$$\left(cR \frac{J_6}{J_A} \right)_{opt} \approx \frac{\pi}{2} \frac{1}{\gamma^3}, \quad (17)$$

$$\left(\frac{L}{\lambda} \right)_{opt} \approx \frac{1.2}{\pi} \gamma (\gamma^2 - 1)^{1/2}. \quad (18)$$

Для оптимальной длины карсинотрона $J_{opt} \approx 2J_{st}$

Если в качестве электронного пучка используется сильноточный электронный пучок, формируемый в вакуумном диоде, то рабочий ток пучка и энергия электронов уже не являются полностью независимыми параметрами. Например, для коаксиальных вакуумных диодов в сильном магнитном поле заданным обычно является отношение J_6/J_{cr} , где J_{cr} - предельный ток в вакуумном волноводе (для тонкого трубчатого пучка $J_{cr} = J_A (\gamma^{2/3} - 1)^{3/2} / 2 \ln(R_w/r_b)$ [17]). Тогда из условия (17) следует оптимальное значение сопротивления связи:

$$cR_{opt} \approx \pi \frac{\ln(R_w/r_b)}{\gamma^3 (\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}} \frac{J_{cr}}{J_6} \quad (19)$$

Отношение оптимальной длины ЛОВ к четверти плазменной длины волны λ_p определяется соотношением

$$4 \frac{L_{opt}}{\lambda_p} \approx \frac{4.8}{\pi} \gamma \left(\frac{\gamma^{2/3} - 1}{\gamma^2 - 1} \right)^{3/4} \left(\frac{J_6}{J_{cr}} \frac{T_n}{\ln R_w/r_b} \right)^{1/2}. \quad (20)$$

Для $n=0$ и $R_w - r_b \ll \gamma \beta_n \lambda / 2\pi$

$$4 \frac{L_{opt}}{\lambda_p} \approx (0.7 \div 1.5) \left(\frac{J_6}{J_{cr}} \right)^{1/2} \quad (21)$$

Как видно, необходимость учета влияния пространственного заряда возникает при использовании пучков с небольшой энергией электронов ($\gamma \lesssim 2,5$), когда имеются трудности с обеспечением оптимального сопротивления связи (19) и длина пространства взаимодействия превышает L_{opt} .

Эффективность релятивистского карсинотрона относительно невелика ($\eta_{opt} \approx 0,15 \frac{\gamma-1}{\gamma}$) [16], что связано с характером распределения синхронного поля вдоль оси системы. Возможность повышения КПД в этих приборах основана на особенностях механизма инерционного группирования электронов в сгустки. При относительно слабых полях в начале пространства взаимодействия электроны, группирующиеся в сгусток, имеют малый разброс по энергиям, т.е. сформированное уплотнение электронного потока существует достаточно долго. Повышение сопротивления связи к концу прибора приводит к быстрому торможению сгустка в сильных полях, в условиях, когда его плотность близка к максимальной. Оптимизация соотношений между напряженностями полей и длиной участков взаимодействия с различными сопротивлениями связи в классе одноступенчатых функций распределения $R(x)$ проведена для релятивистских ЛОВ в работе [18].

Электродинамическая система релятивистской ЛОВ

Электродинамическая система карсинотрона обычно представляет собой отрезок круглого слабогофрированного волновода с радиусом $r(x) = R_w + \rho \sin hx$.

Дисперсионные свойства таких электродинамических систем исследованы в работе [19]. При $\rho < d^2/4R_w$ низшие типы волн остаются незамедленными [20] и их поперечная структура слабо отличается от структуры волн гладкого волновода. Дисперсионная зависимость $\omega(h)$ наиболее сильно возмущается вблизи полос непрозрачности гофрированного волновода при выполнении условий брэгговского резонанса:

$$h_+ + h_- \approx \bar{h}, \quad (22)$$

где h_{\pm} — продольные волновые числа парциальных волн. При выполнении (22) групповая скорость нормальных волн гофрированного волновода близка к нулю, а отрезок волновода обладает ярко выраженными резонансными свойствами [20]. При малых h , вблизи критических частот зависимость $\omega(h)$ слабо отличается от дисперсии гладкого волновода. Сдвиг частот

в этом случае $|\Delta\omega| \approx (\ell^2/\lambda R_w)\omega_{cr}$, где $\omega_{cr} = c(\gamma_{nm}/R_w) [20]$.
 Знак $\Delta\omega$ зависит от типа волны.

Частота генерации ЛОВ в пренебрежении конечной величиной расстройки синхронизма и влиянием высокочастотного пространственного заряда определяется выражением

$$\omega_{nm} \approx \bar{h} v_n \gamma^2 \left[1 - \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2} (1 + g_{nm}^2/\bar{h}^2)} \right], \quad (23)$$

где g_{nm} — поперечное волновое число. В сантиметровой области длин волн при генерации импульсов излучения мощностью до 10^9 Вт в качестве рабочей волны может быть выбрана низшая симметричная волна, (волна E_{01}) поскольку электрическая прочность гофрированных волноводов при малых длительностях импульсов достигает значений 10^6 В/см [21]

Синхронизм только с одной симметричной волной обеспечивается выбором параметров волновода, удовлетворяющих условиям

$$\frac{\gamma_{01}}{\beta} < 2\pi \frac{R}{d} < \frac{\gamma_{02}}{\beta} \quad (24)$$

Оставаясь в синхронизме с несколькими несимметричными волнами (H_{11}, H_{21}, E_{11} и др.), электронный пучок при выполнении (24) должен обладать большим коэффициентом связи с волной E_{01} . Отношение стартовых токов при $(1 + g_{nm}^2/\bar{h}^2) \ll \gamma^2$ равно:

$$\frac{j_{st}^{01}}{j_{st}^{nm}} = \begin{cases} \left(\frac{1 + g_{01}^2/\bar{h}^2}{1 + g_{nm}^2/\bar{h}^2} \right)^2 \left(\frac{1 - g_{01}^2/\bar{h}^2}{1 - g_{nm}^2/\bar{h}^2} \right) \frac{I_n^2(\alpha r_B)}{I_n^2(\alpha R_w)}, & \text{для } E\text{-волн} \\ \left(\frac{1 + g_{01}^2/\bar{h}^2}{1 + g_{nm}^2/\bar{h}^2} \right)^2 \left(\frac{1 - g_{01}^2/\bar{h}^2}{1 - g_{nm}^2/\bar{h}^2} \right) \frac{n^2}{\mu_{nm}^2 - n^2} \frac{I_n^2(\alpha r_B)}{I_n^2(\alpha R_w)} & \text{для } H\text{-волн} \end{cases}$$

Требуемая величина отношения j_{st}^{01}/j_{st}^{nm} достигается подбором радиуса электронного пучка.

Релятивистская ЛОВ в магнитном поле конечной величины

Одним из наиболее важных отличий условий реального эксперимента от использованных в идеализированной модели ЛОВ является конечная величина магнитного поля, в котором

происходит формирование сильноточного электронного пучка и его транспортировка через электродинамическую систему. Конечность поля H сказывается на величине поперечных скоростей электронов, и соответственно разбросе продольных скоростей. Критерием применимости записанных выше уравнений является выполнение условия $\omega_H^2 \gg \omega_p^2$, где $\omega_H = eH/mc\gamma$ — циклотронная частота вращения электронов в магнитном поле. В реальных условиях ограничения на величину H более жесткие и зависят от условий формирования сильноточного пучка, состояния эмиссионной поверхности, характера ввода пучка в пространство взаимодействия [7].

Другим следствием конечности магнитного поля является существование дополнительных магнитотормозных резонансов, условия для которых выполняются одновременно с основным, черенковским резонансом, например:

$$\omega + h v_{||} = \omega_H \quad (25)$$

При выполнении (25) в синхронизме с пучком находится нулевая гармоника волны гофрированного волновода, распространяющаяся навстречу электронам. При нулевой начальной поперечной скорости электронов выполнение (25) приводит к возбуждению быстрой циклотронной волны в электронном пучке, сопровождаемому поглощением энергии электромагнитной волны и возбуждением поперечных осцилляций электронов [22].

Электромагнитная волна в круглом волноводе поглощается встречным электронным пучком с пространственным декрементом, имеющим максимальное значение при точном резонансе (25)

$$(\gamma m h)_{\max} = \kappa D / 2 \gamma (\gamma^2 - 1)^{1/2}, \quad (26)$$

где $D = \frac{1}{\kappa R_w} \left(2 \frac{\gamma_b}{\gamma_A} \beta \right)^{1/2}$.

$$\beta = \begin{cases} \frac{1 + \beta_{||} \beta_{\Phi}}{\beta_{\Phi}} \frac{\gamma_{n \pm 1}^2 (\beta_{n,m} \gamma_b)}{\gamma_{n \pm 1}^2 (\beta_{n,m})} & \text{для E-волн,} \\ \beta_{\Phi} (1 + \beta_{||} / \beta_{\Phi}) \frac{\gamma_{n \pm 1}^2 (\beta_{n,m} \gamma_b)}{\gamma_n^2 (\beta_{n,m})} \frac{1}{1 - n^2 / \mu_{nm}^2} & \text{для H-волн,} \end{cases}$$

где $\beta_{\varphi} c$ - фазовая скорость волны,

В случае $L (\mathfrak{M} h)_{\text{max}} \gg 1$ полоса резонанса соответствует области магнитных полей

$$\Delta H \approx H_p 2D / \gamma^2 (1 + \beta_{\varphi} / \beta_{\varphi}) \quad (27)$$

Как видно из выражения (26), величина декремента зависит как от типа волны, так и от радиуса пучка электронов, и, таким образом, появляется дополнительная возможность селекции типов колебаний по поперечным индексам. Впервые такая возможность была продемонстрирована в работе [23]. Следует отметить также, что, как и в магнитотормозных приборах, эффект резонансного переизлучения электромагнитной волны в быструю циклотронную снимает двукратное поляризационное вырождение несимметричных волн в черенковских приборах.

Для волны E_{01} и типичных параметров релятивистских ЛОВ величина $D \sim 1$. Следовательно, в соответствии с формулами (26) и (27) в широкой области магнитных полей нарушаются оптимальные условия генерации, а также происходит возрастание стартового тока до значений, при которых возбуждение аз-токолебаний становится невозможным.

Пренебрегая другими возможными механизмами поперечного взаимодействия, линейную краевую задачу возбуждения ЛОВ можно представить в виде [24]

$$\begin{aligned} \Phi' + i \Delta \Phi &= -\mathfrak{J} + A T, & \mathfrak{J}'' &= -i \Phi - \hat{\epsilon} \mathfrak{J}, & (28) \\ T' + i \Delta_0 T &= \Phi, & \mathfrak{J}'(0) &= \mathfrak{J}(0) = T(0) = 0, \\ \Phi(\xi_k) &= 0 \end{aligned}$$

Решение (28) описывает распределение вдоль пространства взаимодействия амплитуды электромагнитной волны Φ , двух волн пространственного заряда \mathfrak{J} и быстрой циклотронной волны T . В системе (28) $\xi = k z \ell / 2 \gamma_0 (\gamma_0^2 - 1)^{1/2}$ - безразмерная координата, $\Delta = \delta 2 \gamma_0 (\gamma_0^2 - 1)^{1/2} / k \ell$ - приведенная расстройка черенковского синхронизма, $\delta = (h_s v_{H0} - \omega) / v_{H0}$, $\Delta_0 = (\delta - \delta_H) 2 \gamma_0 (\gamma_0^2 - 1)^{1/2} k \ell$ - приведенная расстройка циклотронного резонанса, $\delta_H = (\omega_H - \omega - h v_{H0}) / v_{H0}$, $A = D^2 / \ell^2$, $\hat{\epsilon} = 8 (\mathfrak{J}_B / \mathfrak{J}_A) \gamma_0^2 T / (\gamma_0^2 - 1)^{3/2} \ell^2$ - приведенный параметр пространственного заряда, $\ell = \gamma_0 [2 (\mathfrak{J}_B / \mathfrak{J}_A) \times c R / \beta_{H0}^2]^{1/3}$ - параметр инерционной группировки.

Величины Δ и $\xi_k = \xi(z = L)$ в задаче (28) удобно рассматривать как собственные числа, а ее решение свести к решению системы алгебраических уравнений:

$$\sum_{s=1}^4 \Phi_s \exp(-i \Gamma_s \xi_k) = 0, \quad \sum_{s=1}^4 \Gamma_s \Phi_s / (\Gamma_s^2 - \hat{\epsilon}) = 0,$$

$$\sum_{s=1}^4 \varphi_s / (\Gamma_s^2 - \hat{\epsilon}) = 0, \quad \sum_{s=1}^4 \varphi_s / (\Gamma_s - \Delta_0) = 0, \quad (29)$$

в которых Γ_s - корни дисперсионного уравнения

$$(\Gamma - \Delta_0) [(\Gamma - \Delta)(\Gamma^2 - \hat{\epsilon}) - 1] + A(\Gamma^2 - \hat{\epsilon}) = 0. \quad (30)$$

В случае $\hat{\epsilon} = 0$, $A \ll 1$ нетривиальное решение (29), (30) соответствует условиям возникновения автоколебаний обычной ЛОВ: $\xi_k^{(0)} \approx 1,974$, $\Delta^{(0)} = 1,520$, когда независимо от расстройки циклотронного резонанса Δ_0 доминирует инерционная группировка электронов (подобная ситуация характерна для слаботочной электроники, поскольку $A \propto \gamma_b^{1/3} \gamma_0$).

В частном случае $\Delta_0 = 0$ дисперсионное уравнение упрощается и, пренебрегая высокочастотным пространственным зарядом $\hat{\epsilon} \ll 1$, можно получить

$$\Gamma^2 (\Gamma - \Delta) - 1 = -A\Gamma. \quad (31)$$

Найденные с помощью метода последовательных приближений собственные числа задачи принимают значения

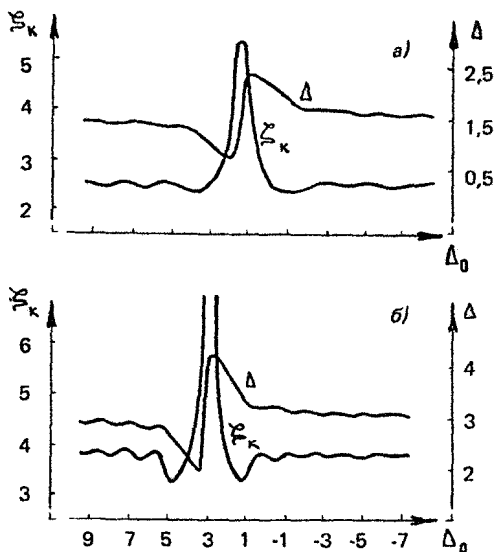
$$\xi_k = \xi_k^{(0)} (1 + 0,28A), \quad \Delta = \Delta^{(0)} (1 + 0,51A) \quad (32)$$

Выражения (32) справедливы для $A \lesssim 2$ с точностью порядка 10^{-2} .

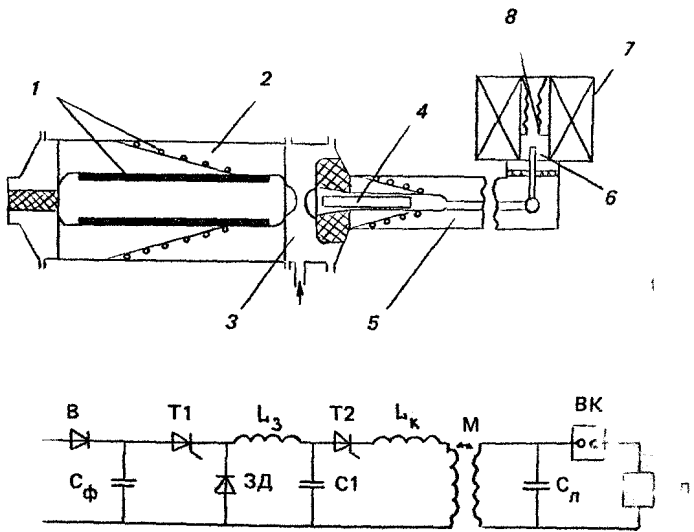
Численный расчет параметров ξ_k и Δ при произвольных $\hat{\epsilon}$, A , Δ_0 проводился с помощью метода последовательных приближений и алгоритма минимизации двумерной функции $|\text{Det}(\xi_k, \Delta)|^2$. Как показал численный эксперимент [24], наибольшее возрастание величины ξ_k происходит при $\delta_H = 0$. Вблизи резонанса заметное возрастание пусковой длины происходит с ростом параметра пространственного заряда (рис.3,а). Для практически интересных случаев ($A \gtrsim 0,5$) стартовый ток генератора неограниченно растет (рис.3,б) в области магнитных полей, определяемой выражением (27).

3 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЛОВ

Большинство экспериментов с релятивистской ЛОВ было проведено на ускорителе "Синус-5А". Типичная схема эксперимента приведена на рис.4. Измерения параметров пучка проводились с помощью емкостных делителей и поясов Роговского.



Р и с 3. Зависимость пусковых параметров ЛОР от расстройки циклотронного резонанса для $A = 0,5$ а - $\omega = 2$, б - $\omega = 9$



Р и с 4. Схема установки: 1 - трансформатор, 2 - ФЛ, 3 - газовый разрядник, 4 - источник питания триггера, 5 - передающая линия, 6 - вакуумный диод, 7 - сверхпроводящая линия, 8 - электродинамическая система

Для контроля геометрических параметров пучка снимались его отпечатки на полимерной пленке. Мощность СВЧ-излучения измерялась детекторами на горячих носителях [25], которые калибровались с помощью стандартных магнетронных генераторов, энергия импульсов излучения измерялась специально разработанными калориметрами. В импульсно-периодическом режиме работы СВЧ-генератора проводились также калориметрические измерения средней мощности излучения. Частота излучения изменялась запердельными волноводами, перестраиваемыми полосовыми фильтрами и квазиоптическими резонаторами. В процессе экспериментов с помощью газоразрядного матричного табло контролировалась диаграмма направленности излучения. Интенсивность свечения табло давала возможность делать качественную оценку уровня мощности. Все электрические сигналы длительностью до 10^{-7} с регистрировались пиковыми вольтметрами [26] и (или) телевизионными регистраторами [27], после чего результаты измерений подвергались статистической обработке с помощью ЭВМ.

В экспериментах использовались различные конструкции электродинамических систем карсинотрона, в том числе медные, изготовленные методом гальванопластики, а также состоящие из набора колец из нержавеющей стали. Изменение параметров пучка производилось изменением геометрии вакуумного диода, варьировались величины r_k и r_{a-k} вакуумного диода (рис.5).

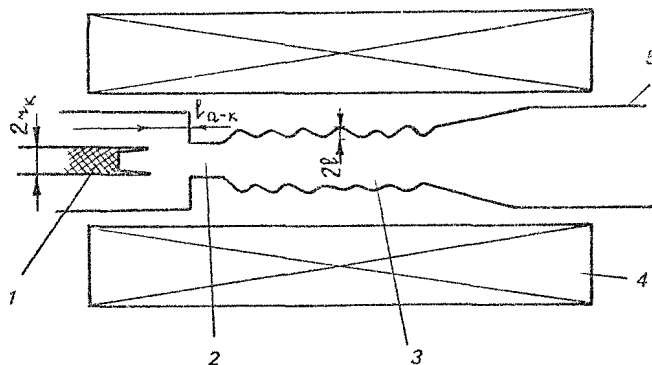
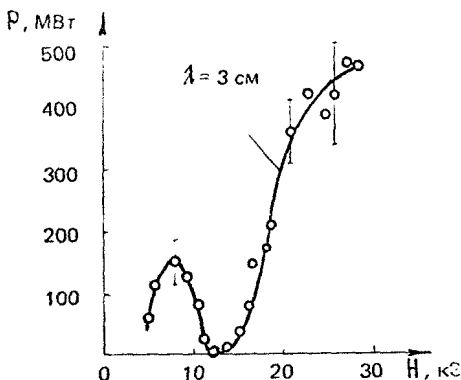


Рис 5 Вакуумный диод и электродинамическая система ЛОВ 1 - катод, 2 - запердельное сужение, 3 - пространство дрейфа, 4 - соленоид, 5 - коллектор

В режиме разовых импульсов использовался импульсный соленоид с напряженностью магнитного поля до 30 кЭ. Кроме изменения величины H , существовала возможность изменения распределения поля вдоль оси системы.

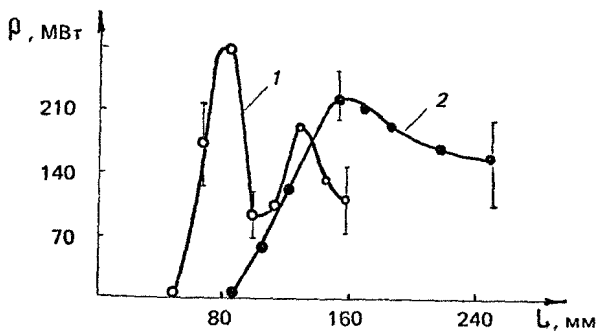


Р и с. 6 Зависимость мощности излучения ЛОВ от магнитного поля

На рис.6 показаны типичные зависимости мощности излучения карсинотрона с однородным распределением связи от магнитного поля с характерным "провалом" в области резонансных магнитных полей $H_p = \frac{mc^2}{\beta} \gamma \beta \bar{h}$. Наиболее узкий "провал" в зависимости $P(H)$ наблюдался в генераторах с максимальным сопротивлением связи и наибольшим превышением рабочего тока над стартовым, что находится в хорошем согласии с результатами решения линейной задачи о самовозбуждении ЛОВ в конечном магнитном поле. В области резонансных магнитных полей в ряде экспериментов удалось зарегистрировать излучение (со сравнительно низким уровнем мощности), соответствующее возбуждению мод E_{11} , H_{11} круглого волновода. Существование немонотонной зависимости $P(H)$, как уже отмечалось, приводит к необходимости применения для транспортировки пучка сильных магнитных полей, которые при $\gamma \approx 2$, $I_0 \approx 5$ кА и длине волны $\lambda \approx 3$ см должны превышать значение $H \sim 20$ кЭ. В области меньших магнитных полей мощность излучения релятивистского карсинотрона падает в несколько раз.

Результаты измерения мощности излучения при различных длинах электродинамических систем (L) приведены на рис.7 [11]. Как видно, при большой связи пучка с волной, когда оптимальная длина взаимодействия сравнительно невелика, зависимость $P(H)$ имеет довольно сложный характер. Следует заметить, что в данном случае фазовая скорость нулевой гармоники на рабочей частоте близка к скорости света ($\beta_{\Phi} \approx 1 \div 1,2$), так что на длине взаимодействия

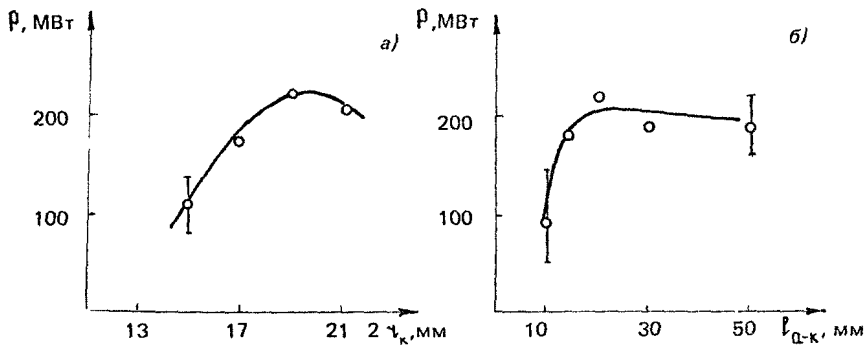
$$\left(\frac{1}{\beta_{11}} - \frac{1}{\beta_{\Phi}} \right) kL \approx (2 - 2,5) \pi \quad (33)$$



Р и с. 7. Зависимость мощности излучения ЛОВ от длины электродинамической системы
 1 - $l = 4$ мм, 2 - $l = 3$ мм

Таким образом, вследствие малости длины системы нельзя пренебрегать взаимодействием с нулевой гармоникой попутной волны, возможными отражениями волны от выходного конца системы и т.д.

Для определения оптимальных условий генерации были проведены измерения мощности излучения при различных параметрах вакуумного диода (рис.8). Спад мощности излучения в за-



Р и с. 8 Зависимость мощности излучения ЛОВ от параметров вакуумного диода а - $P(\chi_k)$, б $P(l_{a-k})$

висимости $P(\chi_k)$ при $2\chi_k > 19$ мм связан с уменьшением тока при транспортировке пучка через запредельное сужение карсинотрона. Падение мощности при малых зазорах l_{a-k} ($l_{a-k} < 15$ мм по-видимому, обусловлено уменьшением отношения J_g / J_{cr} , т.е. ростом потенциала пучка, и следовательно, уменьшением кине-

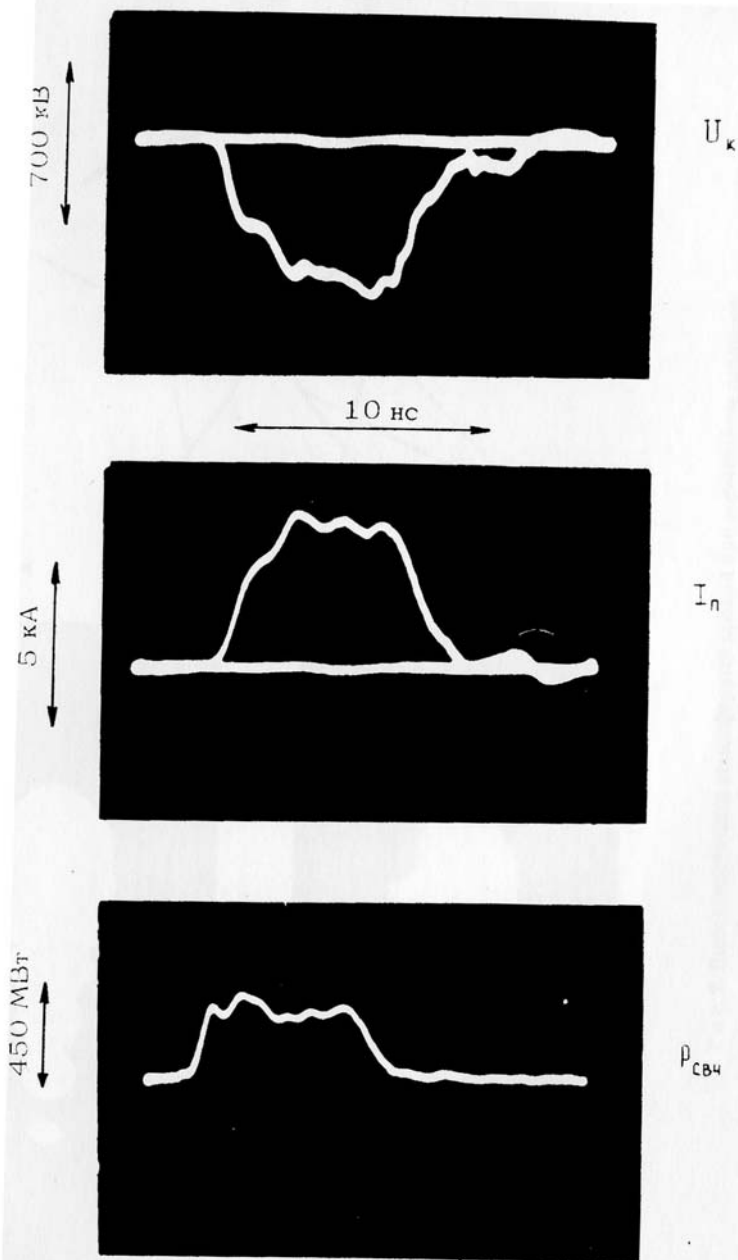
тической энергии частиц, а также ростом влияния высокочастотного пространственного заряда (21).

В ходе экспериментов была обнаружена зависимость формы огибающей генерируемых импульсов как от параметров электронного пучка, так и электродинамической системы, что, по-видимому, связано с соизмеримостью в ряде случаев времени переходных процессов в ЛОВ с длительностью тока пучка (для ЛОВ характерное время релаксации $T_{pEL} = (L/c)(1/\beta_{||} + 1/\beta_{gr})$ совпадает с временем прохождения сигнала по кольцу обратной связи [28]). Другой причиной изменения формы сигналов могут быть взрывоэмиссионные процессы на гофрированной поверхности электродинамических систем, возникающие под воздействием сильных высокочастотных полей, которые в оптимальных для генерации условиях достигали значения 300-500 кВ/см [29]. При больших отношениях J_s / J_{st} влияние могут также оказывать автомодуляционные процессы в ЛОВ, теоретически исследованные в работе [30].

В режиме разовых импульсов была получена мощность излучения 500-600 МВт. При частоте следования импульсов 100 Гц уровень мощности несколько ниже, $P \approx 300$ МВт, нестабильность мощности излучения 1-2%. На рис.9 показан высокочастотный пробой воздуха при нормальном давлении, полученный при фокусировке волн E_{01} и H_{11} . Грубые оценки показывают, что при длительности импульсов излучения 10 нс на длине волны $\lambda \sim 3$ см пробой в атмосфере возникает в электрическом поле $E_{пр} \approx 30-60$ кВ/см.

Для повышения мощности излучения в экспериментах исследовался карсинотрон с неоднородным распределением связи. Как и в работе [29], величина сопротивления связи увеличивалась к концу пространства взаимодействия (посредством изменения амплитуды гофрировки), так что генератор имел две секции, в которых сопротивление связи принимало значения R_1 и R_2 . В экспериментах имелась возможность изменения длины обеих секций прибора, а также величин R_1 и R_2 . В отличие от [29] в импульсно-периодическом режиме работы генератора отсутствовала плавная настройка генератора посредством изменения диаметра пучка в неоднородном магнитном поле. На рис.10 показаны типичные осциллограммы напряжения на катоде, тока пучка и мощности СВЧ-излучения.

В оптимальных режимах реализовано $R_2 / R_1 \approx 6$, а отношение длин секций $L_2 / L_1 \approx 5/6$. Максимальная мощность, полученная в экспериментах, в режиме разовых импульсов 0,8-1 ГВт



Р и с. 10. Типичные осциллограммы напряжения на катоде (U_k), тока пучка (I_n) и мощности СВЧ-излучения ($P_{\text{СВЧ}}$)

[6], а при частоте следования импульсов 100 Гц равна 450 МВт при средней мощности излучения 350–400 Вт. В импульсно-периодическом режиме, таким образом, был реализован КПД = 20%

Исследования спектрального состава излучения релятивистской ЛОВ показали, что в типичных условиях эксперимента спектр излучения представлен двумя компонентами [31, 32]: узкополосным излучением на длине волны $\lambda_0 \approx 3$ см с мощностью $(3 \div 5) \cdot 10^8$ Вт, соответствующим основному механизму взаимодействия, а также широкополосным излучением в высокочастотной части спектра вплоть до $\lambda = \lambda_0 / 2\gamma^2$ с относительно низким уровнем мощности $P \approx 50$ МВт.

Ширина линии излучения с частотой ω_0 измерялась с помощью квазиоптических резонаторов с добротностью $Q \sim \omega_0 \times \tau_{\text{н}} / 2\pi$, где $\omega_0 = 2\pi c / \lambda_0$. Измерения показали, что ширина линии излучения соответствует естественной ширине спектра высокочастотного импульса длительностью $\tau_{\text{н}}$ с монохроматическим заполнением с частотой ω_0 .

На рис. 11 показана зависимость частоты излучения ЛОВ

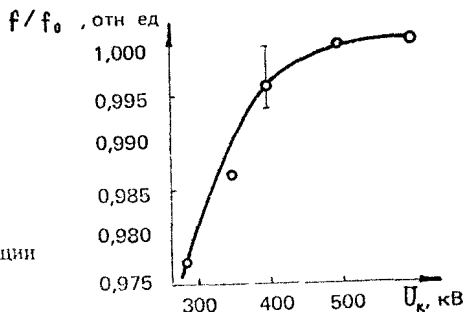


Рис 11. Зависимость частоты генерации ЛОВ от потенциала на катоде

от потенциала на катоде, демонстрирующая возможности частотной перестройки ЛОВ. Данная зависимость получена при неизменной геометрии вакуумного диода. Перестройка частоты излучения обеспечивалась как за счет изменения энергии частиц $\Delta\omega/\omega \sim (1 + \beta_{\text{н}}/\beta_{\text{гр}})^{-1} \Delta\beta_{\text{н}}/\beta_{\text{н}}$, так и за счет изменения частоты плазменных колебаний, $\hat{\omega}_p/\omega \approx [2(J_0/J_A)(T_0/\beta_{\text{н}}^5)]^{1/2}$. Нестабильность частоты излучения, измеренная в импульсно-периодическом режиме, равна 0,1%.

Высокочастотная часть спектра излучения релятивистской ЛОВ, как показано в работе [31], обусловлена резонансным рассеянием волны с частотой ω_0 на электронах пучка непосредственно в электродинамической системе ЛОВ, которая обладает в этой части спектра собственными колебаниями вбли-

зи высших брэгговских резонансов с добротностями $Q \gtrsim 10^3$ [31]. Анализ стартовых условий вынужденного рассеяния пока- зывает, что превышение стартового тока в экспериментах может иметь место для различных типов колебаний, отличающихся поперечной структурой полей. Интенсивность рассеянного излу- чения существенно зависела от величины внешнего магнитного поля, что находится в хорошем согласии с теорией вынужденно- го рассеяния [33]. Максимальная мощность коротковолнового излучения достигалась вблизи резонансных магнитных полей, где возрастают поперечные осцилляции электронов в поле вол- ны накачки. Непосредственно в области циклотронного резонан- са, где отсутствовала низкочастотная генерация, коротковол- новое излучение не наблюдалось. При изменении энергии элек- тронов высокочастотная граница спектра излучения смешалась пропорционально γ^2 .

* * *

Итогом проведенных исследований является создание реля- тивистского высокочастотного генератора на основе ЛОВ с большой частотой следования импульсов. Достигнута импульс- ная мощность трехсантиметрового излучения 450 МВт, средняя мощность излучения 350–400 Вт при частоте следования им- пульсов 100 Гц. Нестабильность мощности излучения 1–2%. Нестабильность несущей частоты излучения 0,1%. В экспери- ментах исследовались одномодовые релятивистские карсинотро- ны с однородным и неоднородным вдоль оси системы распре- делением связи. В режиме разовых импульсов получен КПД ≈ 30 –35%, в импульсно–периодическом режиме КПД $\approx 20\%$.

Дальнейшее увеличение средней мощности генераторов воз- можно как посредством увеличения частоты следования импуль- сов, так и энергии импульсов излучения.

Л и т е р а т у р а

1 Мощные наносекундные источники электронов //Под ред Г.А.Месяца Ново- сибирск Наука, 1974 163 с

2 Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Праскуровский Д.И. Взрывная эмиссия электронов //УФН 1975 Т 115 В 1 С 101

3 Вассерман С.Б Трансформатор Тесла в высоковольтных ускорителях заря- женных частиц Препринт 77-110 /ИЯФ СО АН СССР Новосибирск, 1977 43 с

4. Лычачинов 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

- 5 *Смирнов В.П.* Импульсные сильноточные ускорители электронных пучков
Препринт 2771/ИАЭ М., 1977 52 с
- 6 *Коровин С.Д., Ростов В.В., Сморгонский А.В.* Импульсно-периодический релятивистский карсинотрон //Изв вузов Радиофизика 1986 Т 29 №10 С 1278
- 7 *Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д. и др.* Сильноточные импульсно-периодические ускорители электронов для генераторов СВЧ-излучения //Релятивистская высокочастотная электроника Проблемы повышения мощности и частоты излучения /ИПФ АН СССР, Горький, 1981 С 5
- 8 *Ковальчук Б.М., Кремнев В.В., Потапыцын Ю.Ф.* Сильноточные наносекундные коммутаторы Новосибирск Наука, 1979 182 с.
- 9 *Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А.* Исследование высоковольтного разрядника с потоком рабочего газа между электродами //ПТЭ 1979, №4 С 162.
- 10 *Месяц Г.А.* Генерирование мощных наносекундных импульсов М Сов радио, 1974 256 с
- 11 *Mesyats G A, Zagulov F Ya, El'chaninov A S et al* The REB pulse-periodic microwave generators //Proc Topical Conf on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology Palaiseau 1981 V 2 P 847
- 12 *Лаптиенко А.Я., Таряник Н.В., Карагай П.Н. и др.* Криомагнитная система радиоспектрометра ядерного магнитного резонанса на 300 МГц //ПТЭ 1987 №2, С 231
- 13 Релятивистская высокочастотная электроника //Под ред *А.В. Гапонова-Грехова* /ИПФ АН СССР Горький, 1979. 298 с
- 14 *Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д. и др.* Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения потоком релятивистских электронов //Письма в ЖТФ 1973, Т 18 №4 С 232
- 15 *Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф., Кольчугин Б.Д., Фукс М.И.* Экспериментальное исследование релятивистского карсинотрона //ЖТФ 1982 Т 52 №8 С 1611.
- 16 *Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В.* Приборы типа "0", основанные на индуцированных черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов //Релятивистская высокочастотная электроника /ИПФ АН СССР Горький, 1979 С 76
- 17 *Brejzman V N, Ryutov D D* Powerful relativistic electron beams in a plasma and a vacuum //Nuclear fusion 1974 V 14 N6 P 1589
- 18 *Ковалев Н.Ф., Петрухина В.И.* Ультрарелятивистский карсинотрон со скачком сопротивления связи //Электронная техника Сер 1, Электроника СВЧ 1977 №7 С 102
- 19 *Ковалев Н.Ф.* Электродинамическая система ультрарелятивистской ЛОВ //Электронная техника Сер.1, Электроника СВЧ 1978 №3 С 102
- 20 *Денисов Г.Г., Резников М.Г.* Оффрированные резонаторы для коротковолновых релятивистских СВЧ-генераторов //Изв вузов Радиофизика 1982 Т 25 №5 С 562
- 21 *Быков Н.М., Коровин С.Д., Месяц Г.А. и др.* Экспериментальное исследование мощного СВЧ-излучения в релятивистских карсинотронах миллиметрового диапазона //Письма в ЖТФ 1985 Т 11 №9 С 541
- 22 *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
- 23 *Абубакиров Э.Б., Белоусов В.И., Варганов В.М. и др.* Экспериментальная реализация метода циклотронно-резонансной селекции мод в релятивистских высокочастотных генераторах черенковского типа //Письма в ЖТФ 1983 Т 9 №9 С 533
- 24 *Ростов В.В.* Исследование высокочастотных генераторов на основе сильноточных импульсно-периодических ускорителей электронов Автореф канд дис /ИСЭ СО АН СССР, Томск, 1985
- 25 *Райзер М.Д., Цопп Л.Э.* Детектирование и измерение мощности СВЧ-излучения наносекундной длительности //Радиотехника и электроника 1975 Т 20 №8 С 1611

26 Губанов В.П. Пиковый вольтметр наносекундных импульсов //ПТЭ 1985 №2 С 137.

27 Губанов В.П. Телевизионный регистратор переходных процессов //ПТЭ 1986 №3 С 151

28 Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Фадеева Т.Н. Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ //Изв вузов Радиофизика 1978 Т 21 №7 С 1037

29 Егъчианов А.С., Загулов Ф.Я., Ковалев Н.Ф. и др. Высокоэффективный релятивистский карсинотрон //Письма в ЖТФ 1980 Т 6 №7 С 1443

30 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

31 Губанов В.П., Денисов Г.Г., Коровин С.Д. и др. Экспериментальное исследование индуцированного рассеяния волн на электронных пучках в релятивистских СВЧ-генераторах //Релятивистская высокочастотная электроника Вып 4 /ИПФ АН СССР Горький, 1984 С 178

32 Губанов В.П., Коровин С.Д., Ростов В.В., Сморгонский А.В. Исследование спектра излучения релятивистского карсинотрона //Письма в ЖТФ 1985 Т 11 №2 С 93

33 Гинзбург Н.С. Нелинейная теория вынужденного модуляторного излучения и вынужденного рассеяния волн на магнитонаправляемых релятивистских электронных пучках в поперечно-ограниченных электродинамических системах //Релятивистская высокочастотная электроника Вып 3 /ИПФ АН СССР Горький, 1983 С 26

Институт сильноточной
электроники СО АН СССР

Институт прикладной
физики АН СССР

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ В ВЫСОКОЧАСТОТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ЭНЕРГИИ СОБСТВЕННЫХ КВАЗИСТАТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

*И.И. Винтизенко, Н.Ф. Ковалев, А.С. Сулакшин,
Г.П. Фоменко, М.И. Фукс*

Релятивистские электронные пучки сильноточных ускорителей нашли применение в высокочастотной электронике для генерации мощных импульсов когерентного электромагнитного излучения в сантиметровом и миллиметровом диапазонах длин волн [1-4]. К настоящему времени реализован и уже успешно применяется целый ряд разнообразных генераторов, действие которых основано на индуцированных черенковском, переходном и магнитотормозном излучениях. Всех их объединяет преобразование в электромагнитные колебания кинетической энергии предварительно ускоренных электронных пучков. В силу этой особенности эффективная работа таких генераторов возможна только с такими электронными пучками, величина тока которых существенно меньше его предельного значения

$$I / I_{пр} \ll 1 \quad (1)$$

Действительно, при токе, близком к предельному, поток кинетической мощности P_k в электронном пучке составляет лишь незначительную часть всей транспортируемой им мощности P_0 :

$$\frac{P_k}{P_0} = \frac{\gamma - 1}{\gamma^3 - 1} \ll 1 \quad (2)$$

Здесь $\gamma = (1 - v^2 / c^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор, v - скорость электронов. Основная часть энергии в этом случае сосредоточена в собственных квазистатических электрическом и магнитном полях РЭП. В области коллектора энергия собственных полей преобразуется в кинетическую энергию электро-

нов, а при использовании рекуператоров – непосредственно возвращается в источник питания инжектора. В пространстве взаимодействия становится невозможным сколько-нибудь значительный отбор кинетической энергии высокочастотным полем из-за самозапираания пучка (образования виртуальных катодов). Условием (1), вообще говоря, ограничивается величина тока РЭП, и вследствие этого основное преимущество сильноточных ускорителей, связанное с получением предельно больших токов, представляется трудно реализуемым в подобных СВЧ-приборах.

Пути увеличения тока РЭП в СВЧ-приборах с целью повышения их мощности – приближение пучка к поверхности канала транспортировки [5], использование плазмы для нейтрализации заряда пучка [6] и т.д. – обычно реализуются в рамках ограничения (1). В настоящей работе обращается внимание еще на одну возможность – включить в энергообмен с высокочастотным полем и собственные квазистатические поля РЭП, т.е., по существу, отказаться от условия (1).

Как известно [7], в пучках, направляемых продольным магнитостатическим полем H_0 , электроны наряду с поступательным движением дрейфуют еще и поперек поля H_0 со скоростью

$$v_{\perp} \approx c E_0 / H_0, \quad (3)$$

где E_0 – электростатическое поле пространственного заряда пучка (рис.1,а). В связи с этим условие синхронного взаимодействия электронов с высокочастотными полями в общем случае должно иметь вид

$$\omega \approx k_{\parallel} v_{\parallel} + k_{\perp} v_{\perp}, \quad (4)$$

где ω , k_{\parallel} и k_{\perp} – частота, продольная и поперечная постоянные распространения электромагнитной волны, v_{\parallel} – поступательная скорость электронов.

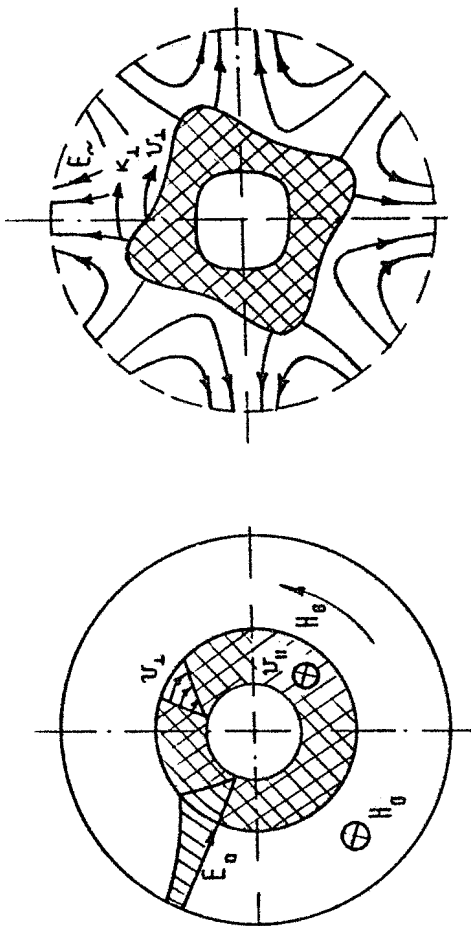
СВЧ-приборы обычно работают в условиях сильной замагниченности электронного пучка, так что становится применимым

$$\omega \approx k_{\parallel} v_{\parallel}, \quad (5)$$

т.е. доплеровская поправка $k_{\perp} v_{\perp}$ к частоте незначительна:

$$|k_{\perp} v_{\perp}| \ll \min \left(\omega, \pi \frac{v_{\parallel}}{L} \right) \quad (6)$$

Здесь L – длина пространства взаимодействия, ν – инкремент нарастания высокочастотных колебаний. Резонансное взаимодействие (5) положено в основу работы широкого класса черенковских приборов (ЛБВ, ЛОВ, оротроны и т.д.) с инерционной группировкой [1], в которых в высокочастотное поле преоб-



б)

а)

Р и с. 1. Поперечное сечение канала транспортировки с рубчатým электронным пучком: а — исходное состояние (U_L — эноры поперечных дрейфовых скоростей, E_0 — собственное электрическое поле и его эноры, H_0 — собственное, а H_0 — направляющее магнитное поле); б — схема образования переменного тока в пучке под действием высокочастотного электромагнитного поля E_{\sim}

разуется лишь энергия свободного поступательного движения электронов. Если же условие (6) не выполняется, резонансное взаимодействие может быть только комбинированным (4), когда наряду с инерционной начинает работать и силовая группировка электронов, обусловленная поперечным дрейфом (3).

Силовая группировка присуща взаимодействию M-типа, осуществляемому в таких хорошо известных приборах, как магнетронные генераторы. Для этих приборов $k_{\perp} v_{\perp} \ll \pi v_{\perp} / L$, и соотношение (4) редуцируется к виду

$$\omega \approx k_{\perp} v_{\perp} \quad (7)$$

Магнетрону свойственна высокая эффективность работы — асимптотическое ($H_0 / H_{кр} \rightarrow \infty$, $H_{кр}$ — поле отсечки) значение КПД достигает предельно высокой величины 100% [8]. В классических магнетронах реализован КПД свыше 70% [9], но в его релятивистских вариантах [8,10] эффективность значительно ниже. Низкая эффективность релятивистского магнетрона с взрывоэмиссионным катодом в пространстве взаимодействия связана с аномально большим закритическим током, на фоне которого резонансная зависимость тока от магнитного поля, характерная для классических магнетронов при синхронном взаимодействии (7), практически отсутствует. Причина этой аномалии кроется, по-видимому, в своеобразии работы таких катодов, сопровождаемой образованием подвижной плазмы.

Возбуждение высокочастотных колебаний в приборах магнетронного типа обусловлено движением правильнофазных электронов к поверхности электродинамической системы; при этом источник электростатического поля совершает работу по перемещению правильнофазных электронов, не меняя их кинетической энергии. Аналогичный механизм излучения должен наблюдаться и в приборе с сильноточным РЭП в отсутствие катода или отрицательного электрода в пространстве взаимодействия, когда для какой-либо фракции электронов выполняется условие (4) синхронного взаимодействия с высокочастотным полем (рис. 1,б). Отличие лишь в том, что теперь работу по перемещению правильнофазных электронов совершает электростатическое поле самого пучка, причем взаимодействие из-за большого разброса дрейфовых скоростей приобретает черты кинетической неустойчивости в сильно неоднородном электростатическом поле. Сильная неоднородность ответственна также за фазовую сортировку электронов-излучателей: синхронные правильнофазные частицы длительное время отдают свою энергию высокочастотному полю, дрейфуя к поверхности электродинамической системы; неправиль-

нофазные быстро выпадают из синхронизма, оставаясь в пучке. Эффективность отмеченного индуцированного процесса излучения, очевидно, должна возрастать с увеличением тока РЭП до предельного его значения, поскольку увеличивается энергия собственных квазистатических полей пучка. Излучение возможно и при дальнейшем увеличении тока инжекции, когда образуются виртуальные катоды, запирающие часть пучка. По этим соображениям представляется возможным использование такого индуцированного механизма излучения сильноточных пучков в мощных высокочастотных приборах.

Ряд эффектов, связанных с дрейфом (3) электронов в собственных статических и направляющем магнитном H_0 полях, хорошо известен. С дрейфом связаны, например, различные диокотронные неустойчивости [11], приводящие к изменению поперечной структуры пучка — пульсациям, образованиям струй, в конечном счете — к дефокусировке и оседанию части электронов на поверхность канала транспортировки. Работа любого прибора М-типа также может быть представлена как своеобразная диокотронная неустойчивость системы взаимосвязанных высокочастотного поля и дрейфующего в скрещенных полях электронного облака [12].

Под действием синхронных (см. условие (4)) высокочастотных и собственных статических полей электроны замагниченного пучка, как уже отмечалось, перемешаются в поперечных направлениях, что также приводит к деформации его поперечного сечения и к дальнейшей расфокусировке. Это явление присуще всем вакуумным черенковским СВЧ-приборам и убитронам даже в случае сильной замагниченности пучка, когда выполняется условие (6), и соответственно применимо упрощенное фазовое соотношение (5). Изменение поперечной структуры РЭП под действием синхронных полей, как и при диокотронной неустойчивости, может привести к оседанию части электронов пучка на стенки электродинамической системы и индуцировать на них высокочастотный пробой. На явления дефокусировки пучка и токооседания неоднократно обращалось внимание при исследовании работы релятивистских черенковских СВЧ-генераторов [13, 14].

Следует особо подчеркнуть, что динамическая дефокусировка РЭП происходит при взаимодействии с высокочастотными полями практически любой структуры, в том числе и с симметричными магнитными волнами H_{0n} цилиндрического волновода, используемого в качестве канала транспортировки сильноточных пучков.

Рассматриваемые механизмы излучения и динамической дефокусировки обусловлены по существу резонансным взаимодействием электромагнитных волн с синхронными [15] (или так называемыми дрейфовыми) волнами электронного пучка, направляемого продольным магнитным полем H_0 . Дисперсионные характеристики быстрой и медленной синхронных волн близки к дисперсионным характеристикам плазменно-пучковых волн, соответственно и условие (4) резонансного взаимодействия для них одинаково. Поскольку в процессе взаимодействия синхронных волн с электромагнитными колебаниями доплеровская поправка $k_{\perp} v_{\perp}$, определяющая их взаимную фазировку, не изменяется, эффективность энергообмена может быть высокой. Постоянством фазировки электронов и высокочастотных полей в процессе их взаимодействия объясняется и высокий КПД (достигающий 100% в пределе $v_{\perp} \rightarrow 0$) практически во всех обычных приборах магнетронного типа.

Отметим возможность создания на синхронных волнах различных вариантов СВЧ-приборов: ЛБВ-усилителей, использующих в качестве рабочей прямую электромагнитную волну с попутными движению электронов фазовой ($v_{\text{ф}} = \omega/k_{\parallel} > 0$) и групповой ($v_{\text{гр}} = d\omega/dk_{\parallel} > 0$) скоростями; автогенераторов и регенеративных усилителей с внутренней распределенной обратной связью типа ЛОВ, в которых возможна в принципе реализация резонансного взаимодействия (4) как с обратными ($v_{\text{ф}} > 0$, $v_{\text{гр}} < 0$), так и со встречными ($v_{\text{ф}} < 0$, $v_{\text{гр}} < 0$) электромагнитными волнами; генераторов с квазиперечными волнами (7), аналогичных в этом смысле магнетронам.

Во всех перечисленных схемах "пролетных" приборов путем подбора конфигурации электронно-оптического тракта, включающего и электродинамическую систему, возможна реализация режимов с различными состояниями электронного пучка, например с виртуальным катодом в области взаимодействия, или состояний, которые без взаимодействия с высокочастотным полем неустойчивы (в частности, если для этих состояний выполнены условия развития неустойчивости бурсиановского типа [16]).

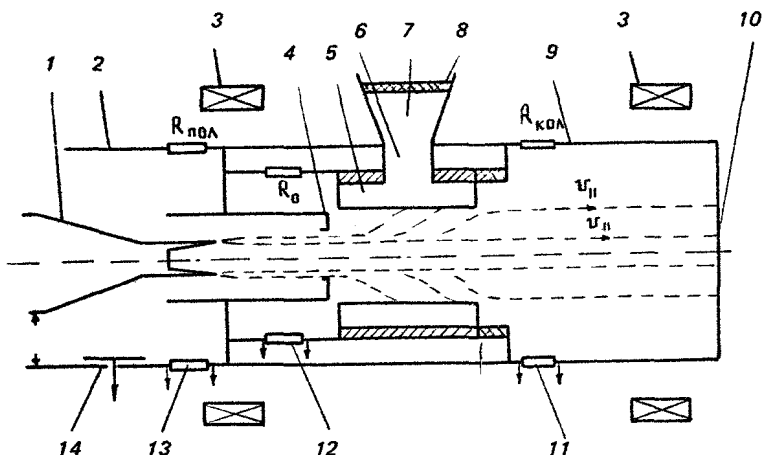
Как и в обычных лучевых приборах М-типа [17], в рассматриваемых устройствах можно избежать осаждения электронов на поверхность электродинамической системы, если длину пространства взаимодействия выбрать такой, чтобы время пролета электронов через него было меньше времени их дрейфа к поверхности. Это позволяет вынести коллектор за пределы пространства взаимодействия и тем самым избавиться в нем

т плазмы, образующейся в результате оседания пучка. Одновременно расширяется и полоса отрицательной проводимости пучка из-за уменьшения времени взаимодействия электронов с высокочастотным полем. Расширение полосы благоприятно сказывается на эффективности излучения пучка с сильным расслоением (3) по дрейфовым скоростям. Попутно отметим, что отсутствие катода в приборах М-типа с сильноточным РЭП устраняет причину снижения КПД и быстрого выхода из синхронизма (7), имеющую место в релятивистском магнетроне с взрывоэмиссионным катодом в пространстве взаимодействия из-за заполнения межэлектродного промежутка прикатодной плазмой (скорость расширения прикатодной плазмы в СВЧ-полях возрастает в несколько раз [18]). Еще одна особенность "пролетных" приборов М-типа - ограничение инжектируемого в область взаимодействия тока РЭП - открывает возможности для перестройки частоты напряжением [19].

На пути создания высокочастотных приборов, использующих излучение синхронных волн, необходимо решить ряд сложных задач, и в первую очередь о нелинейном насыщении, связанном с влиянием дрейфа части электронов к поверхности электродинамической системы на структуру собственных квазистатических пучков. К этой задаче примыкает, в частности, вопрос об устойчивости различных режимов работы, о стабилизации низкочастотных колебаний электронного пучка, которые могут приводить к автомодуляционным и стохастическим процессам. Трудной представляется и проблема обеспечения режима когерентной генерации в приборах с многомодовыми электродинамическими системами. С этой точки зрения привлекательна работа на квазиперечных волнах (7) в сочетании с плавным дифракционным выводом высокочастотной энергии в сторону коллектора [8,20].

Для выяснения возможности осуществления взаимодействия высокочастотного поля с синхронными волнами электронного пучка на установках "Тонус" и "Луч" в НИИЯФ при ТПИ (г.Томск) была проведена серия экспериментов [21]. СВЧ-генераторы собирались по схеме, приведенной на рис.2.

Трубчатый электронный пучок формировался в коаксиальном магнитоизолированном диоде с взрывоэмиссионным катодом 1. Магнитное поле создавалось двумя катушками 3, образующими катушку Гельмгольца, и могло достигать величины 15 кЭ. Напряжение на диоде и полный ток пучка контролировались по сигналам емкостного делителя 14 и шунта 11, обеспечивающим точности измерений соответственно 15 и 10%. Шунт 11, предназна-



Р и с. 2. Схема экспериментальной установки 1 – катод, 2 – анод, 3 – импульсные соленоиды, 4 – диафрагма, 5 – электродинамическая система, 6 – щель связи, 7 – рупорный излучатель, 8 – вакуумно-плотное окно 9 – выходная дрейфовая труба, 10 – коллектор, 11 – шунт коллекторного тока, 12 – шунт тока на электродинамическую систему, 13 – шунт полного тока, 14 – емкостный делитель напряжения

ченный для измерения тока $I_{кол}$ пучка, достигающего коллектор 10, был расположен в выходной дрейфовой трубе 9 и соединен лайнерами обратного тока с выходом шунта 12 контроля тока I_0 на электродинамическую систему 5, при этом от системы 5 шунт 11 был отделен изоляторами. Таким образом, шунтом 12 регистрировался только ток пучка, оседаемого на поверхности электродинамической системы. С целью калибровки шунтов коллекторный ток измерялся еще и цилиндром Фарадея. В качестве электродинамических систем 5 применялись резонаторные блоки высоковольтных магнетронов десятисантиметрового диапазона длин волн, отработанные в экспериментах [22, 23]. Вследствие этого описанные ниже исследования были ограничены случаем взаимодействия электронов лишь с квазипоперечными колебаниями ТЕ-типа, что значительно облегчало задачу исключения взаимодействия СВЧ-излучения с плазменно-пучковыми волнами и соответственно упрощало интерпретацию экспериментальных результатов. Вывод высокочастотной мощности осуществлялся через щель связи 6 в одном из резонаторов магнетронного блока и рупорный излучатель 7 с вакуумно-плотным полиэтиленовым окном 8, часть излучаемой мощности регистрировалась калиброванным приемником с использованием лампового детектора (диод 6ДЗД).

В области электродинамической системы статическое электрическое поле создается пространственным зарядом электронного пучка, которое вместе с внешним продольным магнитным полем H_0 образует в пространстве взаимодействия скрещенные поля, обеспечивающие синхронное взаимодействие азимутально дрейфующих электронов с высокочастотным полем резонаторного блока. Условие синхронизма (7) можно представить в виде

$$\frac{m c^2}{e H_0} \frac{\gamma_R - \gamma}{R_B \rho_n (R_M / R_B)} \approx \frac{2 \pi R_B}{\lambda (n \pm m N)}, \quad (8)$$

где e и m — заряд и масса покоя электрона, $\gamma_R = 1 + eU / mc^2$, U — напряжение на электронной пушке, λ — длина волны, R_B — радиус электронного пучка, R_M и N — внутренний радиус и число резонаторов электродинамической системы, $n = 1, 2, \dots$, $N/2$ — номер вида колебаний, $m = 0, -1, -2, \dots$ — номер пространственной гармоники.

Предполагая, что механизм взаимодействия электронов с СВЧ-полем "азимутально" замедляющей системы остается таким же, как в высоковольтном магнетроне, по соотношению (8) и измеренным параметрам U , λ , H_0 можно определять потенциал γ синхронной части пучка и по нему делать заключение об исходном состоянии всего пучка в пространстве взаимодействия.

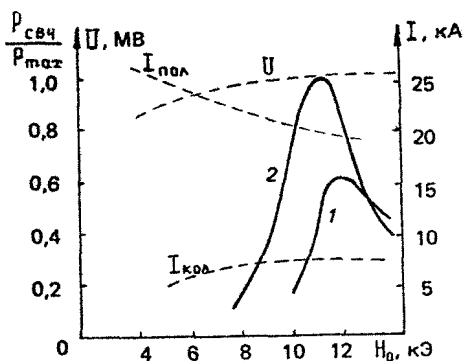
Параметры электронного пучка, и соответственно структура его собственных квазистатических полей, варьировались в процессе эксперимента путем изменения диаметров катода, анода дрейфовой трубы с коллектором, а также установкой на входе в пространство взаимодействия различных диафрагм. С помощью таких диафрагм моделировались условия инжекции электронного пучка в полуограниченный канал транспортировки [24, 25], при этом максимально возможный для данной геометрии электронной пушки ток инжекции оценивался по формуле [26]

$$I = \frac{m c^3}{e} (\gamma_R - \gamma_0) \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{2 \gamma_0 \rho_n (R / R_K)}, \quad (9)$$

где R — радиус анода, R_K — радиус катода,

$$\gamma_0 = \sqrt{2 \gamma_R + 0,25} - 0,5 \quad (10)$$

На рис. 3 приведены зависимости от величины направляющего магнитного поля H_0 пиковой мощности высокочастотного излучения P , напряжения U , приложенного к электронной



Р и с. 3. Зависимости ускоряющего напряжения U , полного $I_{\text{пол}}$ и коллекторного $I_{\text{кол}}$ токов, пиковой высокочастотной мощности (сплошная линия) генератора с виртуальным катодом без входной диафрагмы (кривая 1) и с использованием диафрагмы (кривая 2) от величины направляющего магнитного поля

пушке, полного $I_{\text{пол}}$ и коллекторного $I_{\text{кол}}$ токов, полученных в экспериментах с шестирезонаторной электродинамической системой длиной 72 мм и внутренним диаметром 43 мм. Диаметры других элементов (анод – 40 мм, катод – 16 мм, труба дрейфа – 92 мм) были подобраны таким образом, чтобы максимальный ток инжекции (θ) превышал предельный ток области коллектора, но был меньше предельного тока пространства взаимодействия. Наблюдалось излучение с длиной волны $\lambda = 10$ см, что соответствовало наиболее низковольтному типу колебаний – π -виду. Максимальное значение мощности $P \approx 300$ МВт достигалось при поле $H_0 = 11-12$ кЭ. Согласно (8) энергия синхронных электронов $\gamma \approx 1,1$, это значительно меньше ($\gamma = \gamma_a^{1/3} \approx 1,44$) пучка с предельным током, что можно объяснить только существованием в области взаимодействия виртуального катода. Для проверки этого обстоятельства на входе в пространство взаимодействия устанавливалась диафрагма с внутренним диаметром 18 мм, так что без отбора электронов на замедляющую систему заведомо выполнялись условия самозапираания пучка [24]. Величина оптимального магнитного поля при этом практически не изменилась, а СВЧ-мощность увеличилась до 0,5 ГВт, следовательно, в предыдущем эксперименте действительно имел место виртуальный катод, а увеличение мощности связано с изменением его местоположения.

При уменьшении диаметра анода до 30 мм, так что максимальный ток инжекции (θ) стал превышать предельный ток и в пространстве взаимодействия, устойчивая генерация с выходной мощностью до 1 ГВт наблюдалась только при установке диафрагмы на входе в пространство взаимодействия. Рассчитанная по формуле (8) энергия синхронных электронов $\gamma < \gamma_R^{1/3}$ также свидетельствовала о самозапираании и отражении части

электронного пучка. Без диафрагмы генератор работал нестабильно — форма СВЧ-импульса и пиковое значение мощности сильно изменялись от импульса к импульсу. В этом случае, по-видимому, был реализован неустойчивый (см. с.131) режим работы.

Для выяснения влияния продольного распределения высокочастотного поля на работу экспериментального макета генератора его электродинамическая структура закрытого типа была заменена открытой с коллекторного конца системой — были убраны перемычки, закорачивающие ламели резонаторов. В результате максимум распределения сместился к открытому концу резонаторного блока, где по условиям транспортировки РЭП должен располагаться виртуальный катод. Мощность излучения без входной диафрагмы достигла уровня, полученного в генераторе с закрытой электродинамической системой и с диафрагмой. Кинетическая энергия электронов, найденная из условия (8), и здесь значительно ниже энергии электронов пучка с предельным током. Согласно этим экспериментам эффективность генерации зависит от взаимного расположения виртуального катода и максимума в распределении синхронной компоненты электромагнитного поля.

Параметры пучка в пространстве взаимодействия, в частности продольная функция распределения энергии электронов, зависят не только от инжектора, но и от условия транспортировки его на коллектор [24,25]. Если, например, в исследуемом генераторе увеличивать диаметр дрейфовой трубы, соединяющей электродинамическую систему с коллектором, то все большая часть пучка будет отражаться от виртуального катода и возвращаться назад к катоду. Пучки с такими параметрами практически не применимы в обычных приборах О-типа [1]. В то же время именно эти условия наиболее благоприятны для "пролетного" прибора М-типа. Для иллюстрации этого обстоятельства в генераторе с закрытой электродинамической системой и входной диафрагмой был увеличен диаметр дрейфовой трубы до 180 мм при неизменных размерах катода (диаметр 16мм) и анода (40 мм). В результате мощность выходного излучения возросла почти в 3 раза и достигла уровня 1,3 ГВт.

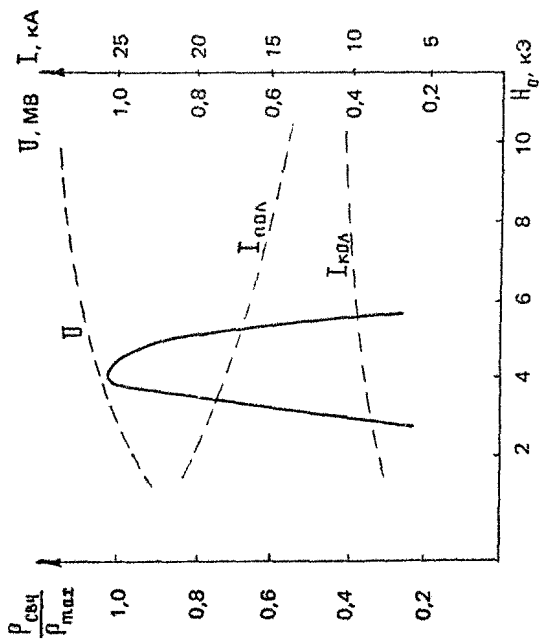
Во всех проведенных экспериментах зависимость выходной мощности от величины фокусирующего магнитного поля H_0 носит резонансный характер (см. рис.3) с полушириной, достигающей $\Delta H_0 / H_0 \approx 40\%$ и максимумом, соответствующим энергии синхронных электронов γ , для которых $(\gamma - 1) / (\gamma_R^{1/3} - 1) \ll 1$. Таким образом, наибольшей эффективностью излучения обладают электроны с малой кинетической энергией

(электроны, заторможенные в области виртуального катода), и связано это, по всей вероятности, с большим временем пребывания их в пространстве взаимодействия. Если же в качестве исходного состояния РЭП использовать пучок с однонаправленным движением электронов, обладающих большой поступательной скоростью, и таким образом уменьшить как время пребывания электронов в пространстве взаимодействия, так и расслоение по дрейфовым скоростям, эффективность взаимодействия должна снизиться. Действительно, с увеличением диаметра анода до 60 мм и уменьшением диаметра трубы дрейфа до величины, равной диаметру анода, т.е. с уменьшением тока инжекции (9) до величины $I/I_{пр} < 1$, где $I_{пр}$ - предельный ток пространства взаимодействия, величина КПД, рассчитанная по формуле

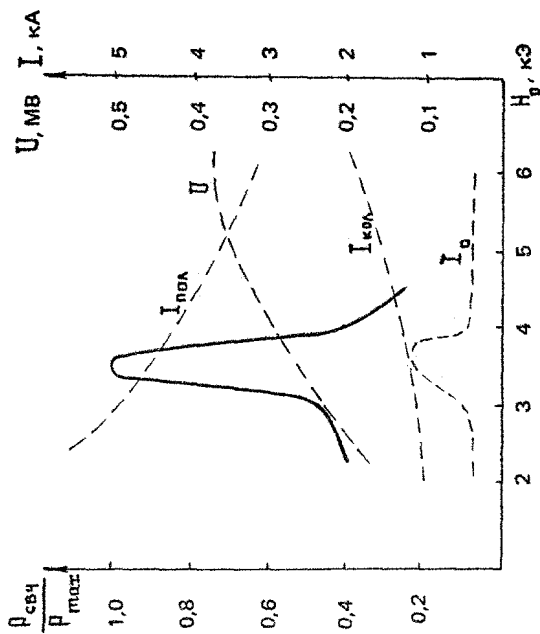
$$\eta = \frac{\rho}{(I_{пол} - I_{кат}) (\gamma_R - \gamma) mc^2/e}, \quad (11)$$

снизилась с 10% до 0,8%. Соответственно уменьшилась и величина оптимального магнитного поля (рис. 4) до $H_c \approx 4$ кЭ. Мощность выходного излучения при этом уменьшилась до 50 МВт.

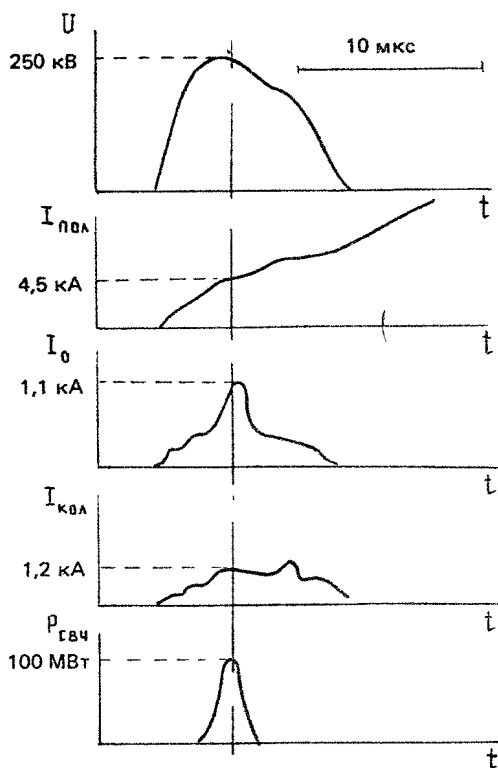
На рис. 5 и 6 представлены результаты экспериментов на сильноточном ускорителе "Луч" с напряжением на инжекторе, достигающем 0,4 МВ в импульсе длительностью до 1 мкс. В качестве электродинамической системы применялся полукрытый анодный блок высоковольтного магнетрона [22] с внутренним диаметром 43 мм. Диаметры анода, катода и трубы дрейфа были равными соответственно 40, 16 и 180 мм. В спонтанном режиме ($H_0 \approx 3,5$ кЭ) вычисленная по формуле (8) энергия синхронных электронов оказалась близкой к $\gamma \approx 1,16$, а пиковая мощность выходного излучения достигала $P \approx 100$ МВт. Все величины, приведенные на рис. 5. - ускоряющее напряжение U , полный $I_{пол}$, коллекторный $I_{кат}$ токи и ток I_0 на электродинамическую систему - соответствуют моменту достижения пикового значения ρ (см. осциллограммы на рис. 6). Обращает внимание резонансная зависимость тока I_0 на электродинамическую систему от времени (рис. 6) и от магнитного поля (рис. 5). В высоковольтном магнетроне [27] с тем же резонаторным блоком и при том же напряжении $U \approx 0,25$ МВ такие зависимости не наблюдались. Отсюда можно сделать вывод, что появление аномально большого, закритического тока в высоковольтном магнетроне обусловлено, как и отмечалось выше, присутствием в пространстве взаимодействия прикатодной плазмы.



Р и с. 4. Зависимости ускоряющего напряжения U , полного $I_{анод}$ и коллекторного $I_{катод}$ токов, пикового СВЧ-мощности от величины направляющего магнитного поля H_g для генератора с однонаправленным движением электронов



Р и с. 5. Зависимости ускоряющего напряжения U , полного $I_{анод}$, коллекторного $I_{катод}$ тока I_g на электродинамическую систему и выходной мощности P от величины направляющего магнитного поля H_g для генератора с микросекундной длительностью импульса напряжения



Р и с. 6. Осциллограммы импульсов напряжения U , полного тока $I_{\text{пвд}}$, тока I_0 на электродинамическую систему, коллекторного тока $I_{\text{кол}}$ и огибающей СВЧ-излучения в одной из реализаций

Во всех экспериментах с пучком микросекундной длительности наблюдалась устойчивая генерация без каких-либо осцилляций на огибающей радиопульсов выходного излучения. Это свидетельствовало об устойчивости используемых исходных состояний электронного пучка в условиях отбора части электронов на поверхность электродинамической системы. Полная длительность генерации зависела от применяемой электродинамической системы — при переходе к 12-резонаторному блоку [23] с увеличенным внутренним диаметром длительность импульса возросла с 0,2 мкс до 0,4 мкс при сохранении уровня выходной мощности $P \approx 100$ МВт.

Приведенные в настоящей работе эксперименты не претендуют на полноту и носят скорее иллюстративный характер. Здесь

нет ответов на многочисленные вопросы о выборе, достоинствах и недостатках различных схем приборов, которые можно было бы построить на рассмотренном механизме излучения. Не предпринимались и попытки поиска оптимальных режимов в исследуемых макетах, конструкция которых была подчинена главной цели — продемонстрировать работоспособность такого типа высокочастотных генераторов. Полученный же на качественном уровне ряд характеристик "пролетного" генератора М-типа может служить лишь ориентиром в дальнейших исследованиях.

В работе отсутствует также и строгая теория, способная удовлетворить запросы экспериментаторов, однако соображения, изложенные во вводной части, могут послужить основой для ее построения. Тем не менее, уже сейчас очевидно многообразие форм проявления и возможностей применения индуцированного излучения электромагнитных волн синхронными волнами электронных пучков, направляемых продольным магнитным полем. Эти явления в той или иной степени сопровождают работу любого СВЧ-прибора, использующего замагниченные электронные пучки. К ним относятся, в частности, отмеченная выше динамическая дефокусировка пучка, паразитная обратная связь в усилителях, дополнительный механизм конкуренции в автогенераторах. В то же время высокие избирательные свойства совместного продольного и поперечного резонанса (4) позволяют надеяться на успешное решение проблемы селекции мод в мощных "пролетных" СВЧ-генераторах М-типа.

В заключение отметим, что механизм излучения синхронными волнами РЭП может быть положен и в основу действия разнообразных приборов убитронного типа и приборов на рассеянии волн. Поперечный дрейф электронов в них обусловлен усредненными квадратичными силами. Как и лазерам на свободных электронах, им свойственно доплеровское смещение частоты,

Л и т е р а т у р а

- 1 Релятивистская высокочастотная электроника /ИПФ АН СССР Горький, 1979
- 2 Релятивистская высокочастотная электроника Проблемы повышения мощности и частоты излучения /ИПФ АН СССР Горький, 1981
- 3 Релятивистская высокочастотная электроника Вып 3 /ИПФ АН СССР Горький, 1983
- 4 Релятивистская высокочастотная электроника Вып 4 /ИПФ АН СССР Горький, 1984
- 5 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 /ИПФ АН СССР Горький, 1979 С 5

- 6 Кузлев М.В., Мухаметзянов Ф.Х., Рабинович М.С. и др Плазменный СВЧ-генератор на сильноточном РЭП //Релятивистская высокочастотная электроника Горький, 1983. С 160.
7. Зищенко Н.С. Курс лекций по электронной оптике /ХГУ Харьков, 1961.
- 8 Нечаев В.Е., Сулакишин А.С., Фукс М.И., Штейн Ю.Г Релятивистский магнетрон //Релятивистская высокочастотная электроника Горький, 1979. С.114.
9. Магнетроны сангнетрового диапазона /Пер. с англ., Под ред С.А Зусмановского. М.: Сов. радио, 1950, т 1; 1951, т.2
10. Palevsky A , Bekefi G , Drobot A T. e a High power relativistic magnetrons experiments and simulation //Proc. of 3rd Intern Topical Conf on High Power Electron and Ion Beams. Novosibirsk, 1979 V.2. P 759
11. Стальмахов В.С. Электронные волны в сверхвысокочастотных лучевых приборах со скрещенными полями /СГУ. Саратов, 1970
12. Мурье Теория слабого сигнала //Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Т.1. М. ИЛ, 1961 С 335
13. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Гришаев А.А. и др Увеличение скорости радиального расширения трубчатого РЭП в мощном черенковском СВЧ-генераторе //Тез. докл 6-го Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике Ч.3. Томск, 1986 С.65.
14. Бугаев С.П., Дейчули М.П., Канавец В.И. и др Разрушение релятивистского сильноточного электронного пучка при генерации мощных импульсов электромагнитного излучения //Радиотехника и электроника. 1984 Т.29 №3. С 557
- 15 Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М.: ИЛ, 1963
- 16 Незлин М.В. Динамика пучков в плазме. М Энергониздат, 1962
- 17 Шевчик В.Н. Основы электроники сверхвысоких частот М Сов радио, 1959.
- 18 Глейзер И.З., Диденко А.Н., Сулакишин А.С. и др Ограничение длительности СВЧ-излучения в сильноточном магнетроне //Письма в ЖТФ. 1980 Т 6. Вып 1. С 31.
- 19 Уилбур, Петерс. Магнетрон, настраиваемый напряжением //Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Т 2 М. ИЛ, 1961. С 44.
20. Ковалев Н.Ф., Крателев Е.Г., Кузнецов М.И. и др Мощный релятивистский магнетрон с длиной волны 3 см //Письма в ЖТФ. 1980 Т 6 Вып 8. С.459
- 21 Chernogalova L F , Fomenko G P , Fuchs M.I. e a Experimental investigations of the magnetically insulated diode and microwave generation in the relativistic magnetrons //Proc of the 6th Intern Conf on High Power Particle Beams Japan, Kobe, 1986 P 579
22. Диденко А.Н., Сулакишин А.С., Фоменко Г.П. и др Исследование генерации мощных сверхвысокочастотных колебаний с помощью релятивистского магнетрона //Письма в ЖТФ 1978. Т.4 Вып 1 С 10
23. Винтизенко И.И., Сулакишин А.С., Фоменко Г.П. и др Экспериментальное исследование разнорезонаторного сильноточного магнетрона //Письма в ЖТФ 1983 Т.9. Вып.8. С.482.
24. Ковалев Н.Ф., Фукс М.И. Стационарные состояния замагниченных тонкостенных сильноточных пучков релятивистских электронов //ЖТФ 1982. Т.52 №10. С 2002.
25. Березин Ю.А., Брейзман Б.Н., Вишневков В.А. Численное моделирование инжекции мощного электронного пучка в вакуумную камеру с сильным магнитным полем //ПМТФ. 1981. №1. С.3.
26. Федосов А.И., Литвинов Е.А., Беломытцев С.Я., Бугаев С.П. К расчету характеристик электронного пучка, формируемого в диодах с магнитной изоляцией //Изв. вузов. Физика. 1977. №10. С.134.
27. Диденко А.Н., Сулакишин А.С., Фоменко Г.П. и др. Релятивистский магнетрон с импульсным напряжением микросекундной длительности //Письма в ЖТФ 1978. Т.4. Вып.14. С.823.

НИИ ядерной физики
при Томском политехническом институте

Институт прикладной физики АН СССР

МАГНИКОН

*М.М.Карлинер, Е.В.Козырев, И.Г.Макаров,
О.А.Нежевенко, Г.Н.Острейко, Б.З.Персов,
Г.В.Сердобинцев*

ВВЕДЕНИЕ

Для работы новых ускорителей и накопителей заряженных частиц на сверхвысокие энергии и большие токи требуются системы ВЧ-питания мощностью вплоть до 500 МВт в непрерывном и 1000 ГВт в импульсном режимах работы.

В качестве одного из решений проблемы получения большой СВЧ-мощности для ускорителей в 1967 г. Г.И.Будкер предложил гирокон-СВЧ-генератор с круговой разверткой релятивистского пучка электронов [1].

В ИЯФ СО АН СССР для комплекса ВЭПП-4 построены гирокон непрерывного генерирования метрового диапазона длин волн и импульсный гирокон дециметрового диапазона длин волн [2,3], обладающие большой мощностью и высоким КПД. Однако при попытке построить гирокон на более высокие частоты возникают трудности, связанные в основном с электрической прочностью и перегревом резонаторов. В частности, в выходном резонаторе гирокон напряженность электрического поля растет пропорционально частоте ($E \sim f$), омические потери, приводящие к снижению КПД, $\rho_{\text{в}} \sim f^{0,5}$, а потери на единицу поверхности $\rho_{\text{с}} \sim f^{2,5}$. Еще одно ограничение (специфическое для гирокон) связано с трудностью профордки мощного пучка через узкие щели в стенках выходного резонатора гирокон. Если считать, что ширина щели $D \sim f^{-1}$, то предельная мощность гирокон $P \sim f^{-2}$. Анализ параметров гирокон непрерывного генерирования на длине волны 30 см показывает, что для приборов с мощностью около 1 МВт ука-

занные трудности становятся уже очень серьезными: КПД падает до 60–65%, удельное тепловыделение в выходном резонаторе достигает 200 Вт/см^2 , а напряженность электрического поля превышает 100 кВ/см [4].

Облегчить решение проблем, возникающих при создании прибора на большие мощности и высокие частоты, позволяет гирокон с магнитным сопровождением – магникон [5], работа которого основана на резонансном взаимодействии пучка с полем выходного резонатора.

Механизм гирорезонансного взаимодействия несгруппированного пучка частиц с ВЧ-полем известен достаточно давно [6–8]. Рассматривались также приборы, работа которых основана на длительном синхронном взаимодействии частиц с вращающимся электромагнитным полем [9,10]. Однако, использование в выходных резонаторах этих приборов колебаний с поперечным электрическим полем, отсутствие адекватного устройства круговой развертки и средств для эффективного преобразования продольного движения электронов в поперечное вращательное ограничивают их возможности диапазоном относительно малых мощностей.

Описание работы и результаты исследования магникона изложены ниже.

1. УСТРОЙСТВО И ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ МАГНИКОНА

Устройство магникона схематически изображено на рис.1. Непрерывный электронный пучок из источника электронов попадает в устройство круговой развертки, где отклоняется вра-

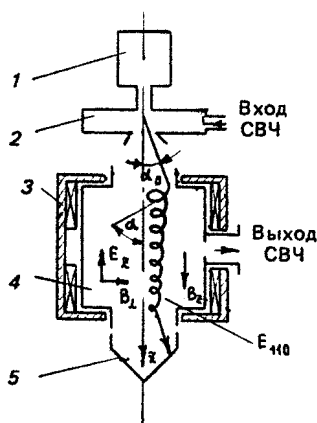


Рис. 1. Схема устройства магникона
 1 – источник электронов, 2 – резонатор развертки, 3 – соленоид,
 4 – выходной резонатор,
 5 – коллектор

шающимся магнитным полем на угол α_0 . В пространстве дрейфа электроны отходят от оси прибора и попадают в стационарное магнитное поле, создаваемое соленоидом, где происходит преобразование скорости электронов из продольной в поперечную. Двигаясь далее по спиральной траектории и непрерывно меняя точку (азимут) своего входа в выходной резонатор, электроны возбуждают в нем бегущую по азимуту волну (колебания $E_{\perp 0}$) и отдают ей свою энергию. Если циклотронная частота Ω близка к частоте ω , на которой производится развертка и на которую же настроен выходной резонатор, а направление циклотронного вращения совпадает с направлением вращения пучка при развертке, то эффективное взаимодействие может длиться много периодов ВЧ-колебаний*. Большая длина выходного резонатора приводит к существенному уменьшению напряженности СВЧ-поля, омических потерь в стенках и удельного тепловыделения. Большие отверстия для пучка в центре торцевых стенок резонатора (диаметр их около двух ларморовских диаметров) в сочетании с магнитным сопровождением практически снимают проблему токопрохождения.

Передача энергии частиц электромагнитному полю в выходном резонаторе магникона определяется балансом сил, обусловленных действием электрического E_z и магнитного B_{\perp} полей (рис.2). Объяснить это легко на примере торможения электрона,

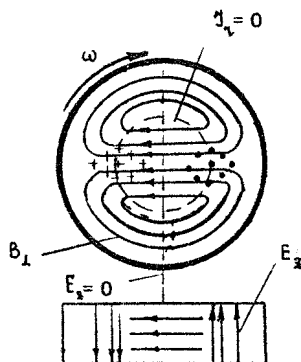


Рис.2 Электромагнитные поля в резонаторах магникона

трона, вращающегося в однородном магнитном поле сопровождения вокруг оси резонатора. Действительно, так как $E_z = -\omega r B_{\perp}$, а $V_{\perp} = \Omega r = \omega r$, то $F_z = e [E_z + V_{\perp} B_{\perp}] = 0$. Таким образом, в процессе взаимодействия происходит переход поперечной скорости

* Естественно, что при использовании в выходном резонаторе мультиполных колебаний возможна работа прибора в режиме умножения частоты [11].

электрона (V_{\perp}) в продольную, а торможение электронов происходит за счет уменьшения V_{\perp} при сохранении продольного импульса. Траектория электрона в резонаторе имеет вид спирали уменьшающегося диаметра, а электронный КПД определяется величиной питч-угла (α на рис.1) и равен $\eta_e \approx \sin^2 \alpha$.

2. ВОЗБУЖДЕНИЕ ВЫХОДНОГО РЕЗОНАТОРА

Рассмотрение особенностей возбуждения выходного резонатора производится в приближении заданного электромагнитного поля; искажение ВЧ-полей отверстиями для прохождения частиц и связи с внешними устройствами не учитывается. Взаимодействие электронов с полем резонатора предполагается длительным, что справедливо при малой величине ВЧ магнитного поля B_{\perp} по сравнению с полем сопровождения B_z .

Анализ возбуждения выходного резонатора осуществляется в два этапа: сначала изучаются процессы при нерелятивистских энергиях для тонкого пучка, а затем учитываются реальные размеры пучка и релятивистские эффекты [11].

2.1. При нерелятивистских энергиях частиц оказывается, что торможение электронов во вращающейся волне $E_{\perp 10}$ при резонансном продольно-однородном магнитном поле ($\Omega = -\omega^*$, $\Omega = e/m_0 B_z$ - циклотронная частота, ω - рабочая частота) сопровождается изменением только поперечной составляющей скорости частиц (V_{\perp}), в то время как продольная составляющая (V_z) за период ВЧ-колебаний остается неизменной. Условие малости амплитуды осцилляций скорости V_z имеет вид $B_{\perp}/B_z \ll \text{ctg} \alpha$, где $\text{ctg} \alpha = V_{z0}/V_{\perp 10}$, V_{z0} и $V_{\perp 10}$ - составляющие полной скорости на входе в резонатор. Средняя же величина поперечной составляющей скорости линейно уменьшается со временем и может быть представлена в виде

$$\frac{V_{\perp}}{V_{\perp 10}} = 1 - \bar{U}_B \frac{\theta_T}{\theta} \quad (1)$$

Здесь $\bar{U}_B = U_B / U_B^0$, $U_B^0 = 2,32 U_0 \sin \alpha / \beta_0$ - оптимальное напряжение в пучности электрического поля резонатора, $e U_0$ - энергия электронов, $\beta = V_0/c$ - относительная начальная скорость частиц, $\theta_T = \omega t$, $\theta = \omega h / V_{z0}$ - невоз-

* Знак "минус" соответствует одинаковому направлению циклотронного вращения электронов и вращения волны

мушенный угол пролета в резонаторе высотой h . Нетрудно убедиться, что максимальный электронный КПД для такой модели равен

$$\eta_e = \frac{V_{10}^2}{V_0^2} = \sin^2 \alpha,$$

а траектории отдельных частиц суть спирали с уменьшающимся радиусом и постоянным шагом. Ось каждой спирали параллельна оси резонатора и отстоит от нее на величину, равную первоначальному ларморовскому радиусу R_L (рис.3,а). Мгновенная же картина пучка в выходном резонаторе представляет собой спираль постоянного радиуса (равного начальному ларморовскому), ось которой наклонена к оси резонатора под углом $\xi = \arctg(\tg \alpha / \theta)$ (рис.3,б).

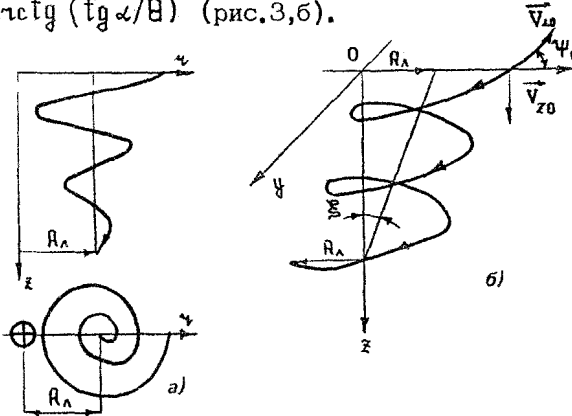


Рис 3 Проекция траектории электрона (а) и мгновенное положение пучка (б) в выходном резонаторе

Решение задачи возбуждения выходного резонатора находится из условия баланса мощности взаимодействия пучка с полем резонатора и мощности потерь в электродинамической системе (состоит из мощности, потребляемой самим резонатором, выводимой в нагрузки и излучаемой во внешние полости) и приводит к следующим соотношениям:

а) комплексная электронная проводимость

$$Y_e = 0,37 \frac{J_0}{U_0} \beta_0^2 \left(1 + j \frac{2}{B} \right);$$

б) эквивалентный ток, возбуждающий резонатор,

$$I_B = 0,8 \theta J_0 \beta_0 \sin \alpha;$$

в) оптимальная величина проводимости внешней нагрузки (приведенная к резонатору)

$$Y_n^{\text{opt}} = Y_B + 0,37 \frac{J_0}{U_0} \beta_0^2;$$

г) расстройка резонатора пучком

$$Q_n X = \frac{2}{\theta} \left(1 + 5,4 \frac{U_0 Y_B}{J_0 \beta_0^2} \right)^{-1}$$

Здесь J_0 и U_0 — ток пучка и напряжение источника электронов, Y_B и Q_n — собственная проводимость и добротность нагруженного резонатора, $X \cong 2\Delta\omega/\omega$ — относительная расстройка.

Реактивная составляющая электронной проводимости носит емкостный характер, следовательно, для ее компенсации резонатор должен быть расстроен в сторону более высоких частот.

2.2. При использовании релятивистского пучка для поддержания синхронизма по мере торможения электронов необходимо уменьшать продольное магнитное поле сопровождения в соответствии с изменением энергии, что приводит к дополнительному, не компенсированному ВЧ электрическим полем переводу поперечной составляющей импульса в продольную и, как следствие, к снижению КПД. Оценка максимальной величины электронного КПД в этом случае может быть сделана по формуле

$$\eta_e = \frac{\gamma_0 + 1}{2\gamma_0} \sin^2 \alpha,$$

где γ_0 — начальное значение относительной энергии электронов. Нетрудно убедиться, что в ультрарелятивистской области энергии η_e стремится к 50%.

Справиться с этой неприятностью можно, поддерживая "синхронизм в среднем", т.е. создавая в выходном резонаторе однородное магнитное поле

$$B_z = \omega \frac{m_0}{e} \gamma_{\text{ср}}, \quad \gamma_{\text{ср}} = \frac{\gamma_0 + 1}{2}$$

В этом случае сохраняется продольная составляющая начального импульса частиц (в среднем за период циклотронного вращения), т.е.

$$\beta_z \gamma = \text{const}, \quad \beta_z = V_z / c,$$

а максимальный электронный КПД оценивается выражением

$$\eta_e = \left[\gamma_0 - \sqrt{\gamma_0^2 + (1 - \gamma_0^2) \sin^2 \alpha} \right] / (\gamma_0 - 1). \quad (2)$$

Результаты численного моделирования взаимодействия пучка с ВЧ-полем показали, что в однородном магнитном поле сопровождения возможно получение высокого КПД ($\eta_e \sim 1$), вплоть до энергий 1–1,5 МэВ. Что касается продольного размера резонатора, то он, хотя и уменьшается с ростом энергии, все еще превышает две длины волны.

Анализ релятивистских уравнений движения в случае однородного поля сопровождения позволяет оценить и минимальную рабочую длину волны (при фиксированной напряженности электрического ВЧ-поля E). При $\gamma_0 \leq 2$

$$\lambda_{\min} [\text{см}] \geq \frac{117}{E [\text{кВ/см}]} \frac{\eta_e^{1.5}}{\sqrt{1 - \eta_e}} \frac{\beta_0^2}{(2 + 0,56 \beta_0^2 \eta_e - \gamma_0)}$$

При $\gamma_0 > 2$ необходимы численные расчеты конкретных вариантов прибора.

Следует заметить, что нарушение синхронизма при торможении релятивистских пучков приводит к необходимости увеличивать напряжение на резонаторе. Величина коэффициента перенапряжения, однако, не превосходит $\pi/2$ по отношению к значению напряжения, вычисленного в нерелятивистском приближении (см. комментарий к формуле (1)).

2.3 Основным фактором, снижающим КПД и определяющим максимальную мощность магнотрона, является конечный размер пучка, который приводит к разбросу питч-углов (α_{\max} и α_{\min} на рис.4) при входе в магнитное поле сопровождения выходного резонатора и казимутальному "размазыванию" пучка. Электронный КПД при этом оценивается как

$$\eta_e = \sin^2 \alpha_{\max} \left(1 - \frac{D}{2R_0} \right)^2 \left(\frac{\sin \frac{\psi}{2}}{\psi/2} \right)^2, \quad (3)$$

где D и ψ – радиальный и азимутальный размеры пучка при входе в выходной резонатор, R_0 – максимальный ларморовский диаметр. Таким образом, η_e будет тем выше, чем меньше размер пучка и чем больше питч-угол*

* Следует отметить, что такая зависимость характерна только для колебаний, у которых отсутствует поперечная составляющая электрического поля (продольное волновое число равно нулю). При использовании же других типов колебаний из-за рассинхронизации КПД сильно снижается с увеличением угла α_{\max} [11]

Размер пучка определяется расхождением частиц под действием сил объемного заряда в пространстве дрейфа между устройством развертки и входом в выходной резонатор. Естественно, требуется сокращать промежуток дрейфа (L - см.рис.4), т.е. увеличивать угол отклонения при развертке α_0 , так как

$$L = R_0 c \operatorname{tg} \alpha_0 \sqrt{\eta_e - \sin^2 \alpha_0} \quad (4)$$

Предельно возможная мощность магникона определяется энергией электронов и углом отклонения при развертке. Действительно, задаваясь электронным КПД, мы фактически ограничиваем размер пучка на входе в выходной резонатор. А этот размер, в свою очередь, зависит как от параметров пучка (энергия электронов и ток), так и от угла отклонения при развертке. Для наиболее простого случая равновесного (бриллюэновского) потока в устройстве развертки* можно получить соотношение

$$\int_0^{\sqrt{2n\lambda}} e^x dx = 1,4 \sqrt{\frac{\eta_e - \sin^2 \alpha_0}{\eta_e \sin^2 \alpha_0}}, \quad A = 92(1 - \eta_e) (\beta_0 \gamma_0)^{1,5} J_0^{-0,5}, \quad (5)$$

которое позволяет определить токи, а значит и мощности пучка в магниконе, при заданном электронном КПД и угле отклонения при развертке. В табл.1 приведены значения предельной мощности пучка P_0 для конкретных значений энергии частиц при электронном КПД = 90% ($\eta_e = 0,9$).

Таблица 1

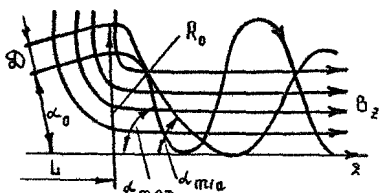


Рис. 4. Траектории электронов пучка в магнитном поле сопровождения выходного резонатора

$eU_0, \text{кэВ}$	$P_0, \text{МВт}$		
	$\alpha_0 = 10^\circ$	$\alpha_0 = 30^\circ$	$\alpha_0 = 50^\circ$
200	—	0,7	4
300	0,1	2	13
500	0,5	10	55
800	2	40	220
1000	4	70	350

3. КРУГОВАЯ РАЗВЕРТКА

Круговая развертка пучка электронов в магниконе осуществляется ВЧ магнитным полем цилиндрического резонатора с колебаниями типа E_{110} (см.рис.2). Возбуждение резонатора про-

* Описание устройства круговой развертки магникона приводится ниже.

изводится таким образом, чтобы обеспечить круговую поляризацию магнитного поля в приосевой области, где проходят отклоняемые электроны. Такой метод развертки подробно исследован [12] и хорошо зарекомендовал себя в гироконе, однако необходимость получения в магниконе больших углов отклонения создает дополнительные проблемы. Во-первых, снижается коэффициент усиления прибора, а во-вторых, растет разброс энергий электронов пучка, что приводит к снижению КПД. Эти проблемы оказалось возможным решить, введя сопровождение пучка в резонаторе развертки продольным стационарным магнитным полем; при этом направление циклотронного вращения частиц РЭП должно совпадать с направлением вращения ВЧ-поля [13]. Магнитное поле сопровождения компенсирует "отставание" частиц от вращающейся плоскости, в которой напряженность электрического поля резонатора равна нулю (см. рис.2), а фокусирующее действие этого поля уменьшает поперечный размер пучка, и следовательно энергетический разброс электронов.

3.1 Количественный и качественный анализ процесса круговой развертки можно провести аналитически в приближении малых углов отклонения [14], т.е. при условии, что сохраняются скорость частиц в направлении первоначального движения и их энергия (т.е. $\beta_z = \beta_0 = \text{const}$ и $\gamma = \gamma_0 = \text{const}$).

Интегрирование уравнений движения частиц, вошедших в резонатор по его оси (ось x), дает следующие выражения для координат x, y, z и скоростей V_x, V_y, V_z [14] (x и y — в плоскости, перпендикулярной оси z):

$$x = \frac{\Omega_p}{\omega^2} \frac{\beta_0 c}{1 + \frac{\Omega_p}{\omega}} \left[\sin \theta - \frac{\sin \left(\frac{\Omega}{\omega} \theta \right)}{\frac{\Omega}{\omega}} \right];$$

$$y = \frac{\Omega_p}{\omega^2} \frac{\beta_0 c}{1 + \frac{\Omega_p}{\omega}} \left[1 - \cos \theta + \frac{1 - \cos \left(\frac{\Omega}{\omega} \theta \right)}{\frac{\Omega}{\omega}} \right],$$

$$z = \beta_0 c \frac{\theta}{\omega},$$

$$V_x = \beta_0 c \frac{\Omega_p}{\omega \left(1 + \frac{\Omega_p}{\omega} \right)} \left[\cos \theta - \cos \left(\frac{\Omega}{\omega} \theta \right) \right],$$

$$V_y = \beta_0 c \frac{\Omega_p}{\omega \left(1 + \frac{\Omega_p}{\omega}\right)} \left[\sin \theta + \sin \left(\frac{\Omega_p}{\omega} \theta \right) \right], \quad V_x = \beta_0 c \quad (6)$$

Здесь $\Omega = \frac{e B_z}{\gamma_0 m_0}$ — циклотронная частота; $\Omega_p = \frac{e B_{\perp}}{\gamma_0 m_0}$,

где B_{\perp} — амплитудное значение СВЧ магнитного поля; $\theta = \omega t_p$ — угол пролета частиц в резонаторе.

На рис. 5, а изображены проекции траекторий частиц на плоскость $x\psi$, а на рис. 5, б показана зависимость азиму-

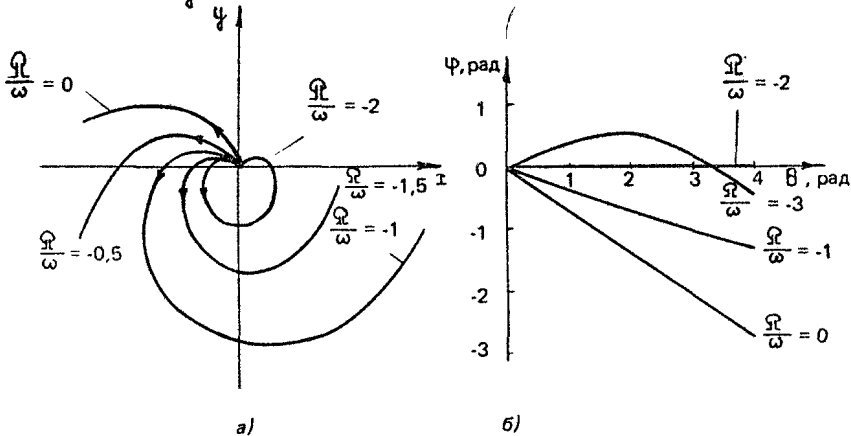


Рис. 5. Проекция траекторий электронов в резонаторе развертки на плоскость, ортогональную его оси, (а) и азимут положения частицы в системе координат, вращающейся синхронно с СВЧ-полем (б) при различном значении поля сопровождения

тальной координаты частиц от угла пролета, наблюдаемая в системе координат, вращающейся с частотой ω , т.е. синхронно с СВЧ-полем. При различных величинах B_z движение пучка происходит в области либо ускоряющего ($\psi < 0$ при $\frac{\Omega}{\omega} > -2$) либо тормозящего ($\psi > 0$ при $\frac{\Omega}{\omega} < -2$) электрического поля резонатора. При $\frac{\Omega}{\omega} = -2$ электроны движутся синхронно с волной в плоскости, где $E_z = 0$.

Угол отклонения частиц

$$\alpha_0 = \text{arctg} \left(\frac{V_{\perp}}{V_x} \right) \approx \frac{\sqrt{V_x^2 + V_{\psi}^2}}{\beta_0 c} \quad (7)$$

в соответствии с выражениями (6) для цилиндрического резонатора с колебаниями типа E_{110} равен

$$\alpha_0 = 2 \frac{\Omega_p}{\omega} \frac{\sin \left[(\theta/2)(1 + \Omega/\omega) \right]}{1 + \Omega/\omega} = \frac{U_p}{U_0} \sqrt{\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1}} \frac{1}{2\gamma_1^m} \frac{\sin \left[(\theta/2)(1 + \Omega/\omega) \right]}{\left[(1 + \Omega/\omega)(\theta/2) \right]}, \quad (8)$$

где U_p — амплитуда напряжения на резонаторе в пучности электрического поля, γ_1^m — значение функции Бесселя первого рода первого порядка в первом максимуме.

Следует отметить, что при $\Omega/\omega = -2$ зависимость угла отклонения от угла пролета такая же, как и в отсутствие поля сопровождения ($\Omega/\omega = 0$).

3.2. Чтобы определить коэффициент усиления прибора, необходимо вычислить потери в стенках резонатора P_p и мощность, затрачиваемую на ускорение пучка P_e .

Мощность, рассеиваемая в стенках резонатора при отклонении электронов на угол α_0 , определяется по напряжению U_p , необходимому для получения этого угла и вычисляемому из соотношения (8):

$$P_p = \frac{U_p^2}{2R_w} = 0,84 \cdot 10^{10} \alpha_0^2 \gamma_0^2 \frac{\delta}{\lambda} \frac{(1 + \Omega/\omega)^2 (\beta_0 \theta/2 + 1,92)}{\sin^2 \left[(1 + \Omega/\omega)(\theta/2) \right]}, \quad (9)$$

где R_w — шунтовое сопротивление резонатора развертки [12], δ — толщина скин-слоя, λ — длина волны.

Полученные выше выражения для траекторий электронов позволяют найти и мощность, затрачиваемую на ускорение пучка [14]:

$$P_e = \alpha_0^2 \frac{\gamma_0 + 1}{2\gamma_0} P_0 \frac{(1 + \Omega/\omega)^2 \sin^2(\theta/2) - \sin^2 \left[(1 + \Omega/\omega)(\theta/2) \right]}{(\Omega/\omega) \sin^2 \left[(1 + \Omega/\omega)(\theta/2) \right]} \quad (10)$$

Сумма мощностей $P_p + P_e$ определяет необходимую мощность возбуждения магнотрона $P_{вх}$, и следовательно его коэффициент усиления $\kappa = \frac{P}{P_{вх}}$, где $P = P_0 \eta$ — выходная мощность магнотрона.

Анализ выражений (9) и (10) показывает, что для практически интересных величин мощности прибора коэффициент усиления оказывается максимальным в режиме, когда циклотронная частота вдвое превышает частоту развертки [14] и потребление мощности на ускорение пучка прекращается*. В этом случае

* Регенеративные режимы ($\frac{\Omega}{\omega} < -2$) также могут использоваться, однако при больших токах возможно самовозбуждение

$\rho_{вх} = \rho_{р}$, а пролетный зазор оптимизируется по минимуму потерь в стенках ($\theta \approx \pi$).

Выигрыш в мощности возбуждения по сравнению с резонатором развертки без магнитного сопровождения равен 5, а коэффициент усиления для магнискон мегаваттного уровня мощности составляет 10-15 дБ.

Чтобы использовать развертку с магнитным сопровождением, необходимо организовать вывод РЭП в дрейфовое пространство без существенных потерь поперечной скорости. Это достигается установкой ферромагнитного экрана с малым отверстием для прохождения пучка, резко ограничивающего магнитное поле в месте, где частицы проходят вблизи оси, т.е. для $\Omega/\omega = -2$, на расстоянии $l = (2n + 1) \beta_2 \lambda / 4$ от выхода из резонатора развертки. Потери угла отклонения при выходе через отверстие диаметром d составляют $\Delta\alpha_0/\alpha_0 = (\pi d / 2 \beta_2 \lambda)^2$ и обычно приводят к снижению коэффициента усиления не более чем на 10-15% [14].

3.3 Электронную проводимость можно определить, выразив через нее и амплитуду напряжения на резонаторе мощность взаимодействия пучка с СВЧ-полем резонатора.

$$\bar{Y}_e = \frac{I_0}{U_0} \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} \frac{1}{(T_1^m \theta)^2} \frac{\omega}{\Omega} \left\{ \sin^2 \frac{\theta}{2} - \frac{\sin^2 [(1 + \Omega/\omega)(\theta/2)]}{(1 + \Omega/\omega)^2} + \right. \\ \left. + \sqrt{\frac{1}{2} \left[\sin \theta - \frac{\sin [(1 + \Omega/\omega) \theta]}{(1 + \Omega/\omega)^2} - \frac{(\Omega/\omega) \theta}{1 + \Omega/\omega} \right]} \right\} \quad (11)$$

Формула (11) позволяет найти расстройку резонатора пучком:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = 0,74 \frac{\rho}{\theta} \frac{I_0}{U_0} \left(\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} \right), \quad (12)$$

где $\rho = 17,25 \beta_0 \theta$ - характеристическое сопротивление резонатора [12]. Реактивная составляющая электронной проводимости носит емкостный характер, т.е. пучок понижает частоту резонатора.

Кроме того, анализ выражения (11) показывает, что в резонаторе развертки существенно сказываются гиротропные свойства замагниченного РЭП. Гиротропный эффект проявляется в виде "самостабилизации" формы развертки, т.е. линейно поляризованные колебания в резонаторе в присутствии пучка переходят в колебания с эллиптической поляризацией. Если же возбудить в резонаторе колебания с эллиптической поляриза-

цией, то в присутствии пучка эллиптичность уменьшается и развертка приближается к круговой. Коэффициент "самостабилизации" определяется разницей проводимостей резонансной системы для попутной и встречной волн по отношению к циклотронному вращению частиц:

$$G = \frac{|\bar{Y}_p + \bar{Y}_e^B|}{|\bar{Y}_p + \bar{Y}_e^N|}, \quad (13)$$

Здесь \bar{Y}_p - проводимость резонатора, а \bar{Y}_e^N и \bar{Y}_e^B - электронные проводимости для попутной ($\Omega/\omega < 0$) и встречной ($\Omega/\omega > 0$) волн.

3.4. При конечном размере пучка возникает энергетический разброс [12], который, как было сказано выше, приводит к снижению КПД. Магнитное сопровождение приводит к уменьшению размера пучка и к существенному снижению энергетического разброса [14]. Минимальный разброс энергий соответствует бриллюэновскому размеру пучка и равен

$$\frac{\Delta U_0}{U_0} = \pm \frac{\pi^2}{2} \sqrt{\frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1}} \alpha_0 \frac{D_B}{\lambda}, \quad (14)$$

где $D_B = 0,69 \cdot 10^{-2} \lambda (\gamma_0)^{0,5} \beta_0^{-0,5} \gamma_0^{-1,5} (\Omega/\omega)^{-1}$ - бриллюэновский диаметр. Например, при $\Omega/\omega = -2$ для $\alpha_0 = 30^\circ$, $U_0 = 300$ кВ и $\beta_0 = 3$ МВ, энергетический разброс $\Delta U_0/U_0 \pm 4\%$, в то время как для развертки без магнитного сопровождения $\Delta U_0/U_0 = \pm 25\%$.

3.5. Увеличение коэффициента усиления магнотрона может быть достигнуто путем применения пассивных (возбуждаемых пучком) резонаторов. Использование магнитного сопровождения в пассивном резонаторе позволяет существенно увеличить усиление без снижения мощности прибора, так как в отличие от [1] здесь не происходит удлинения пучка в области, где отсутствует фокусирующее магнитное поле. Расчет взаимодействия пучка с электромагнитным полем пассивного резонатора производится так же, как и для резонатора развертки [14] и дает следующие результаты для наиболее интересного для практики случая ($\Omega/\omega = -2$ и $\theta = \pi$).

Если α_p - угол отклонения пучка на входе пассивного резонатора, а B_{\perp}^N - амплитудное значение поперечного магнитного ВЧ-поля, возбуждаемого пучком в этом резонаторе, то угол отклонения электронов на выходе из этого резонатора может быть определен из выражения

$$\alpha_n = \sqrt{\alpha_n^2 + \alpha_0^2 - 2\alpha_n |\alpha_0| \cos \psi_0} \quad (15)$$

Здесь ψ_0 - угол между направлением поперечной скорости РЭП и направлением вектора \mathbf{v}_\perp^n , α_0 - угол, определяемый по выражению (8) с заменой \mathcal{Q}_p на $\mathcal{Q}_n = e \mathbf{v}_\perp^n / \gamma_0 m_0$ при соответствующем угле пролета в пассивном резонаторе. Активная составляющая мощности взаимодействия равна [14]:

$$P_e = \gamma_0 U_0 \sqrt{\frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1}} \frac{4\pi \mathcal{Q}_n}{\omega} \left(\frac{\gamma_0}{\lambda} \sin \psi_0 + \frac{2 \beta_0 e \alpha_p}{\mathcal{Q}} \cos \psi_0 \right), \quad (16)$$

где γ_0 - модуль радиуса-вектора частиц на входе в пассивный резонатор, ψ_0 - угол между радиус-вектором и направлением \mathbf{v}_\perp^n в момент входа в пассивный резонатор. При этом между величинами γ_0 , ψ_0 , Ψ_0 и углом пролета θ_n между двумя соседними резонаторами существуют следующие зависимости:

$$\gamma_0 = \left| 2 \frac{\beta_0 c \alpha_p}{\mathcal{Q}} \cos \theta_n \right|, \quad \Psi_0 = \theta_n + \psi_0 + \frac{\pi}{2}.$$

Наибольший коэффициент усиления (максимум P_e) имеет место при $\theta_n = \pi/2$ т.е. когда $\alpha_n/\alpha_p = \alpha_0/\alpha_p - 1$, и равен:

$$K_n [\text{дБ}] = 10 \lg \left(\frac{\alpha_n}{\alpha_p} \right) = 20 \lg \left[1,98 \frac{\gamma_0}{U_0} \frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0} \frac{\beta_0 \lambda}{\delta(1 + 1,22/\beta_0)} - 1 \right] \quad (17)$$

Для медного резонатора при $\lambda = 30$ см, $U_0 = 300$ кВ и $\gamma_0 = 10$ А $K_n \approx 20$ дБ.

При создании магнотрона на большие мощности и высокие частоты могут возникнуть проблемы, связанные с перегревом и пробоями в системе круговой развертки. Облегчить решение этих проблем можно, если использовать несколько пассивных резонаторов в режиме "сложения" углов отклонения. Резонаторы при этом должны быть расположены практически вплотную друг к другу (см. (16)) таким образом, чтобы мощности возбуждения их были примерно одинаковыми. Применение такой "распределенной" системы развертки из n пассивных резонаторов позволяет уменьшить потери мощности в них ($P_n \sim n^{-1}$), удельное тепловыделение ($P_s \sim n^{-2}$) и напряженность электрического поля ($E \sim n^{-1}$).

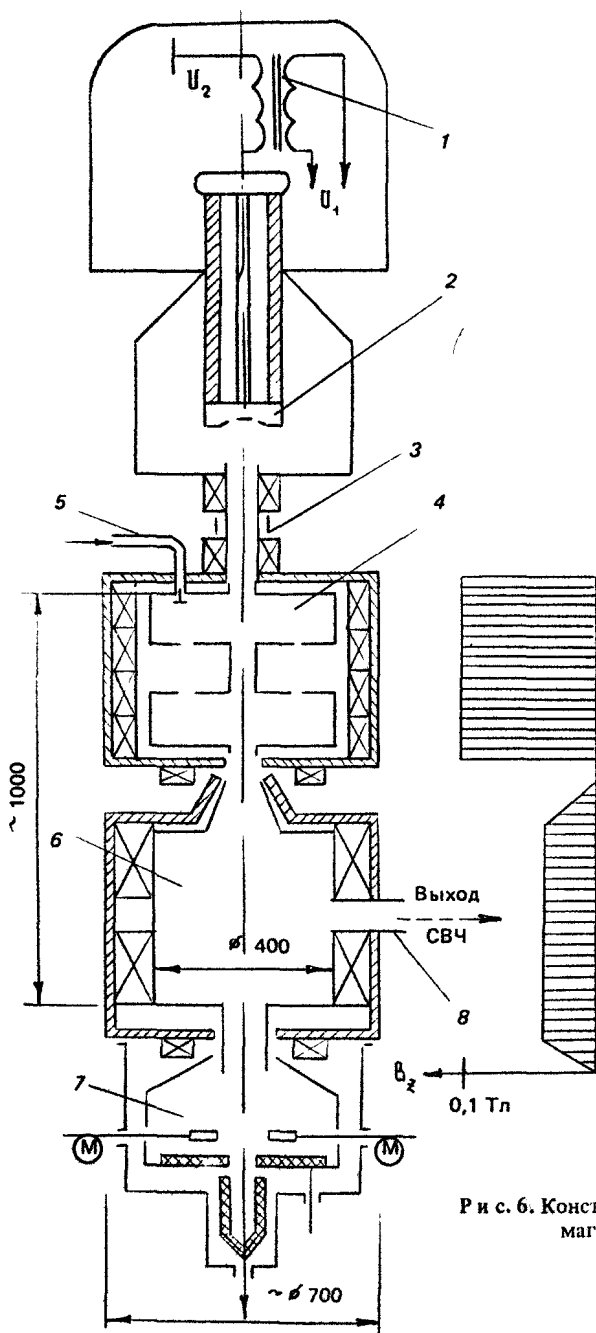
3.6 Резонатор с колебаниями E_{+10} , кроме использования в качестве устройства круговой развертки пучка в гирокоме и магнотроне, может иметь и иные применения, как например, в качестве мощного циклотронного преобразователя СВЧ-колебания в постоянный ток. В этом случае используется режим

резонансного ускорения ($\Omega/\omega = -1$), и такой резонатор может быть более эффективным по сравнению с модулятором Кучча и объемными резонаторами с поперечным электрическим полем [15]. Кроме того, такой резонатор может использоваться как автогенератор. В этом случае возможны два режима работы, отличающиеся величиной магнитного поля сопровождения. Взаимодействие частиц с волной, встречной направлению циклотронного вращения ($0 < \Omega/\omega < 1$), происходит в слабом магнитном поле, как отмечено в работах [10, 16, 17]. В сильном магнитном поле ($\Omega/\omega < -2$) эффективное взаимодействие происходит с волной, попутной циклотронному вращению частиц [14].

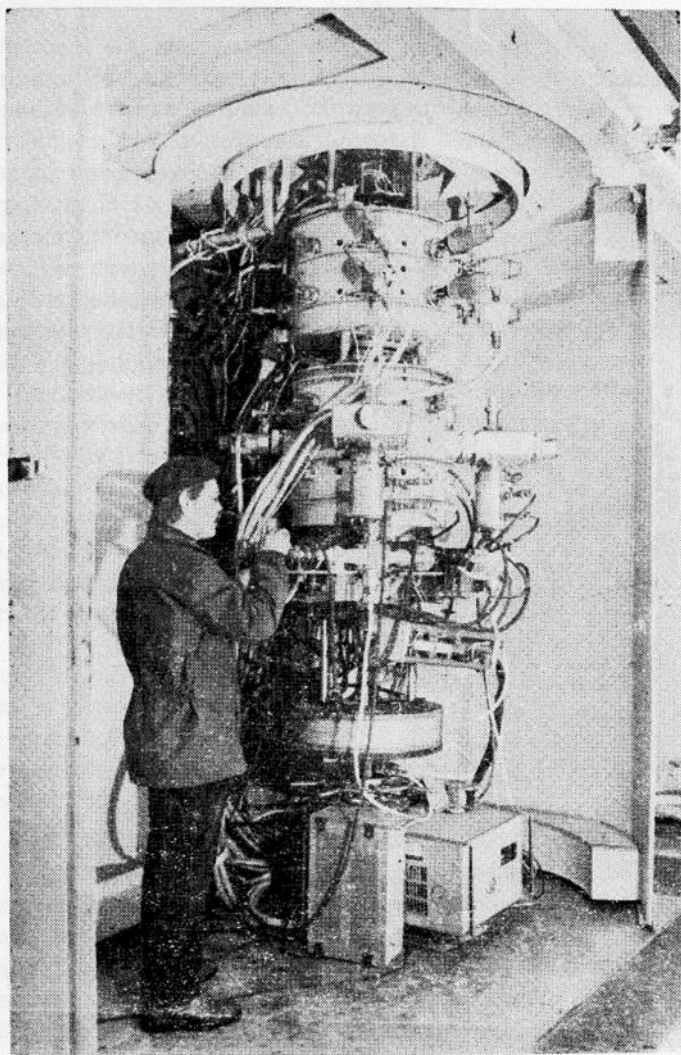
4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИКОНА

В ИЯФ СО АН СССР построен и в 1985 г. введен в действие магникон на частоту 915 МГц при длительности импульса около 50 мкс [18].

4.1. Конструктивная схема этого магникона изображена на рис.6. Источником электронов служит диодная пушка 2 с эмиттером из $L_u B_0$. На пушку подается ускоряющее напряжение от импульсного трансформатора 1, расположенного в котле, заполненном элегазом под избыточным давлением 5 атм. Конструкция высоковольтного изолятора пушки аналогична описанной в работах [19, 20]. Далее пучок электронов проходит через электронно-оптический канал 3 и попадает в устройство круговой развержки 4, состоящее из двух резонаторов, помещенных в продольное магнитное поле ($\Omega/\omega \approx -2$). Первый из них возбуждается от внешнего генератора, выполненного на металлокерамическом триоде ГИ-39Б, через два емкостных ввода 5 и осуществляет отклонение пучка на малый угол. Второй резонатор (пассивный) возбуждается предварительно развернутым пучком и обеспечивает отклонение частиц на необходимый угол ($\alpha_0 = 30^\circ$). Расстояние между резонаторами выбрано равным $\beta_z \lambda/4$ для получения максимального коэффициента усиления. Пучок выводится из магнитного поля вблизи оси прибора через отверстие в магнитном экране. После пролета в свободном от полей пространстве пучок попадает в выходной резонатор 6 (распределение магнитного поля показано на рис.6), а затем в коллекторную секцию 7. Высокочастотная мощность выводится из магникона через два волновода 8, расположенных под углом 90° по азимуту выходного резонатора.



Р и с. 6. Конструктивная магникрона



К статье М. М. Карлинера и др. «Магникон»

Рис. 7. Внешний вид магникона

Конструкция магникона выполнена разборной на индиевых уплотнениях. Резонаторы составные: обечайки из дюралюминия, а торцевые стенки медные. Коллектор для развернутого пучка представляет собой плоский, медный водоохлаждаемый диск, покрытый графитовыми пластинами для уменьшения отражения электронов. В коллекторной секции располагаются пять перемещаемых шаговыми двигателями (М на рис.6) пробников, с помощью которых производится измерение характеристик пучка. Управление установкой и измерение основных параметров автоматизированы. Внешний вид магникона представлен на рис.7 (см.вклейку).

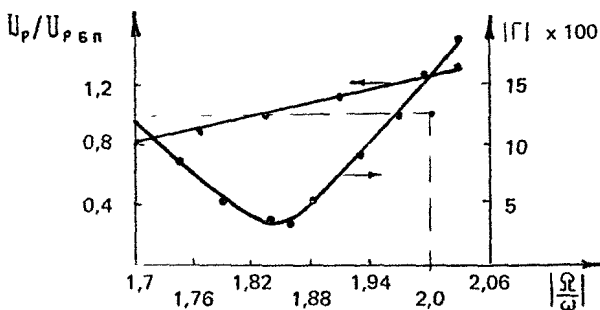
Основные параметры действующего магникона:

рабочая частота, МГц	915
энергия электронов, кэВ	300
ток пучка, А	12
мощность пучка, МВт	3,6
длительность импульса тока, мкс	50
частота следования, Гц	1
выходная мощность, МВт	2,6
КПД, %	73
потери в выходном резонаторе, кВт	90
потери в пассивном резонаторе, кВт	340
электронный КПД, %	85
длительность импульса СВЧ-мощности, мкс	30*
усиление, дБ	30

4.2. После сборки прибора необходима тщательная тренировка резонаторов развертки с целью устранения вторично-электронного ВЧ-разряда. Для этого центральная часть резонаторов отделена от корпуса кольцевой шелью, прорезанной вдоль узловой линии радиального тока ($J_{\perp} = 0$ на рис.2), и укреплена на изоляторах. На нее подается положительный потенциал 5–8кВ, который при наличии магнитного поля сопровождения зажигает в полости резонаторов разряд. Тренировка длится 10–15 мин. В выходном резонаторе вторично-электронного ВЧ-разряда не возникает и тренировка не требуется.

4.3. Как и предсказывает теория, существует некоторое значение магнитного поля сопровождения в резонаторе развертки при котором отсутствует потребление мощности на ускорение пучка. Свидетельством этого является как равенство напряжений на резонаторе в присутствии пучка и без него при

* Определяется временем нарастания колебаний в пассивном резонаторе развертки



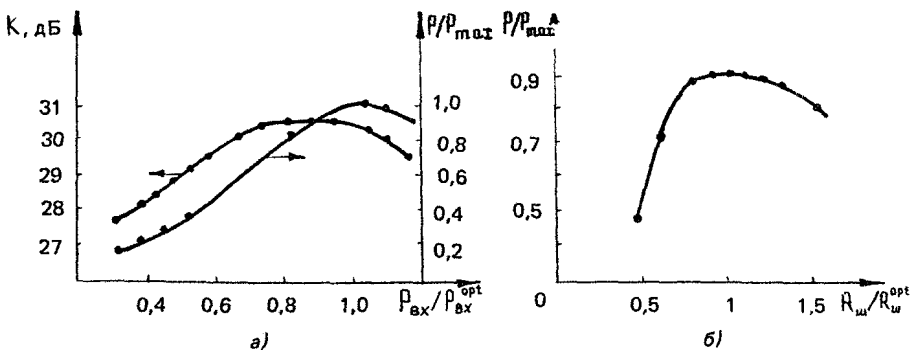
Р и с. 8 Зависимости напряжения на резонаторе развертки и согласования в цепи его питания от величины магнитного поля сопровождения

этой величине магнитного поля, так и наличие при этом же поле минимума коэффициента отражения $|\Gamma|$ (рис.8). Расстройка резонатора пучком ($\Delta f = -1.05$ кГц) в процессе измерений компенсировалась. Отсутствие потребления мощности на пучок наступает при величине поля сопровождения, несколько меньшей, чем предсказывает теория для бесконечно тонкого (выражение (1.0)) или бриллюэновского пучка. Причиной этого, как показали детальные расчеты и специально проведенный эксперимент, является дополнительное торможение частиц вследствие пульсаций размера пучка в магнитном поле.

4.4 Наличие магнитного сопровождения в устройстве круговой развертки существенно облегчает получение развертки пучка с малой эллиптичностью вследствие гиротропных свойств замагниченного РЭП. В соответствии с выражением (1.3) коэффициент "самостабилизации" составляет $\bar{G} = 6,2$ (измеренная величина $\bar{G} \approx 6,5$). При наличии в системе развертки нескольких резонаторов коэффициенты \bar{G} перемножаются, и в нашем случае (при двух резонаторах) $\bar{G}^2 > 40$. Следствием этого эффекта явилось то, что даже при эллиптичности поля в резонаторе развертки, соответствующей отношению осей эллипса порядка 2,5 (без пучка), измеренная эллиптичность развернутого пучка не превышает 5%.

Измерения проводились пробниками коллекторной секции (см. рис.6), присоединенной в этом случае непосредственно к системе развертки. При этом минимальный радиальный размер пучка составлял 9,5 мм при среднем радиусе развертки 90 мм.

4.5. Зависимости выходной мощности P и коэффициента усиления K от уровня входного сигнала $P_{вх}$ в магнотроне приведены на рис.9,а. При уровнях входного сигнала больше оп-



Р и с. 9. Регулировочная характеристика магнিকона (а) и зависимость выходной мощности от величины нагрузки выходного резонатора (б)

тимального происходит частичное отражение электронов при входе пучка в магнитное поле сопровождения в выходном резонаторе, а следовательно и уменьшение мощности и коэффициента усиления. При понижении уровня входного сигнала выходная мощность сначала уменьшается линейно (участок постоянного коэффициента усиления), а при снижении ее до уровня $P < 0,7 P_{max}$ падает более круто вследствие ухудшения взаимодействия из-за рассинхронизации.

4.6 "Нагрузочная" характеристика магнিকона приведена на рис.9,б. Видно, что мощность, отдаваемая прибором, меняется весьма плавно при изменении нагрузки вблизи оптимума, соответствующего нагруженной добротности выходного резонатора $Q_n \approx 900$. Здесь следует отметить положительное свойство магнিকона, заключающееся в отсутствии возврата электронов в выходном резонаторе при его разгрузке [11].

4.7 Паразитные колебания не наблюдаются. Измерения проведены на частотах до 7,5 ГГц, т.е. включая восьмую гармонику рабочей частоты. Чувствительность измерительной аппаратуры на 50 дБ ниже уровня основного сигнала.

4.8. Исследовались фазовая и амплитудная стабильность магнিকона. Результаты приведены в табл.2. Здесь же для сравнения помещены данные для клистрона непрерывного генерирования УК 1350, разработанного для ВЧ-питания накопителя ЛЕР в ЦЕРНе [21].

4.9 Расчеты показывают, что величины напряженности электрического поля ($E < 50$ кВ/см) и удельного тепловыде-

Таблица 2

Параметры	Магникон	УК1350 (LEP)
$\frac{\Delta P}{\Delta U_0 / U_0}$, дБ/%	0,1 – 0,2	< 0,2
$\frac{\Delta P}{\Delta B_x / B_x^*}$, дБ/%	0,04	–
$\frac{\Delta \varphi}{\Delta U_0 / U_0}$, град/%	~2	< 15
$\frac{\Delta \varphi}{\Delta B_x / B_x^*}$, град/%	~3	–
$\frac{\Delta \varphi}{\Delta P_{вх}}$, град/дБ	~4	< 10

* В выходном резонаторе.

Таблица 3

Параметры	УК1350 (LEP)	УК1303 (TRISTAN)	УК1250 (PETRA)	Магникон (непрерывный)
λ , см	80	60	30	30
P , МВт	1,1	1	0,4	2,8
η , %	68	64	60	78
η_e , %	69	66	63	85
U_0 , кВ	90	90	60	300
K , дБ	41	42	43	35
Количество резонаторов	6	5	5	3
$\frac{P}{\lambda}$ ВЧ-части	2,6	2,7	3	3
$\frac{P}{r}$ соленоида, %	0,2	0,4	1,0	0,6

ления ($P_3 < 50 \text{ Вт/см}^2$) в резонаторах не превышают допустимых значений для приборов непрерывного генерирования. Таким образом, представляется возможным создание магникона непрерывного генерирования с параметрами, близкими к полученным в описанной установке. При этом, естественно, резонаторы должны быть изготовлены из меди (что даст и повышение полного КПД), а прибор должен иметь адекватную систему охлаждения. Предполагаемые параметры такого магникона представлены в табл.3. Для сравнения здесь же приведены характеристики клистронов, работающих на накопителях заряженных частиц [21]. Сравнение показывает, что параметры магникона по мощности и КПД превосходят соответствующие параметры клистронов. Недостатком, естественно, является более высокое напряжение питания.

* * *

Результаты, полученные в процессе экспериментального исследования магникона, полностью подтверждают правильность наших представлений о его работе. Расчеты показывают возможность создания магниконов с мощностью 5–10 МВт в непрерывном режиме на длинах волн 10–30 см и с мощностью 500–1000 МВт на длинах волн 3–5 см в режиме микросекундных импульсов. Приборы с такими параметрами должны найти применение в СВЧ-энергетике и ускорительной технике.

Авторы благодарят академика А.Н.Скринского за постоянный интерес и помощь в работе, а также всех сотрудников института, принимавших участие в работе по созданию магникона.

Л и т е р а т у р а

1 Будкер Г.И., Карлинер М.М., Макаров И.Г. и др Гирокон – высокоэффективный преобразователь энергии мощного релятивистского пучка для СВЧ-питания ускорителей заряженных частиц //Атомная энергия 1978 Т 44 Вып 5 С 397.

2 Горникер И.Э., Карлинер М.М., Козырев Е.В. и др Гирокон //Релятивистская высокочастотная электроника /ИПФ АН СССР Горький, 1979 С.130

3 Карлинер М.М., Козырев Е.В., Макаров И.Г. и др Сильноточный линейный ускоритель комплекса ВЭПП-4. Система высокочастотного питания Препринт 84-110 /ИЯФ СО АН СССР. Новосибирск, 1984

4 Горникер Э.И., Морозов С.Н., Теряев В.Е., Шехтман И.А Анализ ограниченных параметров гирокона непрерывного генерирования мегаваттной мощности при переходе от метрового к дециметровому диапазону волн Препринт 83-46 /ИЯФ СО АН СССР Новосибирск, 1983

5. А.с. 1110335 (СССР) Электронный прибор СВЧ-магникон /Карлинер М.М., Козырев Е.В., Максимов А.Ю. и др //Б И, 1986. №4. С.281

6. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике /Пер. с англ В И Трифонова и Ю.А Хотунцева; Под ред А Н Выставкина. М Изд-во иностранной лит-ры, 1963

7. 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 №10 С 1414

8 Коломенский А А, Лебедев А Н Авторезонансное движение частицы в плоской электромагнитной волне //ДАН СССР 1962. Т 145 №6 С 1259

9 Колосов С.В., Кураев А А Нелинейное излучение и преобразование дрейфовой энергии релятивистских электронных потоков в сильных вращающихся электромагнитных полях //Радиотехника и электроника 1973 Т 18 №12 С 2558

10 Кураев А А Теория и оптимизация электронных приборов СВЧ /Под ред И С Ковалева Минск Наука и техника, 1979.

11 Карлинер М.М., Козырев Е В, Максимов А Ю, Нежевенко О А Приближенная теория магникона: Препринт 87-64 /ИЯФ СО АН СССР Новосибирск, 1987

12. Карлинер М.М., Козырев Е В, Макаров И.Г. и др Круговая развертка пучка электронов в гироконе Препринт 82-147 /ИЯФ СО АН СССР Новосибирск, 1982

13 А с. 1043761 (СССР) Устройство для получения круговой развертки пучка заряженных частиц /Нежевенко О А, Карлинер М.М., Козырев Е В., Максимов А Ю //Б И., 1983 №35 С 242

14 Карлинер М.М., Козырев Е В, Макаров И.Г и др Круговая СВЧ развертка пучка частиц с магнитным сопровождением Препринт 83-143 /ИЯФ СО АН СССР Новосибирск, 1983.

15 Ванке В А, Лопухин В.М, Рословский В.К и др О наземном приемно-преобразующем комплексе солнечных космических энергосистем //Радиотехника и электроника 1982 №5 С 1014

16 Братман В Л, Гинзбург Н С., Нусинович Г.С и др Циклотронные и синхротронные мазеры //Релятивистская высокочастотная электроника Матер Всесоюз семинара /ИПФ АН СССР Горький, 1979. С 157

17. Гинзбург Н С. К нелинейной теории релятивистских МПР с резонансными электродинамическими системами //Изв вузов Радиофизика 1986 Т 29 № 6 С 728

18 Below A N., Karliner M M, Kozurev E V Magnicon – a new microwave generator for accelerators //Труды 13-й Междунар конф по ускорителям заряженных частиц высоких энергий Т 2 Новосибирск Наука, 1987 С 300

19 High-Voltage Technology. Oxford University Press 1968 P 350

20 Гапонов В.А., Нехаев В.Е., Теряев В.Е. Исследование электрической прочности большого вакуумного промежутка с анодной сеткой //ЖТФ 1977 Т 47 Вып 2 С 410

21 Philips Data Handbook Electron tuber Book T3, 1986

Институт ядерной физики
СО АН СССР

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ РЭП

*А.Ф.Александров, С.Ю.Галузо, Н.И.Зайцев,
В.И.Кошелев, П.С.Стрелков, А.В.Федотов,
А.Г.Шкварунец, М.Ю.Шмелев, В.И.Энгелько*

В релятивистской высокочастотной электронике успешно применяются сильноточные релятивистские электронные пучки (РЭП), формируемые пушками с взрывоэмиссионными катодами [1-4]. Эффективность использования энергетических возможностей РЭП в значительной степени зависит от стабильности пространственно-временных характеристик пучка [5-7]. Нестабильность этих характеристик вызывается процессами в катодной и коллекторной плазме, диокотронной неустойчивостью пучка в канале транспортировки, а также процессами, обусловленными взаимодействием электронного потока с генерируемыми высокочастотными полями.

Основное внимание в настоящей статье уделено двум последним факторам, поскольку первый применительно к коаксиальному диоду с магнитной изоляцией (КДМИ) [8] (в настоящее время основной системе формирования грубчатых пучков - рис.1) подробно обсуждался в предыдущих сборниках [9-11]. Кроме того, рассмотрены исследованные пути стабилизации пространственно-временных характеристик и методы их диагностики.

1 ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ В КАТОДНОЙ ПЛАЗМЕ НА СТРУКТУРУ ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА

При подаче импульса напряжения на кромке грубчатого катода образуется конечное число плазменных факелов, из кото-

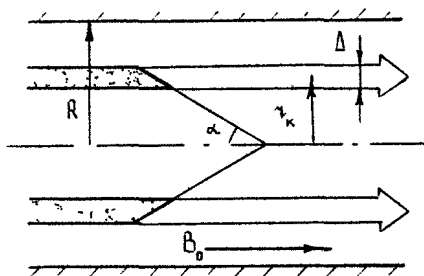


Рис. 1. Схема коаксиального диода с магнитной изоляцией R — радиус анода, r_k — радиус катода, Δ — толщина пучка, B_0 — ведущее магнитное поле, α — угол раскрытия кромки катода

рых и эмиттируются электроны [12]. Пучок при этом состоит из отдельных токовых струй, число которых равно числу катодных факелов [13–15]. Число факелов (токовых струй) возрастает с увеличением магнитного поля на катоде $N \sim B_k^\alpha$, где $\alpha \sim 0,5-1$. Этот экспериментальный результат справедлив как для наносекундных [15], так и для микросекундных [13] пучков, формируемых с трубчатого (графитового) катода.

При использовании мегаллических катодов, имеющих большие времена запаздывания возбуждения взрывной эмиссии t_3 в режиме наносекундных импульсов $\tau_H = 5 - 10$ нс, в ряде экспериментов наблюдается уменьшение тока пучка на порядок по сравнению со случаем с графитовым катодом [15]. С увеличением длительности импульса ($\tau_H > 100 - 200$ нс) величина тока пучка становится не критичной к материалу катода, поскольку $t_3 < t_u$. При этом общий ток пучка практически не зависит от величины магнитного поля, тогда как число струй меняется с изменением магнитного поля, и соответственно меняется ток в единичной струе. Этот вывод справедлив при линейной плотности эмиссионных центров на катоде более одного на сантиметр и согласуется с результатами численных расчетов [16], где показано, что неполное заполнение катода эмиттирующей поверхностью не приводит к существенному уменьшению тока пучка. Увеличение числа катодных факелов с ростом магнитного поля обусловлено уменьшением влияния экранировки электронными струями неэмиттирующих областей катода (с пониженной напряженностью электрического поля), поскольку с увеличением магнитного поля уменьшается диаметр ларморовской орбиты электронов и тем самым уменьшается область экранировки.

Снизить влияние эффекта экранировки и тем самым улучшить азимутальную однородность электронного потока можно путем сокращения переднего фронта импульса питания пушки,

а также за счет увеличения напряженности электрического поля на катоде [13,17].

В пучках с многострйными катодами [11,18] также можно выделить начальную стадию формирования пучка. До образования замкнутой плазменной поверхности ($t = 10^{-5} - 10^{-6}$ с) пучок состоит из макроструй, число которых равно числу эмиттирующих острий.

После смыкания отдельных плазменных струй в замкнутое кольцо катодная плазма расширяется не только вдоль, но и поперек магнитного поля, причем $v_{p_{\parallel}} \gg v_{p_{\perp}}$. За счет разницы этих скоростей плазмакатод приобретает форму конуса с вершиной, направленной вдоль потока электронов. Первоначально максимум плотности тока в пучке соответствует радиусу катода (если катод установлен в однородном магнитном поле), либо радиусу силовой линии магнитного поля, проходящей через кромку катода (если катод установлен в ослабленном магнитном поле). Расширение катодной плазмы сопровождается увеличением диаметра центра масс пучка. При этом внешняя граница пучка расширяется быстрее области с максимальной плотностью тока, что связано с конусообразной формой плазменного эмиттера (вершина конуса перемещается в продольном направлении и сдвигается по радиусу незначительно). Максимальная напряженность электрического поля соответствует вершине плазменного эмиттера и задает радиус максимальной плотности тока. Скорость расширения основания конуса плазменного эмиттера определяет скорость перемещения внешней границы пучка.

Основные экспериментальные результаты по расширению катодной плазмы поперек однородного магнитного поля ($B \approx 1 \div 30$ кГс) [9,10,19] объясняются локальным (струйным) характером поступления плазмы с катода и развитием в расширившейся катодной плазме центробежной неустойчивости [20-22]. Разлет плазмы вдоль однородного магнитного поля объяснен в работе [19] амбиполярным ускорением ионов полем объемного заряда электронов плазмы. Согласно такому механизму [24] продольная скорость плазмы $v_{p_{\parallel}}$ может достигать значения тепловой скорости электронов v_{Te} . Дополнительное экспериментальное подтверждение правомерности указанного механизма получено в экспериментах, где при токе пучка $I_b = 10$ кА $v_{p_{\parallel}} \sim v_{Te} \sim 10^8$ см/с [25].

Таким образом, неоднородность катодной плазмы приводит к струйчатой структуре пучка, а ее движение определяет изменение распределения плотности тока по радиусу с течением времени.

Кроме указанных факторов, на структуру РЭП могут оказывать сильное влияние неустойчивости пучка в дрейфовом канале.

2. ВЛИЯНИЕ ДИОКОТРОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПУЧКА НА ЕГО СТРУКТУРУ

Известно, что в электронном пучке, распространяющемся вдоль однородного магнитного поля, может развиваться диокотронная неустойчивость [26,27]. Диокотронная неустойчивость приводит к усилению начальной азимутальной неоднородности плотности тока пучка, а также к увеличению его толщины. Последнее обстоятельство наиболее важно, так как расширение пучка сильно влияет на эффективность СВЧ-приборов.

На линейной стадии начальные неоднородности в трубчатом пучке нарастают с инкрементом

$$\gamma_m(\omega) = \frac{\omega_b^2}{4\gamma^2 \Omega} \sqrt{D(\ell)},$$

где ω_b – ленгмюровская частота электронов пучка, γ – релятивистский фактор, Ω – циклотронная частота для нерелятивистских электронов, $D(\ell)$ – коэффициент, определяемый поперечными размерами пучка и металлической камеры для данного номера азимутальной моды ℓ . Из этого выражения нетрудно видеть способы подавления неустойчивости за счет уменьшения тока пучка (уменьшения ω_b^2), увеличения энергии электронов (увеличения γ) и увеличения магнитного поля (увеличения Ω). Инкремент развития неустойчивости уменьшается также при увеличении толщины пучка и уменьшении зазора между пучком и трубой дрейфа, что следует из конкретного вида зависимости $D(\ell)$ от геометрических размеров [26].

Изменения в структуре пучка, обусловленные развитием диокотронной неустойчивости, увеличиваются вдоль канала транспортировки. Это обстоятельство позволяет разделить изменения структуры пучка, вызванные диокотронной неустойчивостью и явлениями в катодной плазме. Кроме того, подтверждением наблюдения диокотронной неустойчивости является зависимость номера моды (числа струй) от толщины пучка, которая в эксперименте менялась при изменении магнитного поля [28-30].

Было проведено сравнение результатов эксперимента* по наблюдению разбиения грубчатого пучка с параметрами $U = 400$ кВ, $I = 5$ кА, $R_g = 1,1$ см, $R_0 = 1,45$ см, $B = 25$ кГс, $\tau_{и} = 40$ нс на отдельные струи с численным расчетом. Численная модель позволила проследить развитие диокотронной неустойчивости на нелинейной стадии. Наблюдалось детальное совпадение эволюции формы струй по длине в эксперименте и в численной модели. Модуляция плотности пучка по азимуту сопровождалась увеличением его толщины, в условиях эксперимента на длине 30 см толщина пучка увеличивалась от 0,3 мм до 4 мм. Там же указывается, что согласно численной модели 50 % модуляции плотности тока возникает на малых длинах, а именно на длинах равных двум-трем обратным пространственным инкрементам, рассчитанным по линейной теории. В эксперименте наблюдалась перестройка числа струй пучка вдоль длины. Введение дополнительного рассеяния электронов в численную модель также привело к перестройке числа струй вдоль длины. В численном расчете был подобран параметр рассеяния таким образом, чтобы наблюдаемое двукратное уменьшение числа струй вдоль длины происходило на тех же длинах, что и в эксперименте. В реальных условиях эксперимента рассеяние электронов может вызываться либо соударениями с частицами плазмы из остаточного газа, коллекторной плазмой, либо взаимодействием электронов с СВЧ-полями. Предполагается, что в данном случае рассеяние вызывается наличием СВЧ-полей в канале транспортировки. Следует отметить, что аналогичные численные расчеты приведены в работе [31], однако сравнение с экспериментом дается в очень кратком виде.

Разрушение РЭП при взаимодействии потока электронов с СВЧ-полями наблюдалось в целом ряде экспериментов. Наиболее ярко этот процесс наблюдался при пропускании РЭП через электродинамическую систему СВЧ-генератора. В работе [7] приведены результаты исследования многоволнового СВЧ-генератора черенковского типа, работавшего на длине волны 3,15 см. Длительность СВЧ-излучения была существенно меньше длительности питающего импульса. Срыв генерации коррелировал с ухудшением токопрохождения через замедляющую систему и с возрастанием мощности низкочастотного излучения

* Доложено А И Еремесвым, В С Кабановым, П С Стрелковым и др на 5-м Всесоюзном семинаре по релятивистской высокочастотной электронике (Новосибирск, 1987)

($\lambda \approx 6,8$ см) на порядок. При этом пучок разбивался на отдельные струи.

Авторы [7] объясняют разрушение пучка увеличением кулоновского поля электронов за счет их пространственной группировки, которая приводит к увеличению азимутальной скорости электронов $v_{\varphi r} = c(E_{\perp}/B)$. Кроме того, высказано предположение, что именно длинноволновое излучение поддерживает неустойчивость в пучке.

Наглядно продемонстрировать поперечное расширение РЭП при взаимодействии с СВЧ-полями можно в таких экспериментах, где сравнивается геометрия пучка при транспортировке его в гладкой трубе и через замедляющую систему генератора. Так, например, в экспериментах, описанных в работе [27], скорость поперечного расширения РЭП в гладкой трубе была равна $v_{\perp} \approx (2 - 2,5) \cdot 10^5$ см/с, а при транспортировке на ту же длину через СВЧ-генератор возрастала до $v_{\perp} \approx (3 \pm 3,5) \cdot 10^5$ см/с. В эксперименте*, проведенном с пучком $U = 1,5$ МВ, $I_b = 10$ кА, $R_g = 2$ см, $B = 15 \div 25$ кГс, приведено аналогичное сравнение. Диаметр внешней границы РЭП при транспортировке через замедляющую систему увеличивался на 2 - 3 мм больше, чем в аналогичных условиях, но в гладкой трубе. Поведение пучка рассматривалось также в работах [29] (гладкая труба) и [30] (труба со скачком диаметра). В обоих случаях отмечено азимутально однородное уширение грубчатого пучка.

К настоящему времени механизм разрушения РЭП в динамическом режиме еще недостаточно изучен. Ясно, что существенную роль в этом процессе играет движение электронов в скрещенных \vec{E} - и \vec{B} -полях. Сильное разрушение РЭП, сопровождающееся высыпанием электронов на стенки канала транспортировки, может быть связано с "магнетронными эффектами" в РЭП. На это обстоятельство обращено внимание в статье [33].

Итак, накопленный экспериментальный материал свидетельствует о том, что нестабильность пространственно-временных характеристик сильноточных РЭП, распространяющихся вдоль силовых линий магнитного поля, обусловлена, по крайней мере, тремя факторами:

- образованием и движением катодной плазмы,
- развитием диокотронной неустойчивости,
- взаимодействием электронов со скрещенными электриче-

* Доложено А.Ф.Александровым, С.Ю.Галузо, Н.И.Зайцевым, П.С.Стрелковым и др на 5-м Всесоюзном семинаре по релятивистской высокочастотной электронике (Новосибирск, 1987)

скими и магнитными полями (как статическими, так и высокочастотными).

3. ИЗВЕСТНЫЕ МЕТОДЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ПАРАМЕТРОВ РЭП

В настоящее время предложены методы стабилизации следующих параметров РЭП: длительность импульса ($\tau_{и}$), тока, геометрии и распределения плотности тока по сечению.

Наиболее сильным фактором, вызывающим нестабильность длительности импульса тока, является обратный ток с катода вдоль силовых линий краевого магнитного поля соленоида. Бомбардировка анода электронами обратного тока приводит к образованию анодной плазмы, перемыкающей диодный промежуток [34]. Попадание электронов на изолятор ускорительной трубки инициирует пробой по его поверхности [35,36].

Разработано несколько способов подавления обратного тока. Один из них реализуется при условии, что силовые линии \vec{B} , выходящие на элементы анодного узла и ускорительной трубки, не пересекают поверхности катода и катододержателя там, где возможна "взрывная" эмиссия. Согласно [37] это условие выполняется, если геометрия катода и магнитных силовых линий удовлетворяет условию

$$\rho \alpha^2 > \frac{m c^2}{3\pi e} \frac{E v_{\perp}^3}{(v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2)^{1/2} v_{\parallel}^4},$$

где ρ — длина поверхности катода, на которой отлична от нуля нормальная компонента магнитного поля; α — угол, под которым магнитные силовые линии пересекают поверхность катода; v_{\perp} и v_{\parallel} — компоненты вектора магнитной индукции; E — напряженность электрического поля. Под поверхностью катода здесь подразумевается эффективная эмиттирующая поверхность катодной плазмы. Однако удовлетворить условию отсутствия взрывной эмиссии на всей поверхности катодного узла на практике часто не удается. Наиболее эффективно снижается влияние паразитных токов при правильном подборе конфигурации магнитного поля не только в области катода, но и во всем объеме ускорительной трубки [35,38]. Уменьшить обратный ток можно подбором формы катода и катододержателя таким образом, чтобы силовая линия магнитного поля проходила вблизи поверхности катододержателя. При этом за счет малого

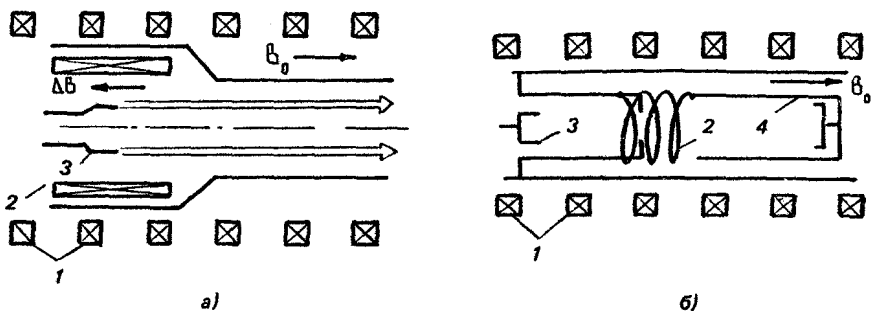
ускоряющего потенциала обратный ток пучка ограничивается. Кроме того, уменьшение паразитных токов происходит при увеличении тока диода. Большой ток, протекающий по катоду, создает настолько сильное магнитное поле, что оно удерживает электронный поток на определенном расстоянии от анода (режим магнитной самоизоляции).

Для уменьшения скорости изменения внутреннего и внешнего радиусов пучка необходимо уменьшить скорость расширения катодной плазмы поперек магнитного поля. Весьма эффективно это достигается при помещении катода в неоднородное магнитное поле, нарастающее в направлении движения РЭП [38,39]. Это обусловлено, по-видимому, двумя причинами. Во-первых, в неоднородном магнитном поле в результате действия силы $\mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{B}_{\parallel}$ (\mathbf{j}_{\perp} – азимутальная компонента плотности тока в катодной плазме, \mathbf{B}_{\parallel} – радиальная компонента магнитного поля) происходит быстрое расширение плазмы в сторону катододержателя. Это приводит к уменьшению концентрации плазмы, и вследствие этого к уменьшению скорости ее поперечного расширения. Во-вторых, в магнитном поле пробочной конфигурации затруднено развитие гидродинамических неустойчивостей желобкового типа [40], к которым относится и центробежная неустойчивость.

В диоде с магнитным полем пробочной конфигурации удастся также (ввиду действия силы $\mathbf{j}_{\perp} \times \mathbf{B}_{\parallel}$) снизить скорость продольного расширения катодной плазмы $v_{r\parallel}$ [29]. Соотношение между $v_{r\perp}$ и $v_{r\parallel}$ в КДМИ зависит от напряженности электрического поля на катоде, и соответственно от приложенного к диоду напряжения U . Меняется при этом и механизм пробоя диода, ограничивающий длительность импульса тока пучка.

При $U \sim 10^5$ В $v_{r\perp} \ll v_{r\parallel} \sim 10^6$ см/с [41,42] и пробой диода осуществляется после прихода катодной плазмы в области однородного магнитного поля, где $v_{r\perp}$ резко возрастает в результате развития неустойчивости в плазме. При $U \sim 10^6$ В $v_{r\perp} \sim v_{r\parallel} \sim 10^6$ см/с, пробой диода осуществляется в области неоднородного магнитного поля [11].

В работе [43,44] для создания магнитного поля пробочной конфигурации предложено использовать вставки из магнитомягкого материала, установленные вблизи катода, а также быстро (в масштабе τ_M) изменять магнитное поле на катоде с помощью вспомогательного соленоида. В работе [45] эта идея развита для стабилизации поперечных параметров РЭП (рис.2,а). Здесь вспомогательный соленоид уменьшает поле на катоде



Р и с. 2. Схемы экспериментов по компенсации расширения плазмозмиттера за счет изменения компрессии РЭП магнитным полем, где дополнительный соленоид запитан от отдельного источника (а) и током в обратном токопроводе (б) 1 – основной соленоид, 2 – дополнительный соленоид, 3 – катод, 4 – обратный токопровод

по тому же закону $B_k(t)$, по которому расширяется плазмозмиттер, при этом можно получить необходимый закон изменения радиуса пучка $R_B(t)$, поскольку переменное магнитное поле достаточно хорошо проникает через катодную плазму и стенки катода при удовлетворении условию адиабатичности магнитного поля в переходной области:

$$R_B(t) = \sqrt{\frac{B_k(t)}{B_0}} (R_k + v_{p1} t)$$

Под стабилизацией здесь понимается фиксация положения центра масс пучка, поскольку различные участки плазмозмиттера расширяются с разными скоростями.

В случае короткоимпульсного электронного пучка для запитки вспомогательного соленоида можно использовать ток в обратном токопроводе (рис.2,б) [46]. Естественно, что при практической реализации этого метода стабилизации геометрии РЭП следует учитывать возрастание поперечной скорости электронов с ростом пробочного отношения магнитного поля на катоде и в канале транспортировки.

Стабилизация геометрических параметров РЭП может быть достигнута путем реализации схемы, предложенной в работе [47]. Согласно этой схеме сначала формируется ленточный пучок, а затем трансформируется в цилиндрический с помощью системы преобразования магнитного потока. Ленточный пучок при этом можно формировать в планарном диоде с пониженной плотностью тока, что расширяет возможности стабилизации параметров РЭП. Применение ленточных пучков позволяет,

кроме этого, последовательно инжектировать на одну и ту же магнитную дорожку пучки, полученные в разных диодах. Тем самым можно повысить и энергосодержание пучка.

Существенно повысить стабильность пространственных и временных характеристик РЭП удастся при использовании для их получения многоострижных катодов [11].

В диоде с многоострижным катодом при низкой плотности тока эмиссии, и соответственно малой концентрации катодной плазмы, торможение плазмы осуществляется не только магнитным, но и электрическим полем. Почти стационарная граница плазмы на катоде реализуется при равенстве тока эмиссии и тока насыщения плазмы. В работах [46,48] приведены результаты исследования работы магнитоизолированного диода с коническим многоострижным (500 острий) катодом с площадью $S = 1,5 \cdot 10^3 \text{ см}^2$, причем в цепь каждого острия было включено сопротивление $R = 2 \text{ кОм}$. Катод помещался в ослабленное магнитное поле 2 кГс, и далее пучок распространялся в дрейфовой камере вдоль магнитного поля величиной 10 кГс. В этих условиях в дрейфовой камере получался грубчатый пучок диаметром 4,5 см и толщиной 0,7 см. Малая скорость ($\sim 10^4 \text{ см/с}$) движения катодной плазмы поперек магнитного поля позволила получить импульс тока 400 А прямоугольной формы при длительности 25 – 30 мкс и энергии электронов 300 кэВ. При полном разряде ГИНа на диод (без включения срезающего разрядника) длительность импульса превышала 100 мкс.

Для фиксации внешнего радиуса пучка перед электродинамической системой СВЧ-генератора часто устанавливают коллимирующие диафрагмы, обрезающие внешнюю часть пучка [49]. Метод эффективен, поскольку периферийная часть пучка расширяется с существенно большей скоростью, чем центр его массы. Однако на поверхности диафрагмы уже за время $t < 10^{-6} \text{ с}$ образуется плазма, способствующая срыву СВЧ-генерации. Существенно задержать момент образования плазмы с концентрацией, достаточной для влияния на работу СВЧ-прибора, удастся путем снижения плотности энергии, выделяемой при бомбардировке облучаемой поверхности. Так, в работе [50] с помощью диафрагм обрезалась внешняя часть пучка, где находились электроны, имеющие максимальную поперечную составляющую энергии, а в статье [51] приведены результаты эксперимента, в котором РЭП, сформированный в КДМИ, расширялся в 2 – 3 раза, внешняя часть пучка обрезалась цилиндрической поверхностью, после чего пучок сжимался до исходного диаметра.

Кроме диафрагм плазма может образоваться на коллекторе и на стенках канала транспортировки. В частности, коллекторная плазма не позволила получить длительность СВЧ-излучения, равную длительности РЭП со стабильной геометрией, полученного с многоострийного катода.

Для предотвращения бомбардировки стенок канала транспортировки (электродинамической системы СВЧ-генератора) необходимо подавлять неустойчивости в пучке. Ослабить влияние диокотронной неустойчивости на структуру РЭП удается путем подбора распределения тока в пучке и величины ведущего магнитного поля [29,52]. Так, например, в работе [52] приведены результаты успешных экспериментов (в режиме коротких импульсов) по подавлению диокотронной неустойчивости путем подбора радиального распределения плотности тока в пучке. Радиальное распределение плотности тока в пучке регулировалось путем изменения угла раскрыва α конечной части катода (см. рис.1). В режиме длинных импульсов ($\tau_{и} \sim 1$ мкс) эффективность этого метода требует дополнительного исследования.

В заключение раздела заметим, что на стабильность параметров пучка сильное влияние оказывает форма питающего диод напряжения. В частности, в работе [17] показано, что для получения хорошей пространственной однородности пучка скорость роста напряжения на фронте импульса должна превышать 10^{12} В/с. Очевидны также требования к постоянству напряжения на вершине импульса и крутизне заднего фронта. Методы формирования высоковольтных импульсов, удовлетворяющих перечисленным требованиям, описаны, например, в статье [53].

4. ДИАГНОСТИКА РЕЛЯТИВИСТСКИХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

В релятивистской СВЧ-электронике успешно применяются сильноточные электронные пучки с энергией электронов $2 \cdot (10^5 - 10^6)$ эВ и токами $2 \cdot (10^2 - 10^4)$ А. Основным фактором, ограничивающим выбор возможных методов диагностики таких пучков, является их высокая удельная мощность $W = 10^7 - 10^{13}$ Вт/см². В силу этого обстоятельства, а также моноимпульсности для диагностики сильноточных РЭП фактически не применяются "механические" методы (подвижная щель, дырочная камера и вибрирующий зонд [54]). Методы

диагностики, основанные на измерении создаваемых сильноточным РЭП больших \vec{E} - и \vec{H} -полей, привлекательны бесконтактностью. Однако существующие методики измерений и обработки результатов позволяют судить лишь об усредненных по сечению параметрах электронного пучка [54,55]. Весьма перспективна корпускулярная диагностика РЭП [56], но и она ввиду сложности практической реализации пока не получила широкого распространения. В работе [57] для измерения абсолютных значений скорости электронов пучка используется метод емкостных зондов и циклотронный метод, где с помощью подвижного коллектора измеряется Ларморовский радиус пучка. Коллекторный метод применен и в работе [58], где получено радиальное распределение скоростей пучка.

Для исследования пространственно-временных характеристик РЭП сейчас наиболее часто применяются метод "автографа" пучка на мишени [8] и метод составного коллектора, позволяющий регистрировать ток отдельного элемента пучка [9, 17, 54, 59, 60]. Первый метод дает усредненную за импульс информацию о структуре пучка. Во втором методе еще до разрушения приемных электродов возможно возникновение значительных погрешностей измерений за счет проводимости коллекторной плазмы уже при довольно низкой ее концентрации $N_e \sim 10^{12} \dots 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Однако такая плазма практически прозрачна для релятивистских электронов. Поэтому для расширения временного интервала надежных измерений можно переходить от прямых к косвенным измерениям тока, основанным, например, на регистрации рентгеновского излучения с приемных электродов. В настоящем разделе основное внимание уделено диагностике сильноточных РЭП методом рентгеновских лучей, так как традиционные методы диагностики были рассмотрены в предыдущих работах [9-11]. В последнее время появился ряд публикаций по γ -диагностике РЭП. И это естественно, поскольку с появлением компактных (размер рабочего тела несколько квадратных миллиметров) и быстродействующих ($\Delta t \lesssim 10 \text{ нс}$) детекторов — pin-диодов, а также электронно-оптических преобразователей с катодами из микроканальных пластин возникла возможность локального измерения γ -излучения. Эти два фактора, на наш взгляд, определяют быстрое развитие γ -диагностики РЭП. К настоящему времени рентгеновская диагностика РЭП разработана для измерения энергии электронов [61-64], интегральной (за импульс) структуры пучка [65,66], его пространственно-временных характеристик (расширение границ пучка).

Подробный анализ применения γ -диагностики для измерения энергии электронов по жесткости излучения сделан В.М.Федоровым в работе [61], где обосновывается метод фильтров [62]. В экспериментах измерялась интенсивность тормозного излучения одновременно несколькими детекторами, закрытыми фильтрами разной толщины. По результатам измерений находилась эффективная энергия γ -кванта \bar{T}_γ . Энергия электронов пучка определялась из соотношения $T_e = \bar{T}_\gamma / \bar{E}_{\gamma e}$, где коэффициент $\bar{E}_{\gamma e}$ был найден из модельных экспериментов в области энергий $T_e = 0,4 - 2$ МэВ и из расчетов, сделанных для широкой области параметров. Относительные измерения позволяют получить точность измерения энергии электронов $10 - 20$ % при условии достаточно узких энергетического ($\Delta T_e \ll T_e$) и углового спектров электронов ($\Delta \theta \ll \pi$), а также не слишком большого ослабления тормозного излучения ($K_0 \ll 10$). В принципе методика позволяет определять абсолютную величину энергии пучка с коэффициентом неопределенности $1,5 - 2$. В работе [63] γ -диагностика использовалась для определения тока пучка $I_b(t)$. В качестве детектора применялся электронно-лучевой умножитель ЭЛУ-09.

В работе [65] приведены результаты исследования структуры пучка с помощью камеры-обскуры. Подобный метод использован и в работе [66]. Электронный пучок осаждался на графитовом диске толщиной 8 мм, непосредственно за которым помещался крестообразный экран из свинца (репер координат). Биконический свинцовый объектив с отверстием диаметром $0,2 - 0,3$ мм фокусировал изображение на рентгеновской пленке. Метод, сходный с методом "автографа" пучка, привлекает своей простотой и наглядностью и не требует развакуумирования для смены рентгеновской пленки. Авторами работы [66] с помощью этого метода была обнаружена и затем устранена паразитная эмиссия электронов с катододержателя.

В работе [64] наряду с рентгеновской пленкой применялись и матрицы из термолюминесцентных детекторов. Для измерения спектров рентгеновского излучения использовались также ядерные эмульсии НИКФИ-Р (энергия электрона в эмульсии определялась по числу зерен в треке).

Применение в качестве детекторов рентгеновского излучения ЭОП с катодами из микроканальных пластин позволяет с помощью камеры-обскуры исследовать также и пространственно-временные характеристики РЭП [67]. Стробирование питания микроканальных пластин позволило получать рентгеновское изображение электронного пучка в любой фиксированный момент

времени с разрешением 5 нс. Недостатком этого метода является необходимость использования нескольких временных точек за один импульс.

В работе [68] приведено описание pin -диодной матрицы, использовавшейся для исследования пространственно-временных характеристик РЭП длительностью 10 мкс, сформированного в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. Электронный пучок высаживался на мишень (рис.3,а), за которой находился свин-

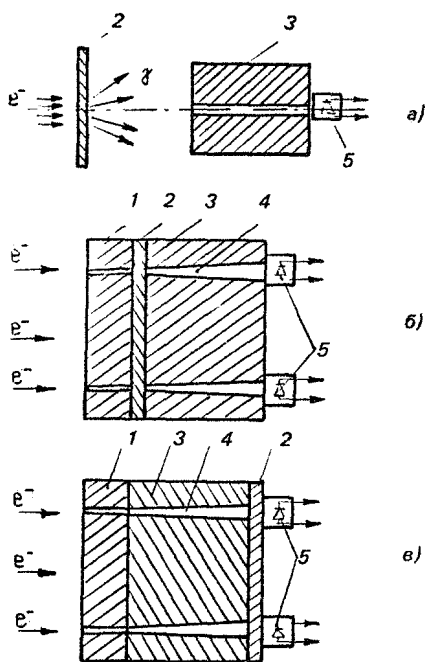


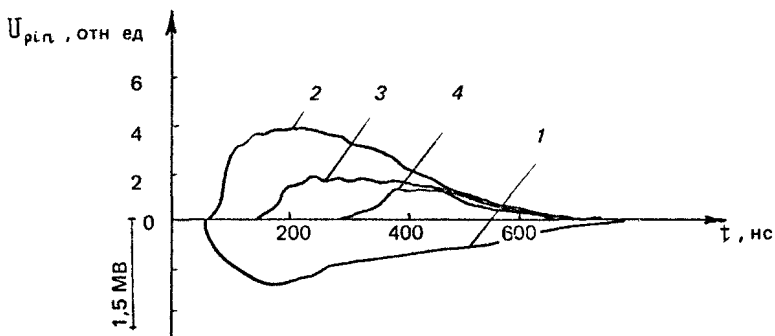
Рис. 3. Схемы матричных датчиков с pin -диодами с вынесенной мишенью (а) и с разделением измерительных каналов по γ -излучению (б) и по потокам электронов (в) 1 – коллиматор из материала с малым массовым числом (графит), 2 – конвертор из материала с большим массовым числом (молибден), 3 – свинцовый экран, 4 – канал в свинцовом экране; 5 – детекторы рентгеновского излучения

цовый коллиматор γ -излучения. Рентгеновское излучение, прошедшее через отверстие в коллиматоре, регистрировалось pin -диодами. Основная трудность, возникавшая во время экспериментов, заключалась в получении нужного соотношения полезного сигнала в измерительных каналах к уровню помех, поскольку получение достаточного пространственного разрешения в такой схеме неизбежно приводит к уменьшению полезного сигнала. Увеличить соотношение полезного сигнала к уровню помех можно путем разделения электронного пучка на дискретные элементы на коллиматоре с малым массовым числом, что

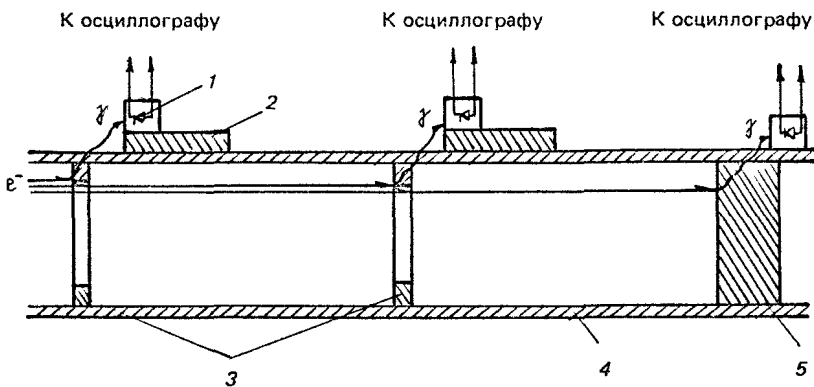
ыло реализовано в датчиках, схема которых приведена на рис.3,б,в. При такой схеме измерений существенно уменьшается засветка измерительных каналов от излучения, вызываемого основной частью электронного пучка. Разделение измерительных каналов по γ -излучению (рис.3,б) с помощью длинного свинцового коллиматора естественно приводит к уменьшению сигнала на pin -диодах. Был реализован датчик, где основное разделение сигналов осуществлено по электронному пучку (рис.3,в). Детекторы расположены вблизи от мишени-конвертора, и следовательно рентгеновский сигнал до измерения практически не ослабляется. Графитовый коллиматор имел четыре отверстия диаметром 1 мм, равномерно распределенные по азимуту и удаленные от оси на 19,5, 20, 20,5 и 21 мм. Система регистрации позволяла определять минимальный ток 10 А в измерительном канале с временным разрешением 7 нс. Пространственное разрешение 0,5 мм обусловлено в основном неточностью совмещения осей коллиматора и электронного пучка ($\pm 0,3$ мм). Характерные осциллограммы сигналов на электронной пушке и в измерительных каналах приведены на рис.4. Очевидно, что аналогичные датчики можно создать для контроля юстировки электронного пучка относительно канала транспортировки, для исследования не только радиального, но и азимутального распределения плотности тока в пучке.

При исследовании РЭП, транспортируемого в однородном и протяженном магнитном поле (а именно это условие обеспечивается для эффективной работы СВЧ-приборов пролетного типа), можно использовать датчик с разнесенными вдоль оси пучка приемными элементами в виде диафрагм (рис.5), над которыми расположены pin -диоды. Такой датчик использовался для исследования расширения границ пучка электронов с энергией $T_e \approx 1,5$ МэВ и позволил регистрировать минимальный ток на приемном элементе 60 А (при полном токе в пучке 10 кА). Пространственное разрешение 0,5 мм обусловлено неточностью совмещения осей датчика и электронного пучка.

В заключение настоящего раздела необходимо обратить внимание на неудовлетворительное развитие диагностики силовых РЭП. Существующие методы не позволяют измерять все параметры РЭП, необходимые при создании и анализе работы СВЧ-генераторов. Точность некоторых методов не удовлетворяет предъявляемым требованиям. В конечном итоге такая ситуация сдерживает как развитие самих РЭП, так и их применение в релятивистской СВЧ-электронике.



Р и с 4 Осциллограммы напряжения на электронной пушке (1) и сигналов с p-i-n-диодов, отстоящих от оси системы на 19,5 (2), 20 (3) и 20,5 мм (4). Напряжение на диоде 1,5 МВ. Катод в однородном магнитном поле $B_0 = 20$ кЭ



Р и с 5. Рентгеновский датчик с кольцевыми измерительными элементами (показаны две диафрагмы)

- 1 – детектор рентгеновского излучения,
- 2 – свинцовый экран,
- 3 – приемная диафрагма-мишень,
- 4 – дрейфовая труба,
- 5 – графитовый коллектор

В настоящее время подробно исследованы пространственно-временные изменения плотности тока РЭП. Установлено, что эти изменения объясняются в основном тремя эффектами: динамикой катодной и коллекторной плазмы, развитием диокотронной неустойчивости и взаимодействием электронов пучка с ВЧ-полями. Очевидно, в разных условиях основную роль в изменении структуры пучка может играть либо один из этих эффектов, либо их совокупность. К сожалению, во многих рассмотренных здесь работах разграничение влияния этих эффектов на динамику РЭП проводится недостаточно четко.

Следует также обратить внимание на то, что в пространстве и во времени изучено поведение только плотности тока РЭП. Задачи релятивистской СВЧ-электроники требуют дальнейшего развития диагностики РЭП с целью измерения энергетического и углового спектра электронов пучка в любой момент времени и в любой точке пространства.

Наконец, существующие методы измерения параметров РЭП, как правило, не позволяют проводить исследование пучков в условиях генерации мощных СВЧ-полей. Очевидно, в будущих исследованиях эта сложная задача будет решаться.

Литература

- 1 Релятивистская высокочастотная электроника /ИФФ АН СССР Горький, 1979
- 2 Релятивистская высокочастотная электроника Проблемы повышения мощности и частоты излучения /ИФФ АН СССР Горький, 1981
- 3 Релятивистская высокочастотная электроника Вып 3 /ИФФ АН СССР Горький, 1983
- 4 Релятивистская высокочастотная электроника. Вып 4 /ИФФ АН СССР Горький, 1984
- 5 Александров А Ф, Галузо С.Ю, Канавец В И., Плетюшкин В А О механизме ограничения длительности излучения в релятивистском черенковском генераторе на гофрированном волноводе Препринт №29 М Изд-во МГУ, 1981
- 6 Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф., Кораблев Г.С. и др Релятивистский карсинотрон с длиной волны 3 сантиметра и длительностью 0,4 микросекунды //Письма в ЖТФ 1981 Т 7 №14 С 879
- 7 Бугаев С.П., Дейчули М.П., Канавец В И. и др Разрушение релятивистского сильнотоочного электронного пучка при генерации мощных импульсов электромагнитного излучения //Мощные генераторы и усилители на релятивистских электронных потоках М Изв-во МГУ, 1984 С 54; Радиотехника и электроника 1984 Т 29 №3 С 557
- 8 Friedman M, Ury M Microsecond duration intense relativistic electron beams //Rev Sci Instrum 1972. V 43 N11 P 1659
- 9 Бугаев С.П., Ильин В.П., Кошелев В И. и др Формирование сильнотоочных релятивистских электронных пучков для мощных генераторов и усилителей СВЧ

//Релятивистская высокочастотная электроника Горький, 1979 С 5

10 Бугаев С.П., Зайцев Н.И., Ким А А и др Процессы в диодах с магнитной изоляцией, использующих взрывную эмиссию электронов //Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения Горький, 1981 С 36

11 Василевский М.А., Ройфе И.М., Энгелько В.И. Генерирование длинноимпульсных сильноточных электронных пучков //Релятивистская высокочастотная электроника Вып.3 Горький, 1983 С 184.

12 Hinshelwood D D Cathod plasma formation in pulsed high current vacuum diods //IEEE Trans on Plasma Science 1983 V PS-11 N3 P 188

13 Бастриков А.Н., Бугаев С.П., Киселев И.И. и др Исследование бесфольгового диода в неоднородном магнитном поле при мегавольтных напряжениях длительностью до 10^{-5} с //Тез докл 6-го Всесоюз симпоз по сильноточной электронике ИСЭ СО АН СССР Томск, 1986 Ч.2 С 106

14 Кошелев В.И. О разлете катодной плазмы в поперечном магнитном поле //Физика плазмы 1979 Т 5 №3 С 698

15 Беломытцев С.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А. Эффект экранировки в сильноточных диодах //Письма в ЖТФ 1980 Т 6 №18 С 1089

16 Астрелин В.Т., Лебедев С.В. Численные расчеты формирования и вакуумной транспортировки сильноточного РЭП //ПМТФ 1987. №1. С.3.

17 Василевская Ю.А., Василевский М.А., Ройфе И.М. и др Формирование электронного пучка в диоде с многоострийным катодом //ЖТФ, 1983 Т 53 №4 С 677

18 Prohaska R, Fisher A Field emission cathodes using commercial carbon fibers //Rev Sci Instrum 1982 V 53 N7 P 1092

19 Бугаев С.П., Ким А А, Кошелев В.И. Движение катодной плазмы и вакуумный пробой в коаксиальных диодах с магнитной изоляцией //Эмиссионная сильноточная электроника. Новосибирск Наука, 1984 С 79

20 Бугаев С.П., Ким А А, Климов А.И., Кошелев В.И. О механизме распространения катодной плазмы поперек магнитного поля в бесфольговых диодах //Физика плазмы 1981 Т 7 №3 С 529

21 Бугаев С.П., Ким А А, Кошелев В.И., Хряпов П.А. О движении эмиссионной границы катодной плазмы поперек однородного магнитного поля в диодах со взрывной эмиссией //Изв АН СССР, Сер физическая 1982. Т 46 №7 С 1300

22 Бугаев С.П., Ким А А, Кошелев В.И., Хряпов П.А. Экспериментальное исследование характера движения катодной плазмы поперек магнитного поля в диодах с магнитной изоляцией //Физика плазмы. 1983. Т.9 №6 С 1287

23. Бугаев С.П., Ким А А, Климов А.И., Кошелев В.И. О механизме вакуумного пробыа и разлета катодной плазмы вдоль магнитного поля в бесфольговых диодах //ЖТФ 1980 Т 50 №11 С 2463

24 Гуревич А В, Парийская Л.В, Потаевский Л.П. Автомодельное движение разреженной плазмы //ЖЭТФ 1965 Т 49 №8 С 647

25 Бастриков А.Н., Бугаев С.П., Кошелев В.И. и др О разлете катодной и диафрагменной плазмы вдоль магнитного поля в бесфольговом диоде //Физика плазмы 1984 Т 10 №6 С 1298.

26 Дэвидсон Р. Теория заряженной плазмы М Мир, 1978

27 Su S H Motion of fluid with constant vorticity in a singly - connected region //Phys. Fluids 1979. V 22 N10 P 2032

28 Kapetanakis C.A., Hammer D.A., Striffler C.D. Destructive Instabilities in Hollow Intense Relativistic Electron Beams //Phys Rev Lett 1973 V 3 N26 P 1303

29. Ройфе И.М., Стекольников Б А, Энгелько В.И. Получение и исследование сильноточного электронного пучка микросекундной длительности //ЖТФ 1976 Т.46 №12 С 2563

30 Иванов В С., Кременцов С.И., Райзер М.Д. и др Нитевидная структура трубчатого релятивистского электронного пучка //Физика плазмы 1981 Т 7. №4 С 784

31. Peratt A L, Snell C.M. Microwave generation from filamentation and vortex formation within magnetically confined electron beams //Phys Rev Lett 1985 V 54 N11 P 1167

32. *Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Гришаев А.А. и др.* Увеличение скорости радиального расширения трубчатого РЭП в мощном черенковском СВЧ генераторе //Тез докл 6-го Всесоюз. симпоз по сильноточной электронике /ИСЭ СО АН СССР Томск, 1986 Ч 3 С.65
- 33 *Винтизенко И.И., Ковалев Н.Ф., Сулакшин С.С. и др* Преобразование в высокоэластичное излучение энергии собственных квазистатических полей сильноточных релятивистских электронных пучков //Наст сборник С 125
- 34 *Gildenbach R.M. et al* Microsecond electron beams diode closure experiments //Proc of 5th IEEE Pulsed Power Conference USA, Arlington, 1985 V 3 P 126
- 35 *Бурцев В.А., Василевский М.А., Гусев О.А. и др* Ускоритель сильноточных электронных пучков микросекундной длительности //ПТЭ 1979 №5 С 32
- 36 *Пак В.С., Усов Ю.П., Цветков Н.И., Шаталов А.А.* О работе сильноточной электронной пушки микросекундного диапазона //ПТЭ 1978 №5 С 34
- 37 *Ковалев Н.Ф., Нечаев В.Е., Петелин М.И., Фукс М.И.* К вопросу о паразитных токах в сильноточных диодах с магнитной изоляцией //Письма в ЖТФ 1977. Т 3 №9 С 413
- 38 *Ройфе И.М., Бурцев В.А., Василевский М.А., Энгелько В.И.* Экспериментальное исследование диода с магнитной изоляцией при длительностях импульса 10^{-5} с //ЖТФ 1980 Т 50. №5 С 944
- 39 *Бугаев С.П., Ким А.А., Кошелев В.И.* О пробое бесфольгового диода в неоднородном магнитном поле //ЖТФ 1983 Т 53 №9 С 1718.
- 40 *Арцимович Л.А.* Управляемые термоядерные реакции М Изд-во физ-мат литературы, 1961
- 41 *Бугаев С.П., Ким А.А., Кошелев В.И., Хохорин Г.О.* Разлет плазмы и формирование электронного пучка в диоде с неоднородным магнитным полем //ЖТФ 1984 Т 54 №9 С 1700
- 42 *Никонов А.Г., Ройфе И.М., Савельев Ю.М., Энгелько В.И.* О работе диода с магнитной изоляцией при большой длительности импульса //ЖТФ Т 53. №4 С 683
- 43 *Бакишев Ю.Л., Блинов П.И., Долгачев Г.И. и др* Методы увеличения энергии РЭП микросекундной длительности //Вопросы атомной науки и техники Сер Термоядерный синтез 1983 Вып 3 (13) С 57
- 44 *Долгачев Г.И., Закатов Л.П., Итченко М.Б.* О нарушении магнитной изоляции электронного диода Препринт ИАЭ – 3908/7 М, 1984
- 45 *Александров А.Ф., Воронков С.Н., Галузо С.Ю. и др* Управление поперечными размерами РЭП микросекундной длительности методом импульсной магнитной компрессии //Тез докл 5-го Всесоюз симпоз по сильноточной электронике /ИСЭ СО АН СССР Томск, 1984 Ч 2 С 22
- 46 *Никонов А.Г., Ройфе И.М., Савельев Ю.А., Энгелько В.И.* Формирование микросекундных сильноточных электронных пучков в диоде магнетронного типа //ЖТФ 1987 Т 57 №1 С 86
- 47 *Воропаев С.Г., Князев Б.А., Койдан В.С. и др* Мощные электронные пучки микросекундной длительности для нагрева плазмы в соллоидах //Гр 3-й Всесоюз конф по инженерным проблемам термоядерных реакторов Ленинград, 1984 Т 1 С 298
- 48 *Василевский М.А., Никонов А.Г., Ройфе И.М. и др* Получение трубчатого электронного пучка длительностью 10^{-4} с с использованием многоострийного взрывоэмиссионного катода //Письма в ЖТФ 1983 Т 9 №1 С 26
- 49 *Зайцев Н.И., Кораблев Г.С., Шемякин Б.П.* Элементы динамики катодной и коллекторной плазмы в диоде с магнитной изоляцией //Физика плазмы 1981. Т 7 №3 С 562
- 50 *Shefer R.E., Bekefi G* Energy distribution in relativistic electron beams from field-emission diodes //Appl Phys Lett 1980 V 37 N10 P 901
- 51 *Зайцев Н.И., Кораблев Г.С., Кулагин И.С.* Релятивистский карсинотрон с коллимацией электронного пучка цилиндрической поверхностью //Тез. докл 4-го Всесоюз. симпоз по сильноточной электронике /ИСЭ СО АН СССР, Томск, 1982 Ч 2 С.133
- 52 *Стрелков П.С., Федотов А.В., Шкварунец А.Г.* Метод подавления диоко-

тройной неустойчивости РЭП //Тез докл. 6-го Всесоюз симпоз по сильноточной электронике /ИСЭ СО АН СССР Томск, 1986 Ч 1. С 184.

53. *Казанский Л.Н., Энгелько В.И.* Формирование микросекундных прямоугольных импульсов высокого напряжения для сильноточных ускорителей //ПТЭ 1986 №5 С 92.

54. *Зинченко Н.С.* Курс лекций по электронной оптике Харьков Изд-во Харьков ун-та, 1961 Гл 13 С 274

55. *Зайцев Н.И., Иляков Е.В.* Юстировка и контроль положения сильноточного релятивистского электронного пучка в канале транспортировки //ЖТФ 1984 Т 54. №9. С 1793.

56. *Болотов В.Е., Зайцев Н.И., Кораблев Г.С. и др.* Исследование возможности диагностики сильноточного релятивистского пучка методом ионного тока //Письма в ЖТФ 1980. Т.6 №16 С 1013.

57. *Shefer R.E., Yin Y.Z., Bekefi G.* Velocity diagnostics of mildly relativistic, high current electron beams //J Appl Phys 1983 V 54 N11 P 6154

58. *Arivi P., Cohen Ch., Friedland L.* Velocity distribution and energy diagnostics in intense guided relativistic electron beams //Rev Sci Instrum 1986 V 57 N3 P 346

59. *Никонов А.Г., Савельев Ю.М., Энгелько В.И.* Датчик для измерения плотности тока сильноточного микросекундного пучка //ПТЭ 1984 №1 С 37

60. *Haan P.H., Sigh R.N., Hopman H.J et al.* A simple angular distribution analyser for a relativistic electron beam //J Phys E Sci Instrum 1981 V 14. P 1022

61. *Федоров В.М.* Измерение энергии электронов сильноточных мегавольтовых пучков по жесткости рентгеновского излучения из толстой мишени Препринт 86-40 /ИЯФ СО АН СССР Новосибирск, 1986

62. *Зайцев В.И., Альбинов З.А., Веретенников А.И. и др.* Измерение параметров сильноточных РЭП по тормозному излучению //Докл 3-го Всесоюз. совещ по диагностике высокотемпературной плазмы Дубна, 1983. С.35

63. *Бугаев С.П., Дейчули М.П., Каинов А.И. и др.* О транспортировке релятивистских микросекундных электронных пучков в вакууме //Тез докл 5-го Всесоюз симпоз по сильноточной электронике /ИСЭ СО АН СССР Томск, 1984 С 144

64. *Гордеев Е.М., Гребенчиков В.Л., Дрыгин В.И. и др.* Исследование рентгеновского излучения мощного релятивистского электронного пучка методом ядерных эмульсий и термолюминесцентных датчиков //ЖТФ 1984 Т 54 №3 С.609

65. *Голубев А.А., Кадымов А.Х., Радкевич О.И.* Исследование относительного распределения плотности тока в мощном импульсном электронном пучке фотографической регистрацией тормозного рентгеновского излучения камерой-обскурой //Радиоэлектроника ускорителей и физического эксперимента /РИ АН СССР. М., 1982 С 11

66. *Галстян Е.А., Казанский Л.Н., Лоза М.И., Синельщиков А.В.* Гамма-диагностика сильноточного РЭП //Сильноточные электронные пучки и новые методы ускорения /РИ АН СССР М., 1985 С.3

67. *Горбулин Ю.М., Злотников Д.М., Калинин Ю.Г. и др.* Фокусировка электронного пучка в сильноточном диоде //Физика плазмы. 1984. Т 10 №2 С 282

68. *Маричев С.В., Сажин В.Д.* Измерение пространственно-временного распределения плотности тока СЭП с помощью рп-диодной матрицы //ПМТФ 1986 №5 С 10.

Институт общей физики АН СССР

Институт прикладной физики АН СССР

Институт сильноточной электроники
СО АН СССР

Московский государственный университет

НИИ электрофизической аппаратуры

УПРАВЛЕНИЕ СТРУКТУРОЙ ПОЛЯ И МИНИМИЗАЦИЯ ПОТРЕБЛЕНИЯ ЭНЕРГИИ В ИМПУЛЬСНЫХ МАГНИТНЫХ СИСТЕМАХ

А. Ш. Фикс

Импульсные системы, позволяющие сравнительно легко получать сильные магнитные поля, широко используются для формирования и транспортировки сильноточных электронных пучков в релятивистских СВЧ-приборах. Однако их использование имеет ряд особенностей, связанных с наличием в области магнитного поля различных проводящих оболочек (корпусов приборов, электродинамических систем и т.д.), в которых возбуждаются индукционные токи (токи Фуко), что приводит к изменению величины и структуры поля, а иногда и к существенным дополнительным потерям энергии. В то же время с помощью подходящего выбора формы проводящих оболочек можно управлять пространственной структурой магнитного поля. В настоящей работе приведен обзор методов, позволяющих минимизировать энергопотребление импульсных магнитных систем, а также исследовать изменение структуры магнитного поля в присутствии проводящих оболочек.

МИНИМИЗАЦИЯ ЭНЕРГОПОТРЕБЛЕНИЯ

Энергия, потребляемая импульсной магнитной системой, лишь частично превращается в энергию магнитного поля; значительная ее часть расходуется на нагрев источника поля (соленоида) и проводящих оболочек. Поэтому минимизация энергопотребления связана с оптимизацией геометрии соленоида*

* Следуя монографии [1], будем понимать под соленоидом любую осесимметричную систему проводов с круговыми токами

и формы импульса магнитного поля, от которых зависит величина потерь энергии. Характер задач оптимизации существенно отличается для случаев работы магнитной системы в режиме одиночного импульса и в режиме периодического следования импульсов.

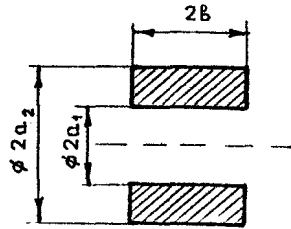
Магнитные системы транспортировки электронного пучка, работающие в режиме одиночного импульса

В подобных системах естественно минимизировать величину энергии W , требующейся для создания импульса поля (энергию накопителя). Оптимизируем сначала форму импульса, который будем разделять на рабочую часть (часть квазиплоского участка импульса) заданной длительности t_p и фронты. Как правило, в импульсных магнитных системах транспортировки пучка время релаксации тока соленоида t_c существенно превышает время релаксации токов в проводящей оболочке t_0 (время релаксации тока в какой-либо системе равно по порядку величины отношению индуктивности этой системы к ее сопротивлению). Это позволяет сделать следующий оптимальный выбор характерной длительности фронта импульса поля \tilde{t}_Φ :

$$t_0 \ll \tilde{t}_\Phi \ll t_c$$

Первое из этих неравенств обеспечивает малость экранирования поля оболочкой и малость индукционных потерь в оболочке (потерь, обусловленных протеканием токов Фуко) по сравнению с энергией магнитного поля. Второе неравенство обеспечивает малость потерь в соленоиде за время фронта по сравнению с энергией поля. Таким образом, в случае указанного выбора характерной длительности фронта, наличие проводящей оболочки не сказывается на величине энергии накопителя W , которая определяется только энергией магнитного поля и энергией омических потерь в соленоиде во время рабочей части импульса. В итоге для оптимизации геометрии соленоида с целью минимизации W можно воспользоваться известными результатами [1].

Пусть, например, поставлена задача по оптимизации геометрии соленоида прямоугольного сечения (рис.1) при заданных индукции поля B в центре соленоида (во время рабочей части импульса) и при внутреннем радиусе соленоида a_1 . Тогда в случае малой длительности рабочей части импульса поля ($t_p \ll t_c$) энергией омических потерь можно пренебречь и



Р и с. 1 Солноид прямоугольного сечения

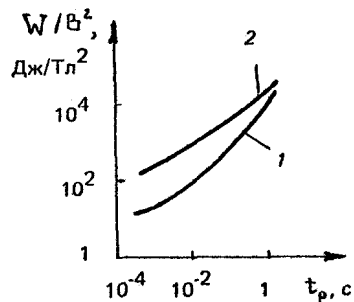
энергия накопителя определяется следующим выражением [1]:

$$W = \mu_0^{-1} \Phi^{-2} a_1^{3/2} b^2,$$

где $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, а Φ — функция безразмерных параметров $\alpha = a_2/a_1$ и $\beta = b/a_1$ (a_2 и $2b$ — внешний радиус и длина соленоида)^{*}. Минимум W достигается при $\alpha \approx 1$, $\beta \approx 0,7$; при этом $\Phi \approx 5$. В случае же большой длительности рабочей части импульса ($t_p \gg t_c$) можно пренебречь энергией магнитного поля и согласно [1]

$$W = \lambda^{-1} \mu_0^{-2} g^{-2} \epsilon_c^{-1} a_1 b^2 t_p,$$

где λ — коэффициент заполнения проводником сечения соленоида, ϵ_c — проводимость соленоида, g — функция безразмерных параметров α и β . Минимум W в этом случае достигается при $\alpha \approx 3$, $\beta \approx 2$; при этом $g \approx 0,14$. Результаты расчетов энергии накопителя при произвольной длительности рабочей части импульса [2] приведены на рис.2.



Р и с. 2. Зависимость отношения W/B^2 минимальной энергии накопителя к квадрату индукции магнитного поля от длительности рабочей части импульса поля t_p при двух значениях внутреннего радиуса соленоида 1 см (1) и 3 см (2)

* В данной работе используется международная система единиц

**Магнитные системы
транспортировки электронного пучка,
работающие в режиме периодического следования импульсов**

В магнитных системах, работающих в режиме периодического следования импульсов, естественно минимизировать среднюю по времени мощность, потребляемую от сети. Значительное снижение этой величины достигается путем рекуперации энергии магнитного поля. В этом случае потребляемая мощность определяется только потерями в соленоиде и проводящих оболочках СВЧ-прибора. Как и в системах, работающих в режиме одиночного импульса, длительность рабочей части импульса поля будем считать заданной. Очевидно, характерная длительность фронта импульса \tilde{t}_ϕ должна значительно превышать время релаксации токов в оболочках t_0 во избежание сильного экранирования импульса поля оболочками. Однако условия $\tilde{t}_\phi \gg t_0$, вообще говоря, недостаточно для пренебрежения индукционными потерями в оболочках. Увеличение же длительности фронта с целью снижения индукционных потерь приводит к увеличению омических потерь в соленоиде за время фронта. Поэтому минимизация потребляемой мощности связана с оптимизацией формы и длительности фронтов импульсов магнитного поля.

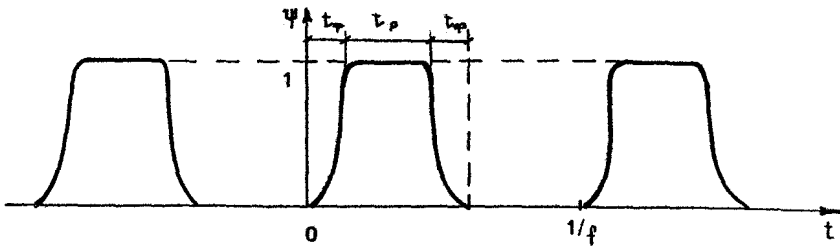
Рассмотрим простейшую модель с длинным соленоидом прямоугольного сечения (см. рис.1) и соосной ему круговой цилиндрической немагнитной оболочкой с радиусом $R_0 < a_1$, толщиной $\Delta_0 < R_0$, проводимостью σ_0 и длиной, равной длине соленоида $2b$. Предположим, что внешний радиус соленоида a_2 выбран из условия минимальности омических потерь в нем [1], а зависимость индукции магнитного поля от времени имеет вид периодической последовательности симметричных импульсов $B(t) = B_{max} \psi(t)$ с плоскими вершинами длительностью t_p , следующих с частотой f (рис.3). Предполагая выполненным условие $\tilde{t}_\phi \gg t_0$, можно показать, что средняя по времени мощность, потребляемая магнитной системой, равна

$$P = P_{непр} f (t_p + 2t_3),$$

где $P_{непр} = 2\pi \lambda^{-1} \mu_a^{-2} \epsilon_c^{-1} B_{max}^2$ — мощность, рассеиваемая соленоидом в непрерывном режиме при поле внутри него, равном B_{max}

$$t_3 = \int_0^{t_p} [\psi^2 + \tau^2 (d\psi/dt)^2] dt \quad (1)$$

— эквивалентная длительность фронта, t_ϕ — длительность фронта, $\tau = \mu_0 R_0^{3/2} (0,5 \lambda \sigma_c \epsilon_D \Delta_0)^{1/2}$. Минимизация мощности P



Р и с. 3. Периодическая последовательность импульсов

путем оптимизации фронтов сводится, таким образом, к минимизации функционала (1), а последняя при небольшой частоте следования импульсов ($f\tau \ll 1$, $f t_p \ll 1$) приводит к следующему результату: минимальное значение эквивалентной длительности фронта $t_{э, \min} = \tau$ достигается при экспоненциальном фронте

$$\psi(t) = e^{-t/\tau} \left[\frac{t - t_{\phi}}{\tau} \right], t_{\phi} \gg \tau \quad (2)$$

Следует отметить, что форма фронта довольно слабо влияет на величину потребляемой мощности. Так, для прямолинейного фронта $\psi(t) = t/t_p$ имеем $t_{э, \min} = 2\tau \sqrt{3}$ при $t_p = \sqrt{3}\tau$, а для синусоидального фронта $\psi(t) = \sin(\pi t/2t_p)$ получим $t_{э, \min} = t_p = \pi\tau/2$.

Оптимизация формы и длительности фронтов импульсов дает существенный выигрыш в величине потребляемой мощности только тогда, когда длительность рабочей части импульса t_p меньше или сравнима с параметром τ . Для соленоида, изготовленного из медного проводника с коэффициентом заполнения $\lambda \approx 1$ и оболочки диаметром $2R_0 = 20$ см и толщиной $\Delta_0 = 1$ мм, сделанной из высоколегированной немагнитной стали ($\epsilon_c/\epsilon_0 = 60$) величина τ примерно равна 100 мкс, а для такого же соленоида и медной оболочки диаметром $2R_0 = 20$ см и толщиной $\Delta_0 = 5$ мм, величина τ составляет примерно 0,1 с. Таким образом, имеется значительная область длительностей рабочей части импульса, для которых имеет смысл оптимизации фронтов импульсов поля.

На практике вряд ли следует стремиться к идеальной оптимизации фронтов, поскольку в этом случае проводящая оболочка будет подвергаться значительной тепловой нагрузке. При $\tau \gg t_p$ и оптимальном фронте (2), например, диссипация энергии в оболочке и соленоиде одинакова. Несколько же увеличив характерную длительность фронта, можно значительно снизить выделение тепла в оболочке при не столь существенном увеличении потребляемой мощности. Полученные результаты можно обобщить на случай произвольных соосных соленоида и оболочки.

**Магнитная система накачки
поперечной скорости электронов
в виде последовательности соленоидов**

Одной из известных возможностей реализации магнитной системы накачки поперечной скорости электронов (ондулятора), создающей в области движения электронного пучка пространственно периодическое поперечное (по отношению к направлению движения пучка) магнитное поле, является периодическая система соленоидов с изменяющимся направлением тока. Минимизируем энергию накопителя, необходимую для создания с помощью подобного ондулятора импульса поля с квазиплоским рабочим участком заданной длительности t_p . Ограничимся предположением о малости времени релаксации t_0 токов в проводящих оболочках СВЧ-прибора по сравнению с временем релаксации токов в ондуляторе $t_{онд}$. В этом случае, выбирая характерную длительность фронта импульса поля согласно неравенству $t_p \ll t_f \ll t_{онд}$, можно, очевидно, обеспечить как малость искажения импульса поля оболочками СВЧ-прибора, так и малость индукционных потерь в оболочках и омических потерь в ондуляторе за время фронта по сравнению с энергией магнитного поля на рабочем участке импульса.

Оптимизацию геометрии ондулятора в предельных случаях короткого ($t_p \ll t_{онд}$) и длинного ($t_p \gg t_{онд}$) рабочих участков проведем, следуя [3]. Рассмотрим следующую модель: бесконечная система соленоидов прямоугольного сечения с круговыми токами, направление которых изменяется на противоположное при переходе от любого соленоида к его ближайшим соседям (рис.4). Продольным током пренебрежем, а влияние пу-

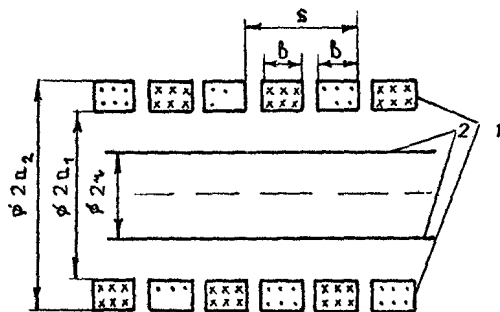


Рис. 4. Ондулятор в виде периодической системы соленоидов 1 – соленоид, 2 – электронный пучок

стот между проводами в отдельном соленоиде учтем при помощи коэффициента заполнения λ . При оптимизации геометрии будем считать заданными величинами значение амплитуды B_1 первой пространственной гармоники поперечной компоненты поля на рабочем участке импульса, внутренний радиус a_1 и период s ондулятора, варьируя внешний радиус ондулятора a_2 и длину соленоида B .

При коротком рабочем участке импульса ($t_p \ll t_{онд}$) энергия накопителя ω , приходящаяся на единицу длины ондулятора, определяется энергией магнитного поля и в соответствии с работой [3]

$$\omega = 0,25\pi^4 \mu_0^{-1} s^2 I_1^{-2}(\tau_1) q^{-2} B_1^2,$$

где I_1 - модифицированная функция Бесселя первого порядка, $\tau = 2\pi r/s$ - безразмерный радиус электронного пучка (r - радиус пучка), q - безразмерная функция параметров a_1, a_2, B и s . Согласно [3] геометрия ондулятора близка к оптимальной, когда его толщина мала ($a_2 - a_1 \ll a_1$), а длина соленоида равна полупериоду ондулятора ($B = s/2$); при этом с ошибкой не более 30%

$$q = [2K_1(\tau_1)/I_1(\tau_1)]^{1/2},$$

где K_1 - функция Макдональда первого порядка $\tau_1 = 2\pi a_1/s$ - безразмерный внутренний радиус ондулятора (ошибка максимальна при $\tau_1 \ll 1$). В большинстве практических случаев $\tau_1 \gg 1$ и $q = (2\pi)^{1/2} \text{erf}(\tau_1)$. Если же и радиус электронного пучка достаточно велик ($\tau \gg 1$), то

$$\omega = 0,5 \mu_0^{-1} s \chi \text{erf}[4\pi(a_1 - r)/s] B_1^2$$

Наименьшая величина энергии накопителя достигается, очевидно, когда радиус электронного пучка близок к внутреннему радиусу ондулятора; тогда

$$\omega = 0,5 \mu_0^{-1} s a_1 B_1^2$$

Например, при $\omega = 1$ Дж/см, $s = 6$ мм, $a_1 = 1$ см, $a_1 - r \ll 1$ мм, можно получить $B_1 \approx 2$ Тл.

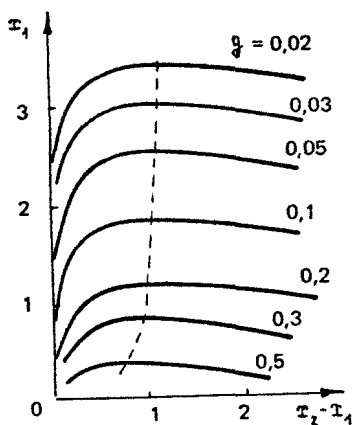
В случае длинного рабочего участка ($t_p \gg t_{онд}$) энергия накопителя определяется омическими потерями и согласно [3]

$$\omega = 2^{-4} \pi^2 \lambda^{-1} \mu_0^{-2} \epsilon_c^{-1} I_1^{-2}(\tau) q^{-2} t_p,$$

где ϵ_c - проводимость соленоида, q - функция переменных a_1, a_2, B и s . Минимум q по длине соленоида достигается при $B \approx 0,37s$; при этом

$$q = 0,6 (\tau_2^2 - \tau_1^2)^{-1/2} \int_{\tau_1}^{\tau_2} [\tau K_1(\tau)] d\tau, \quad (3)$$

где $\tau_2 = 2\pi a_2/s$ - безразмерный внешний радиус ондулятора. На рис.5 на плоскости $\tau_2 - \tau_1, \tau_1$ нанесены линии уровня функции (3) и линия оптимальных значений τ_2 , соответствующая максимуму этой функции (т.е. минимуму энергии накопителя).



Р и с. 5. Линии уровня функции φ (сплошные) и линия оптимальных значений τ_2 (штриховая)

ПРОВОДЯЩИЕ ОБОЛОЧКИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРОВ В ИМПУЛЬСНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Полное магнитное поле в системе с оболочками в той или иной степени отличается от невозмущенного поля источника. Чаще всего этот эффект является "вредным", но иногда его используют и для управления структурой поля, примером чему служит рассматриваемый ниже ондулятор из проводящих колец, возбуждаемых импульсным полем. Кроме того, под воздействием импульсного магнитного поля в оболочках возникают механические напряжения, способные привести к их разрушению. Экспериментально наблюдаемые повреждения оболочек электронных приборов происходят при амплитуде магнитного поля, соответствующей механическим напряжениям, существенно меньшим предела прочности материала оболочек. Это объясняется потерей оболочками механической устойчивости под внешней нагрузкой. Ниже дается количественное описание этих эффектов.

Искажение импульсного магнитного поля проводящей оболочкой

Ограничимся рассмотрением осесимметричных и соосных оболочек и поля источника. Теоретически довольно хорошо изучено экранирование однородного импульсного магнитного поля оболочками простейших геометрических форм (например, бесконечной цилиндрической оболочкой [4]). Для определения иска-

жения в условиях, когда поле источника неоднородно и (или) оболочка имеет более сложную конфигурацию, обычно прибегают к прямому численному интегрированию уравнений поля. Однако в обычной ситуации, когда импульс поля имеет достаточно большую длительность ($t_n \gg t_0$, где t_n — длительность импульса, t_0 — время релаксации токов в оболочке) и требуется определить зависимость искажения поля на оси симметрии системы от времени в окрестности максимума поля источника ($t \ll t_n$, где время t отсчитывается от максимума поля), имеется возможность свести нахождение этой зависимости к вычислению относительно простых интегралов в общем случае неоднородного поля и произвольной геометрии оболочки [5].

Пусть выполняются рассмотренные выше предположения и толщина оболочки мала по сравнению с ее длиной, радиусом, радиусом кривизны и характерным пространственным масштабом изменения поля источника, а последнее синхронно изменяется во всем пространстве: $A_{\varphi}^{нст}(\varphi, z, t) = A_{\varphi, макс}^{нст}(\varphi, z) \psi(t)$ (используется цилиндрическая система координат φ, ψ, z с осью z , совпадающей с осью симметрии системы, $A_{\varphi}^{нст}$ — угловая компонента вектора — потенциала поля источника в кулоновой калибровке; $\psi(0) = 1$). Используя разложение вектор-потенциала магнитного поля по малым параметрам t/t_n и t_0/t_n можно получить зависимость индукции магнитного поля B от времени t на оси симметрии оболочки в окрестности временного максимума поля [5].

$$B(z, t) = B_{макс}^{нст}(z) (1 - at + t_{макс} t - at^2/2), \quad (4)$$

где $a = -[d^2\psi/dt^2]_{t=0}$, $B_{макс}^{нст}$ — максимальное по времени значение поля источника на оси симметрии в данной точке z ,

$$t_{макс}(z) = \int_0^{u_2} \int_{u_1}^{u_2} d\tilde{u} \left\{ \Delta(\tilde{u}) A_{\varphi, макс}^{нст}(\tilde{r}, \tilde{z}) [(z - \tilde{z})^2 + \tilde{r}^2]^{-3/2} \right\}, \quad (5)$$

$$c(z) = \int_0^{u_2} \int_{u_1}^{u_2} d\tilde{u} \int_{u_1}^{u_2} d\tilde{u} \left\{ \Delta(\tilde{u}) \Delta(\tilde{u}) \tilde{r}^{-1/2} \tilde{r}^{3/2} \zeta(\kappa) \times \right. \\ \left. \times A_{\varphi, макс}^{нст}(\tilde{r}, \tilde{z}) [(z - \tilde{z})^2 + \tilde{r}^2]^{-3/2} \right\} \quad (6)$$

Здесь ϵ_0 — проводимость оболочки, $\zeta(\kappa) = (2\kappa^{-1} - \kappa)K(\kappa) - 2\kappa^{-1}E(\kappa)$, $K(\kappa)$ и $E(\kappa)$ — полные эллиптические интегралы с модулем $\kappa = 2(\tilde{r} + \tilde{r}_i)^{1/2} [(\tilde{z} - \tilde{z}_i)^2 + (\tilde{r} - \tilde{r}_i)^2]^{-1/2}$; интегрирование в выражениях (5) и (6) ведется вдоль оболочки по длине дуги \tilde{u} и \tilde{u} , отсчитываемой от одного торца оболочки u_1 к другому u_2 ,

толщина Δ отсчитывается нормально к поверхности оболочки (подразумевается, что переменные \tilde{x}, \tilde{z} и \tilde{r}, \tilde{z} выражены соответственно через \tilde{y} и \tilde{u}). В соответствии с выражением (4) своего максимального значения по времени $B_{max}(z) = B_{max}^{ст}(z) (1 - \alpha c + \alpha t_{max}/2)$ в данной точке z магнитное поле достигает в момент времени t_{max} , зависящий от координаты z . Примеры конкретных вычислений по формулам (4)–(6) для дипольного поля источника и круговой цилиндрической оболочки конечной длины, а также диска с отверстием в центре приведены в работе [5].

В электронике часто представляет интерес не искажение поля само по себе, а соответствующее изменение радиуса трубки силовых линий магнитного поля, вдоль которых движется электронный пучок. В параксиальном приближении зависимость радиуса r_c силовой линии от продольной координаты z может быть найдена из закона сохранения потока (произведение величины поля на квадрат радиуса силовой линии постоянно вдоль оси симметрии). Например, если силовые линии выходят из кольца (катода), продольная координата всех точек которого равна z_k , то, очевидно, относительное изменение радиуса силовой линии δr_c в точке z равно

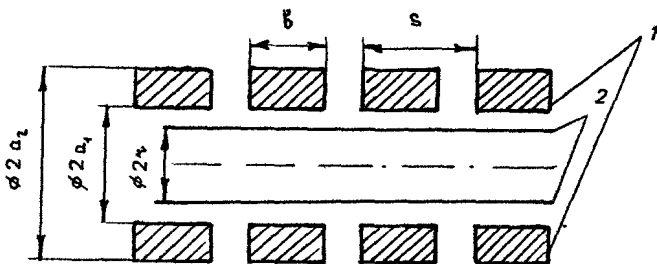
$$\delta r_c(z, t) = 0,5 \alpha \left\{ c(z) - c(z_k) + t [t_{max}(z_k) - t_{max}(z)] \right\}$$

Ондулятор на проводящих кольцах

В качестве ондулятора иногда используется периодическая система проводящих колец, возбуждаемая импульсным магнитным полем $B(t)$ внешнего соленоида, используемым обычно и для транспортировки электронного пучка. Подобный ондулятор исследовался экспериментально и численно в работах [6], [7]. Ниже приводятся результаты аналитического исследования [8], выполненного в приближении малости времени диффузии магнитного поля $t_{диф} \sim \epsilon \mu_0 (a_1 - a_2)^2$ через бесконечную периодическую систему колец (рис. 6) по сравнению с характерной длительностью импульса поля (ϵ – проводимость колец, a_1 и a_2 – их внутренний и внешний радиусы). Поле соленоида предполагается однородным и направленным по оси симметрии ондулятора. При этих предположениях зависимости от времени постоянной составляющей $B_{||}$ продольной компоненты поля и амплитуды B_{\perp} первой пространственной гармоники поперечной компоненты поля внутри системы колец имеют вид

$$B_{||} = B(t) - D_{||} \Phi(t), \quad (7)$$

$$B_{\perp} = D_{\perp} I_{\perp}(z) \Phi(t), \quad (8)$$



Р и с. 6. Ондулятор на проводящих кольцах 1 — одно из колец, 2 — электронный пучок

где предполагается, что поле соленоида $B(t)$ включается при $t = 0$ и

$$D_1 = 3(r_2^2 + r_1^2) [2(r_2^2 + 2r_1^2)\Gamma]^{-1},$$

$$D_2 = b \sin \psi (r_2^2 + r_1^2) [r_1^2 K_2(r_1) - r_2^2 K_2(r_2)] [\psi (r_2^2 - r_1^2)(r_2^2 + 2r_1^2)\Gamma]^{-1},$$

$$\Phi(t) = \int_0^t \left\{ [dB(\bar{t})/d\bar{t}] \exp[(t-\bar{t})/t_{он\Delta}] \right\} d\bar{t},$$

$$t_{он\Delta} = \epsilon \mu_0^2 s^2 \psi (r_2^2 - r_1^2)(r_2^2 + 2r_1^2) \Gamma [24 \pi^3 (r_2^2 + r_1^2)]^{-1}$$

K_2 — функция Макдональда второго порядка, $r_1 = 2\pi a_1/s$, $r_2 = 2\pi a_2/s$, $\psi = \pi b/s$ и $r = 2\pi r/s$ — соответственно безразмерные внутренний и внешний радиусы колец, длина кольца и радиус электронного пучка (b — длина кольца, s — период ондулятора, r — радиус пучка), Γ — безразмерная функция параметров $r_{1,2}$ и ψ . В ряде частных случаев Γ имеет довольно простое выражение. Например, при небольших радиусах колец ($r_{1,2} \ll 1$) $\Gamma = \pi/\psi$; при больших радиусах колец ($r_{1,2} \gg 1$) и небольшой их толщине ($r_2 - r_1 \ll 1$) $\Gamma = 1 + (r_1)^{-1} [3 - 2\ln(2\psi) + \psi^2/16 + \psi^4/1350 + \dots]$; при значительных радиусах и толщине колец ($r_{1,2} \gg 1$, $r_2 - r_1 \gg 1$) $\Gamma = 1 + 2(\pi - \psi)^2 (r_2^2 + r_1^2) \times (r_2^2 - r_1^2)^{-1} (r_2^2 + 2r_1^2)^{-1}$. Если ширина колец равна полупериоду ондулятора ($b = s/2$), то с погрешностью не больше 10%

$$\Gamma = 1 + 384\pi^{-2} (r_2^2 - r_1^2)(r_2^2 + 2r_1^2)^{-1} \int_{r_1}^{r_2} d\bar{r} \int_{r_1}^{\bar{r}} d\tilde{r} [\bar{r}^2 \tilde{r}^2 K_1(\bar{r}) I_1(\tilde{r})]$$

Как следует из формул (7), (8), наличие системы проводящих колец приводит как к полезному эффекту появления пространственно модулированного поперечного поля, так и к побочному явлению экранирования поля возбуждения. На рис. 7, 8 проведено сравнение аналитических зависимостей (7), (8) с экспериментом и результатами численного решения уравнений Максвелла [6], [7] (поле возбуждения в эксперименте получалось с помощью разряда емкостного накопителя на соленоид: $B(t) = B_0 \exp(-\gamma t) \sin \omega t$, $B_0 = 4,5$ Тл, $\omega = 74$ с $^{-1}$, $\gamma = 44$ с $^{-1}$, $a_1 = 1,2$ см, $a_2 = 3,3$ см, $ch = 0,86$ см, $b = 1$ см, $s = 2$ см, $\epsilon = 6 \cdot 10^7$ Ом $^{-1}$ м $^{-1}$). Очевидно, формулы (7) и (8) находятся в хорошем согласии с экспериментом и численными расчетами.

Можно поставить задачу оптимизации длины колец b и их толщины $a_2 - a_1$ с целью получить максимально возможную величину B_1 . Как следует из качественного рассмотрения этого вопроса в работе [8], для практики достаточно принять длину колец равной полупериоду ондулятора ($b = s/2$), а толщину равной $a_2 - a_1 = s/\pi$. Последнее равенство отражает тот факт, что характерный пространственный масштаб изменения B_1 равен $(2\pi)^{-1}s$ и поэтому бессмысленно увеличивать толщину колец существенно более этой величины.

Механическая устойчивость проводящих оболочек электронных приборов в импульсном магнитном поле

Хорошо известно, что под действием сил электромагнитного происхождения оболочка может потерять устойчивость [9]. Оценим амплитуду B_{max} одиночного синусоидального импульса магнитного поля $B(t) = B_{max} \sin(\pi t/t_n)$ длительностью t_n , вызывающего потерю устойчивости помещенной вдоль поля длинной немагнитной круговой цилиндрической оболочки радиусом R , толщиной $\Delta \ll R$ и проводимостью ϵ . Для этого приравняем максимальную по времени величину давления магнитного поля на оболочку статическому пределу устойчивости оболочки, находящейся под равномерным внешним давлением. Давление поля равно $(2\mu_0)^{-1} [B^2(t) - B_*^2(t)]$, где B_* - поле внутри оболочки, которое определяется соотношением [4]

$$B_*(t) = t_0^{-1} \int_0^t d\tilde{t} \{ B(\tilde{t}) \exp [(\tilde{t} - t)/t_0] \},$$

в котором $t_0 = 0,5 \mu_0 \sigma R \Delta$ — время релаксации токов в оболочке (несправедливость выражения для B_* при $t_n \rightarrow 0$ [4] не ограничивает области применимости рассматриваемой оценки). Следует отметить, что для оболочек теоретически существуют два предела устойчивости — так называемые нижняя и верхняя критические нагрузки [10] между которыми обычно лежат реально наблюдаемые значения предела устойчивости. Используя для оценки значение верхней критической нагрузки [10], получим

$$B_{max} \sim (\mu_0 E / 2)^{1/2} (\Delta / R)^{3/2} \varphi(\tilde{t}_0), \quad (9)$$

где E — модуль упругости материала оболочки, $\varphi(\tilde{t}_0)$ — функция безразмерного времени релаксации $\tilde{t}_0 = \pi t_0 / t_n$, изображенная на рис.9. В проведенной оценке не учитывались

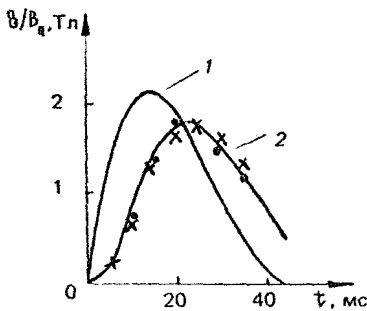


Рис 7. Зависимости от времени t 1 — поля возбуждения B , 2 — постоянной составляющей B_n продольной компоненты поля (сплошная линия — расчет по формуле (7), точки — численный расчет, крестики — эксперимент [6], [7])

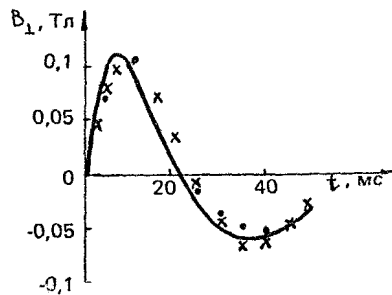
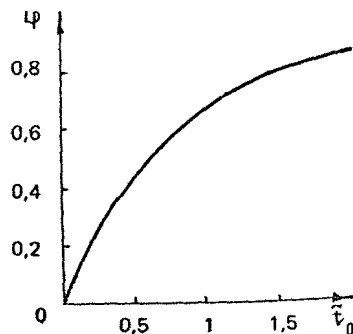


Рис 8 Зависимость амплитуды B_1 первой гармоники поперечной компоненты поля от времени t (сплошная линия — расчет по формуле (8), точки — численный расчет, крестики — эксперимент [6], [7])

Рис 9 Зависимость функции φ от времени релаксации \tilde{t}_0



условия закрепления торцов оболочки, поскольку их влияние на величину критической нагрузки падает с ростом длины оболочки [10].

Для медной оболочки толщиной $\Delta = 1$ мм и диаметром $2R = 5$ см и импульса поля длительностью $t_{\mu} = 1,5$ мс согласно (9) получим $B_{\max} \sim 2$ Тл. Переход к оболочке тех же размеров из высоколегированной немагнитной стали ($\sigma = 10^6$ Ом $^{-1}$ м $^{-1}$) дает $B_{\max} \sim 16$ Тл.

Л и т е р а т у р а

- 1 *Монтгомери Д.Б.* Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов М Мир, 1971
- 2 *Fix A Sh, Flyagin V.A, Goldenberg A L e a* The problems of increase in power, efficiency and frequency of gyrotrons for plasma investigations //Int Journ Electronics 1984 V 57 N6 P 821
- 3 *Фикс А Ш.* Расчет и оптимизация параметров ондулятора для лазера на свободных электронах //Изв вузов Электромеханика 1986 №2 С 18
- 4 *Васильев В В, Коленский Л.Л., Медведев Ю А, Степанов Б.М.* Проводящие оболочки в импульсном электромагнитном поле М Энергоатомиздат, 1982.
- 5 *Фикс А Ш.* Искажение неоднородного импульсного магнитного поля проводящей оболочкой Препринт №142 /ИПФ АН СССР Горький, 1986.
- 6 *Jacobs K D, Shefer R E, Bekefi G* A free electron laser pump produced by magnetic diffusion //Appl Phys Lett 1980 N1 P 583
- 7 *Jacobs K D, Bekefi G* The diffusive wiggler – spatially periodic magnetic pump for free electron laser //Journ. Appl Phys 1981 V 52 N8 P 4977.
- 8 *Кузьякин Г.М., Фикс А Ш.* Аналитический метод расчета магнитной системы убитрона Препринт №133 /ИПФ АН СССР Горький, 1985
- 9 *Амбарцумян С.А., Багдасарян Г.Е., Белубекян М В.* Магнитоупругость тонких оболочек и пластин М Наука, 1977
- 10 *Вольмир А С.* Устойчивость упругих систем М Гос изд-во физ-мат лит, 1963

Институт прикладной
физики АН СССР

ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ ДЛЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

Б.З Мовшевич

Важной задачей для экспериментальной релятивистской высокочастотной электроники (РВЭ) является создание сильных магнитных полей, обеспечивающих формирование электронных пучков и их транспортировку вдоль электродинамических систем СВЧ-приборов [1]. В последнее время в РВЭ, особенно в связи с освоением коротковолнового диапазона, все большее внимание уделяется приборам с импульсными магнитными полями [2-4]. Это обусловлено, во-первых, возможностью получения в импульсных магнитных системах полей с индукцией 20-30 Тл, необходимых, например, для слабoreлятивистских гиротронов субмиллиметрового диапазона длин волн [3], но недостижимых в существующих сверхпроводящих соленоидах [5, 6]. Во-вторых, это связано с относительной простотой, невысокой стоимостью и удобством эксплуатации генераторов импульсных магнитных полей (ГИМП) по сравнению со сверхпроводящими системами.

В настоящей статье рассмотрены некоторые вопросы формирования импульсов магнитного поля (ИМП) в соленоидах и схемные решения разрядных контуров ГИМП.

1. ТРЕБОВАНИЯ К ПАРАМЕТРАМ ИМПУЛЬСНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ДЛЯ РВЭ

Основной задачей при создании ГИМП является формирование импульсов тока заданной формы и стабильности в индуктивной нагрузке (импульсном соленоиде). Требования к параметрам ИМП и подход к структурному и схемотехническому построению

ГИМП определяются типом и назначением СВЧ-прибора и длительностью генерируемых импульсов.

В приборах с мощными короткоимпульсными пучками релятивистских электронов, движущихся по прямолинейным траекториям, для фокусировки и транспортировки таких пучков требуются сравнительно сильные магнитные поля ($B = 0,5-3 \text{ Тл}$) [7,8] при достаточно высокой частоте следования импульсов (10-100 Гц) [9]. С другой стороны, так как длительность СВЧ-импульсов τ_0 много меньше длительности ИМП τ_m и требования к стабильности амплитуды импульсов магнитного поля не слишком высоки (относительная нестабильность порядка нескольких процентов), то их форма может быть в достаточной степени произвольной. Поэтому при разработке ГИМП для таких приборов основное внимание следует уделять уменьшению всех видов активных потерь в разрядном контуре, а следовательно и затрат энергии на формирование ИМП.

Для генераторов типа мазеров на циклотронном резонансе (МЦР), в частности для длинноимпульсных слабoreлятивистских гиротронов, величина магнитного поля непосредственно входит в условие резонансного взаимодействия [1], поэтому изменения магнитного поля, и соответственно циклотронной частоты электронов, существенно влияют на основные выходные характеристики гиротронов [10,11]; для импульсных соленоидов нестабильность амплитуды импульсов тока от импульса к импульсу и неравномерность участка вершины, где происходит генерация СВЧ-импульса, не должны превышать величины порядка 0,1%.

Значительная длительность СВЧ-импульсов в слабoreлятивистских гиротронах наряду со стремлением снизить омические потери в разрядном контуре ГИМП приводит (в отличие от релятивистских СВЧ-генераторов с прямолинейными траекториями частиц) к необходимости формирования ИМП квазипрямоугольной формы, имеющих протяженный участок вершины с малой неравномерностью и крутые фронты. Однако увеличение крутизны фронтов ИМП сопровождается увеличением индукционных потерь в корпусе и резонаторе гиротрона. Наличие этих противоречивых факторов требует оптимизации формы и выбора длительности ИМП, обеспечивающих минимум потерь энергии при их формировании.

Для решения ряда актуальных прикладных задач, связанных с использованием релятивистских электронных приборов, необходимо создание ГИМП, работающих в режиме периодического следования импульсов с частотой повторения в десятки и сотни герц. При этом большое внимание должно уделяться улучшению

энергетических (КПД, потребляемая мощность) и массогабаритных характеристик, а также повышению надежности ГИМП.

Таким образом, при разработке и создании ГИМП, отвечающих требованиям РВЭ, необходимо решить следующие задачи:

1) выбор оптимальной формы и длительности ИМП, позволяющий наиболее полно использовать энергию емкостного накопителя разрядного контура ГИМП при минимальных омических и индукционных потерях;

2) выбор схемного решения и режима работы разрядного контура, обеспечивающий надежную работу его элементов и снижение активных потерь энергии;

3) разработка мощного зарядного устройства, обладающего высоким КПД, малыми габаритами и обеспечивающего требуемую стабильность заряда емкостного накопителя при работе в импульсно-периодическом режиме.

2. ОПТИМИЗАЦИЯ ИМП.

ПОЛУЧЕНИЕ ИМП КВАЗИПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Если при нахождении оптимальной формы ИМП не ограничивать класс функций, которыми она описывается, то очевидно, что потери энергии будут минимальны при формировании импульса, имеющего плоскую вершину длительностью τ_0 и фронтами, форма и длительность которых выбирается из условия минимизации потерь энергии за время нарастания и спада поля*

Мощность омических потерь в разрядном контуре, нагруженном на импульсный соленоид с прямоугольным осевым сечением, определяется выражением [5]

$$P_0 = f P_1 \int_0^{\tau_m} B^2(t) dt,$$

$$\text{где } P_1 = R_n \left[\frac{5 a_1 (\alpha - 1)}{\mu_0 \pi n l_n \frac{\alpha + \sqrt{\alpha^2 + \beta^2}}{1 + \sqrt{1 + \beta^2}}} \right]^2, \quad \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м, (1)}$$

* При этом полагается, что ИМП симметричен и экранирование магнитного поля корпусом высокочастотного прибора не сказывается на форме и амплитуде импульса.

f – частота следования ИМП; $R_{\text{ом}}$ – омическое сопротивление потерь разрядного контура, включающее омические сопротивления соленоида, коммутатора, обкладок и выводов накопительных конденсаторов и соединительных шин; $\beta = b/a_1$; $\alpha = a_2/a_1$; a_1 и a_2 – внутренний и наружный радиусы; b – полудлина соленоида; n – число витков соленоида.

Как показано в работе [12], при длительности ИМП $\tau_M \gg 0,5 \mu_0 \epsilon d^2$ (ϵ – проводимость материала корпуса СВЧ-прибора, d – толщина его стенки), когда величина индукционных потерь в корпусе прибора сравнима с омическими потерями в разрядном контуре, скин-эффект в стенках корпуса незначителен и распределение магнитного поля в них можно считать постоянным и однородным. Полагая, что корпус прибора представляет собой тонкостенный цилиндр (радиус корпуса $R \gg d$), нетрудно получить формулу для оценки средней мощности индукционных потерь:

$$P_M = f \rho_2 \int_0^{\tau_M} B^2(t) dt, \quad (2)$$

где $\rho_2 = 0,5 \epsilon \pi R^3 \rho d$

Минимизируя суммарные потери в разрядном контуре $P_0 + P_M$, несложно показать, что оптимальная форма фронтов ИМП длительностью τ_Φ , обеспечивающая наименьшие потери при их формировании, описывается выражением

$$B(t) = B_{\text{max}} \frac{\text{sh } \gamma t}{\text{sh } \gamma \tau_\Phi}, \quad (3)$$

где $\gamma = (\rho_1 / \rho_2)^{1/2}$; B_{max} – амплитуда ИМП.

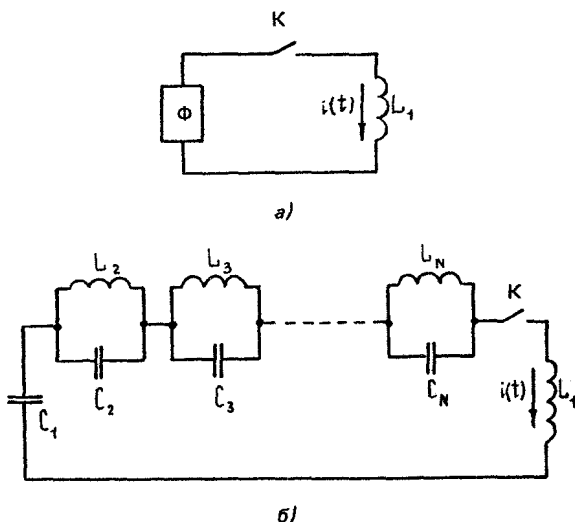
Сопоставление потерь энергии при формировании фронтов ИМП, изменяющихся по различным законам, показывает, что снижение потерь за счет оптимизации фронта незначительно (лишь 5% по сравнению с линейным фронтом и 30% по сравнению с синусоидальным). Если $\tau_0 \ll \tau_M$ и ИМП представляет собой два отрезка гиперболического синуса (3), то из-за наличия остроконечной вершины он имеет более широкий спектр, чем, например, синусоидальный импульс, что приводит к существенным искажениям его формы и снижению амплитуды в результате экранирования поля корпусом СВЧ-прибора. Если же длительность СВЧ-импульса достаточно велика (значение τ_0 соизмеримо с τ_M) и необходимо формировать ИМП с плоским участком вершины, то доля потерь на его фронтах, по сравнению с общими потерями энергии в течение всего импульса, невелика, что еще более снижает эффект от оптимизации

фронтов. Следует также отметить, что реализация фронтов, описываемых выражением (3), с помощью линейных реактивных элементов невозможна.

В связи с этим рассмотрим вопрос о формировании ИМП, близких к оптимальным и реализуемых с помощью линейных реактивных цепей. Наиболее полно требованиям, предъявляемым РВЭ, удовлетворяют импульсы поля, являющиеся суммой нечетных синусоидальных гармоник. При этом форма ИМП описывается выражением [13,14].

$$B(t) = \sum_{i=1}^N b_i \sin(2i-1)\omega t, \text{ где } \omega = \pi/\tau_M, 0 < t < \tau_M \quad (4)$$

При $N=1$ форма импульса является синусоидальной и он может быть эффективно использован лишь для генерации сравнительно коротких СВЧ-импульсов, а при $N \geq 2$ импульс имеет трапецеидальную форму с плоским участком вершины, что позволяет применять такие импульсы для генерации СВЧ-излучения большой длительности. С минимальными схемными потерями ИМП, описываемые выражением (4), формируются в импульсном соленоиде с помощью простых реактивных цепей, состоящих из N колебательных контуров (рис.1), обеспечивающих



Р и с. 1. Разрядный контур ГИМП (а) и схема формирования квазипрямоугольных импульсов тока в индуктивной нагрузке с последовательным соединением резонансных контуров (б)

требуемую равномерность рабочего участка вершины импульса. Это определяет широкое применение таких схем для получения сильных магнитных полей в РВЭ по сравнению с различными типами формирователей на основе нелинейных элементов, магнитосвязанных цепей и т.д. (см., например, [15]).

Для обеспечения электрической и механической прочности, снижения потерь в элементах схемы и простоты настройки генератора, что особенно важно при получении сильных магнитных полей, желательно, чтобы формирующая цепь содержала возможно меньшее количество элементов. Использование многосвальной формирующей цепи нецелесообразно также вследствие того, что коэффициент использования емкостного накопителя энергии $\eta_n = W_M / W_0$ (W_M - энергия магнитного поля; W_0 - энергия, запасенная в емкостном накопителе) с ростом N снижается [13]. Кроме того, из-за ограниченной добротности разрядного контура (обычно $Q \leq 20 \div 30$) затухание высших гармоник в течение ИМП весьма существенно (так как на протяжении ИМП укладывается несколько периодов высших гармоник) и их вклад в начало и конец формируемого импульса различен, что приводит к его искажению. В связи с этим N , как правило, берется не более трех.

Для нахождения оптимальной длительности всего импульса τ_M , обеспечивающей минимум активных потерь при формировании ИМП, определяемых выражением (4), сопоставим омические и индукционные потери в разрядном контуре. Подставив (1) в формулы (2), (3), получаем

$$P_0 = 0,5 \rho_1 \tau_{MN} \sum_{i=1}^N \beta_i^2, \quad (5)$$

$$P_M = \frac{\pi^2 \rho_2}{2 \tau_{MN}} \sum_{i=1}^N \beta_i^2 (2i-1)^2, \quad (6)$$

где τ_{MN} - длительность импульса, описываемого выражением (4). Оптимальную длительность τ_{MN} найдем, подставив формулы (5), (6) в уравнение $\frac{d}{d\tau_M} (P_0 + P_M) = 0$:

$$\tau_{MN} \approx \frac{\pi}{\sqrt{2}} \left[\frac{\sum_{i=1}^N \beta_i^2 (2i-1)^2}{\sum_{i=1}^N \beta_i^2} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Обозначим τ_{0N} длительностью участка вершины ИМП, на котором допустимая девиация магнитного поля не превышает заданной величины δB . При этом

$$\tau_{0N} = \alpha_N \tau_{MN}, \quad (8)$$

где α_N — коэффициент, зависящий от δB и количества гармоник N в ИМП и показывающий, какую часть длительности импульса составляет рабочий участок вершины. Очевидно, что если для генерации СВЧ-импульса необходимо магнитное поле с девиацией, не превышающей δB в течение времени τ_0 , то необходимо выполнение условия

$$\tau_0 \leq \bar{\tau}_{0N} \quad (9)$$

Из выражений (7), (8) для каждого N и δB может быть найдено оптимальное значение $\bar{\tau}_{0N}$, а из условия (9) и зависимости $\bar{\tau}_{0N}$ от N [13] — необходимое число гармоник N .

Приведем формулы, связывающие коэффициенты α_N с девиацией магнитного поля δB , для двух практически важных, частных случаев. При синусоидальной форме ИМП ($N=1$) для малых отклонений δB нетрудно получить

$$\alpha_1 = 2 \sqrt{2\delta B} / \chi \quad (10)$$

Учитывая, что для $N=1$ оптимальная длительность формируемого импульса согласно (7) $\tau_M = \pi / \chi$, длительность равномерного участка вершины ИМП, пригодного для генерации СВЧ-излучения равна

$$\tau_0 = 2 \sqrt{2\delta B} / \chi \quad (11)$$

При $N=2$ формируется импульс трапецеидальной формы, описываемый в случае малых потерь выражением

$$B(t) = B_0 (\sin \omega t + \xi \sin 3\omega t), \quad (12)$$

где $\xi = B_2 / B_1$, а амплитуда ИМП $B_{max} = B_0(1-\xi)$

Из геометрического рассмотрения формы импульса несложно получить соотношение между величинами α_2 и δB :

$$\alpha_2 = 1 - \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{1 - \sqrt{1-\xi}}{2\sqrt{1-\xi}}, \quad (13)$$

где величина ξ определяется из уравнения

$$\left(\frac{1-\delta B}{1+\delta B} \right)^2 = \frac{27\xi(1-\xi)^2}{(3\xi+1)^3} \quad (14)$$

Тогда, с учетом выражения (7), длительность равномерного участка вершины ИМП равна

$$\tau_0 = \left(\pi - 2 \arcsin \frac{1 - \sqrt{m^2}}{2\sqrt{m^2}} \right) \left(\frac{1 + 9m^2}{1 + m^2} \right)^{1/2} / \gamma \quad (15)$$

Кратко остановимся на вопросе реализации ИМП, являющихся суммой синусоидальных гармоник. Первая часть этой задачи состоит в определении коэффициентов b_i в выражении (4). Очевидно, что для наиболее полного удовлетворения требованиям РВЭ коэффициенты b_i следует выбирать таким образом, чтобы на возможно большей части длительности импульса $\alpha = \tau_0 / \tau_m$ отклонения магнитного поля от заданного значения не превышали δB . Для $N = 1, 2$ эта задача имеет точное решение, и связь между параметрами α , δB и коэффициентами b_1 , b_2 устанавливается формулами (10), (13), (14). При $N > 2$ оптимальные значения коэффициентов b_i могут быть найдены путем максимального приближения ИМП, описываемого выражением (4), к прямоугольному импульсу. Методы решения данной задачи, определяемые выбором критерия "близости" $B(t)$ к прямоугольному импульсу, изложены в работе [13]. Так, например, один из способов решения, позволяющий получить аналитические выражения для коэффициентов b_i , заключается в приравнивании к нулю на вершине импульса $(N - 1)$ четных производных $B(t)$. Это дает совместно с условием $B(\tau_m/2) = B_{max}$ систему N алгебраических уравнений, из которых находят значения коэффициентов b_i , близкие к оптимальным.

Для определения структуры и параметров цепи, позволяющей формировать в индуктивности L_1 импульсы тока, соответствующие выражению (4), из уравнения Кирхгофа для разрядного контура, изображенного на рис.1,а, находится ее входное сопротивление:

$$Z(p) = - \frac{L_1}{p} \frac{J''(p)}{J(p)} \quad (16)$$

(где $J(p)$ и $J''(p)$ - операторное изображение тока и его второй производной), а затем по найденному входному сопротивлению реактивного формирующего двухполюсника Φ осуществляется его синтез (см.рис.1,б) по известной методике, изложенной, например, в работе [16].

Влияние потерь в формирующей цепи на форму тока в соленоиде детально проанализировано в работе [17]. Искажения вершины ИМП легко устраняются корректировкой величин L , C -элементов формирователя. При этом происходит лишь незначительное (на несколько процентов) сокращение равномерного участка вершины импульса.

Для обеспечения неравномерности вершины ИМП, не превышающей доли процента, необходимо с такой же точностью осуществлять выбор элементов схемы. Так как потери энергии и разброс номиналов элементов формирователя учесть с такой же степенью точности практически невозможно, то для получения равномерной вершины импульса требуется подстройка элементов схемы, в частности индуктивности L_2 в двухконтурном формирователе. Вследствие того, что через соленоид L_2 протекает большой ток и в нем выделяется значительная мощность, он, как правило, представляет собой монолитную конструкцию с принудительным водяным охлаждением. Это обстоятельство затрудняет коррекцию индуктивности L_2 . Для того чтобы избежать необходимости ее подстройки при формировании сильных импульсных полей, была предложена схема [14], в которой для коррекции вершины импульса в емкостную ветвь колебательного контура введен демпфирующий резистор R_d . При этом величина индуктивности L_2 выбирается несколько больше расчетной, а коррекция вершины импульса осуществляется подбором сопротивления R_d и емкости C_2 . Потери энергии в резисторе R_d не превышают 1,5–2% от энергии, запасаемой в накопительном конденсаторе.

На рис.2 приведены осциллограммы импульсов тока в соленоиде, полученные с помощью одноконтурной и двухконтурной формирующих схем

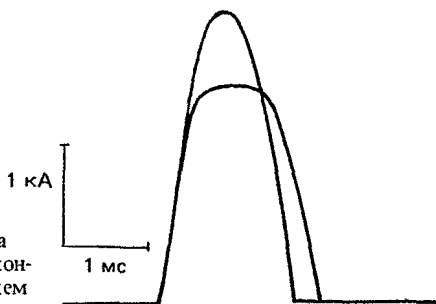


Рис. 2. Осциллограммы импульсов тока в соленоиде, полученные с помощью одноконтурной и двухконтурной формирующих схем

формирующих схем. Амплитуды импульсов тока соответственно равны: $I_{маг1} = 2,8$ кА, $I_{маг2} = 2,0$ кА; их длительности: $\tau_{м1} = 1,6$ мс, $\tau_{м2} = 1,9$ мс.

Сопоставление потерь показывает, что формирование ИМП квазипрямоугольной формы с помощью двухконтурной схемы по сравнению с синусоидальным импульсом в одноконтурной схеме, позволяет снизить потери энергии в 4,6 раза при равной длительности равномерных участков вершины.

3. РАЗРЯДНИЕ КОНТУРЫ ГИМП

При разработке схемных решений разрядных контуров ГИМП, работающих в импульсно-периодическом режиме, необходимо решать две основные взаимосвязанные задачи: снижение потерь в разрядном контуре и увеличение срока службы и надежности его элементов. Решение этих задач позволяет повысить частоту следования ИМП при одновременном уменьшении потребляемой мощности.

Существенную долю в общих потерях энергии в разрядном контуре ГИМП составляют потери в накопительных конденсаторах, а их надежность в значительной степени определяет максимальную частоту следования импульсов тока и надежность ГИМП в целом [18]. Теоретические и экспериментальные исследования характеристик импульсных конденсаторов в различных режимах [18-20] показали, что такие параметры накопительных конденсаторов, как срок службы, надежность, потери энергии определяются формой и величиной напряжения на них, причем при работе в однополярном по напряжению режиме потери в конденсаторах по сравнению с двухполярным режимом уменьшаются в 4-6 раз, а надежность возрастает в соответствии с формулой

$$R_2 = 1 - (1 - R_1) (U_{маг12} / U_{маг11})^n, \quad (17)$$

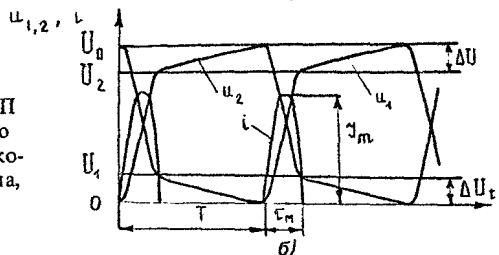
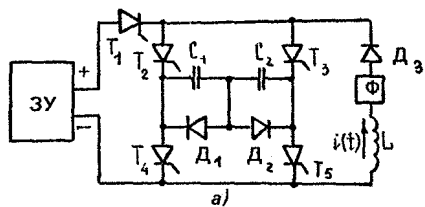
где $U_{маг12}$ - максимальный перепад напряжения на накопительном конденсаторе, а $R_{1,2}$ - его надежность.

Таким образом, для создания ГИМП с высокой надежностью значительным ресурсом работы и малыми потерями энергии в накопительных конденсаторах необходима схема разрядного контура, реализующая однополярный режим работы емкостного накопителя.

Один из методов получения однополярного режима работы накопительных конденсаторов, и широко применяемый в ускорительной технике (см., например, [19-21]), основан на перехвате разрядного тока в момент, когда напряжение на конденсаторах близко к нулю, из одного контура в другой. При этом в контуре перехвата рабочий ток протекает через накопитель в противоположном первоначальному направлении, и конденсаторы вновь заряжаются в исходной полярности. Основные недостатки схем с перехватом тока обусловлены тем, что ток переключают принудительной коммутацией силовых тиристоров разрядного контура. Это приводит, во-первых, к дополнительным потерям в тиристорах за счет энергии, запасенной в ем-

костном накопителе. Во-вторых, конечное время выключения тиристоров не позволяет полностью устранить перезаряд накопительных конденсаторов, поэтому в таких схемах получают не однополярный режим, а режим частичного перезаряда емкостного накопителя.

Полностью устранить перезаряд накопительных конденсаторов при формировании импульсов тока в индуктивной нагрузке удается в разрядном контуре, схема которого и временные диаграммы, иллюстрирующие ее работу, изображены на рис.3 [22].



Р и с. 3. Разрядный контур ГИМП с однополярным по напряжению режимом работы емкостного накопителя а – принципиальная схема, б – временные диаграммы ее работы

При периодическом резонансном разряде двух конденсаторов одинаковой емкости ($C_1 = C_2 = C$) друг на друга через тиристоры T_2, T_5 и T_3, T_4 полярность напряжения на них не изменяется. Ток в соленоиде и напряжение на конденсаторах при начальных условиях $u_1(0) = U_0$ и $u_2(0) = 0$ определяются выражениями

$$i(t) = I_m \exp(-\omega t / 2Q) \sin \omega t, \quad (18)$$

$$u_1(t) = \frac{U_0}{2} [1 + \exp(-\omega t / 2Q) \cos \omega t], \quad (19)$$

$$u_2(t) = \frac{U_0}{2} [1 - \exp(-\omega t / 2Q) \cos \omega t],$$

где $I_m = U_0 / \sqrt{2L/C}$ – амплитуда импульсов тока в соленоиде, U_0 – зарядное напряжение накопительного конденсатора, L – индуктивность соленоида, $Q = \sqrt{2L/C} / R$ – добротность разрядного контура, R – сопротивление потерь разрядного контура, $\omega = 1 / \sqrt{0,5LC}$.

В момент окончания импульсов тока на конденсаторах C_1 и C_2 , как следует из выражения (19), остаются напряжения

$$U_1 = \pi U_0 / 4Q = \Delta U \quad \text{и} \quad U_2 = U_0 (1 - \pi/4Q) = U_0 - \Delta U. \quad (20)$$

Из выражений (20) видно, что для нормальной работы генератора в установившемся режиме необходимо к началу очередного разрядного цикла конденсатор C_2 дозарядить на величину ΔU , а конденсатор C_1 разрядить до нуля. В данной схеме это достигается тем, что зарядный ток протекает через последовательно соединительные конденсаторы C_1 и C_2 . Диоды D_1 и D_2 предотвращают перезаряд накопительного конденсатора в переходных режимах. Анализ процесса выхода ГИМП на стационарный режим работы показывает, что амплитуды напряжения на накопительном конденсаторе и тока в соленоиде на k -м разрядном цикле определяются выражениями

$$U_0[k] = \sqrt{\frac{4WQ}{\pi C} \left[1 - \left(1 - \frac{\pi}{2Q} \right)^k \right]}, \quad (21)$$

$$I_m[k] = \sqrt{\frac{2WQ}{\pi L} \left[1 - \left(1 - \frac{\pi}{2Q} \right)^k \right]},$$

где W — энергия, передаваемая в накопитель зарядным устройством за цикл подзаряда. Тогда устанавливаются

$$U_0 = U_0[\infty] = \sqrt{\frac{4WQ}{\pi C}}, \quad I_m = I_m[\infty] = \sqrt{\frac{2WQ}{\pi L}}.$$

При этом время установления τ стационарных значений амплитуд с точностью $\delta = 1 - U_0(\tau) / U_0$, определяющее время готовности ГИМП к работе, как нетрудно показать из выражений (21), будет следующим:

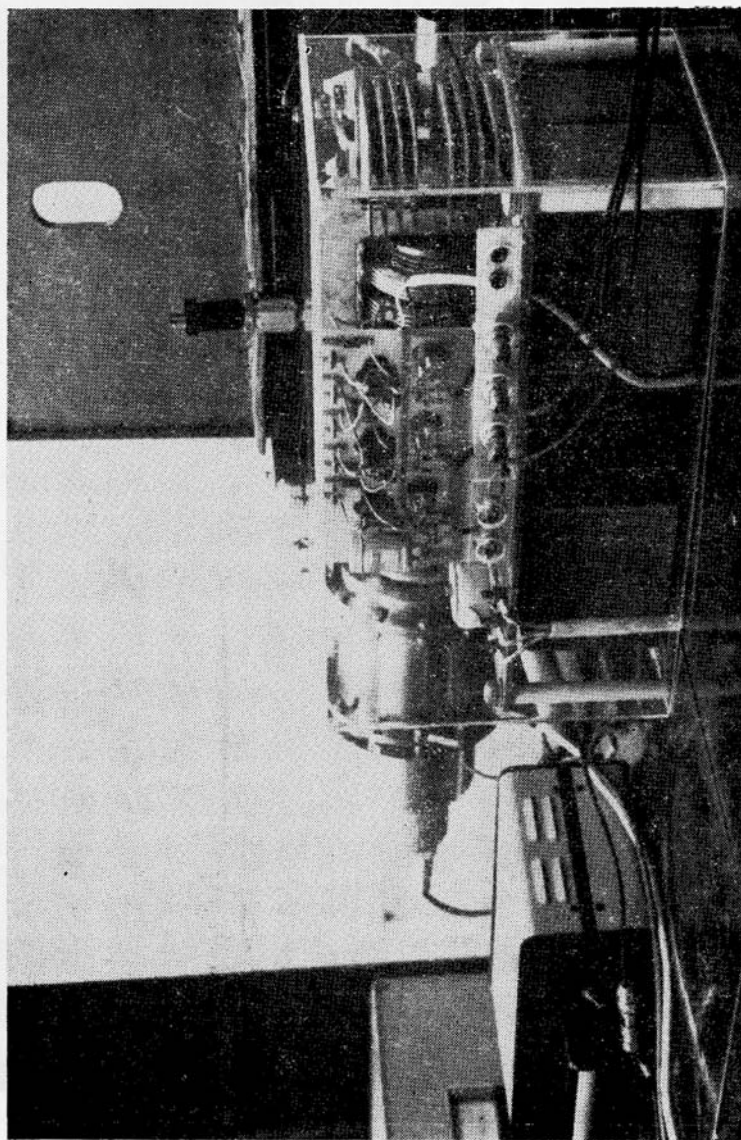
$$\tau = \frac{1}{f} \frac{\ln 2\delta}{\ln(1 - \pi/2Q)}, \quad (22)$$

где f — частота следования разрядных импульсов.

Для формирования в соленоиде L импульсов тока амплитудной I_m необходимо зарядное устройство мощностью

$$P = \pi f L I_m^2 / 2Q = \pi f W_m / Q \quad (23)$$

Одним из вариантов зарядного устройства для импульсно-периодических генераторов ИМП является мощный высокочастотный преобразователь [23] с дозированием передаваемой в нагрузку энергии, путем ее промежуточного накопления в дозирую-



К статье Б. З. Мовшевича «Импульсно-периодические генераторы сильных магнитных полей для релятивистской ВЧ-электроники»

Р и с. 4. Генератор импульсного магнитного поля для наносекундных релятивистских СВЧ-приборов

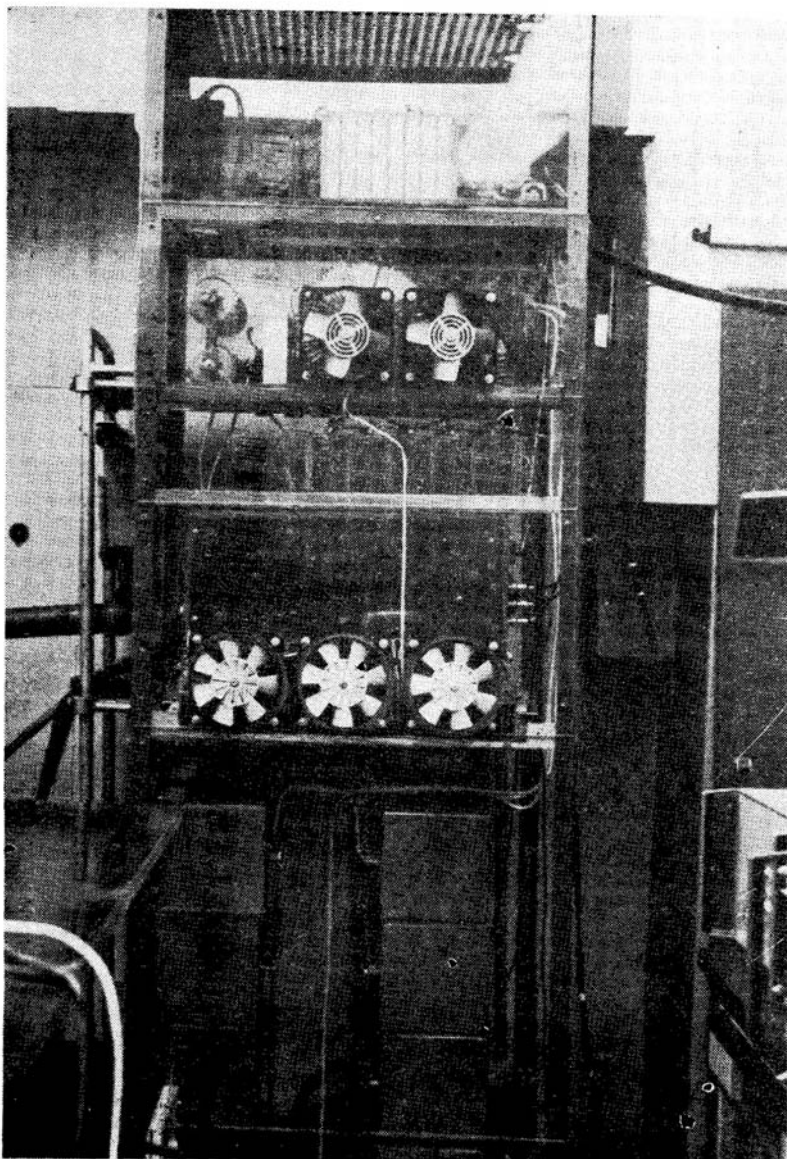


Рис. 5. Генератор импульсного магнитного поля для мощного гиротрона миллиметрового диапазона

щих конденсаторах [24], и частотой преобразования, много большей частоты разряда емкостного накопителя. Принцип высокочастотного преобразования энергии позволяет легко осуществлять стабилизацию зарядного напряжения и управление процессом заряда емкостного накопителя вследствие малой величины дозы энергии, передаваемой в нагрузку за один зарядный импульс, а также создать зарядное устройство с высокими энергетическими показателями, малым весом и габаритами.

В заключение приведем параметры двух генераторов импульсных магнитных полей, созданных специально для релятивистских электронных СВЧ-приборов. Оба генератора разработаны по однотипной структурной схеме с использованием схемотехнических решений, описанных выше. В качестве нагрузки ГИМП применены импульсные соленоиды галетной конструкции с принудительным водяным охлаждением [25]. Соленоиды имеют индуктивность 600 мкГн при омическом сопротивлении обмотки 0,07 Ом. Допустимая величина магнитного поля в соленоиде, при которой он обеспечивает требуемый рабочий ресурс в частотном режиме, составляет 4 Тл.

Для питания наносекундных релятивистских СВЧ-генераторов, работающих в импульсно-периодическом режиме, был создан компактный ГИМП с частотой следования ИМП до 20 Гц (рис.4, вклейка). Импульсы поля в соленоиде имеют форму полусинусоиды длительностью 1,2 мс и амплитудой до 2,4 Тл. Относительная нестабильность амплитуды ИМП не превышает 0,5%. При максимальной частоте следования импульсов 20 Гц потребляемая мощность составила 2,4 кВт. Опыт эксплуатации ГИМП показал его высокую надежность и стабильность в работе.

Для создания магнитного поля в мощном импульсном гиротроне миллиметрового диапазона был разработан ГИМП, работающий в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения импульсов до 10 Гц (рис.5, вклейка). Особенность данного генератора заключается в наличии протяженного равномерного участка вершины ИМП, обеспечивающего генерацию импульсов СВЧ-колебаний длительностью до 400 мкс.

Использование схемы стабилизации амплитуды ИМП и двухконтурной формирующей цепи позволило получить участок вершины импульса длительностью 450 мкс с неравномерностью менее 0,15% при общей длительности ИМП 1,9 мс и амплитуде 4 Тл. Потребляемая мощность составляет около 10 кВт при частоте следования ИМП 10 Гц.

Л и т е р а т у р а

- 1 *Гапонов А В, Петелин М.И., Юлатов В.К.* Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике //Изв вузов Радиофизика 1967 Т 10 №9-10 С 1414
- 2 *Николаев Л.В., Обицеров М.М.* Гиротрон с импульсным магнитным полем //Радиотехника и электроника 1974 Т 19 №3 С 643
- 3 *Лучинин А.Г., Малыгин О.В., Нусинович Г.С., Флягин В.А.* Субмиллиметровый гиротрон с импульсным магнитным полем //ЖТФ 1983 Т 53 №8, С 1629.
- 4 *Верховский С.Я., Копелович Е.А., Ларичев Ю.Д. и др.* Источник импульсного магнитного поля для гиротронов субмиллиметрового диапазона //ПТЭ 1984 №3 С 154
- 5 *Монтгомери Д.Б.* Получение сильных магнитных полей с помощью соленоидов /Пер. с англ М Мир, 1971
- 6 *Брехна Г.* Сверхпроводящие магнитные системы /Пер с англ М Мир, 1976
- 7 *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 /ИПФ АН СССР Горький, 1979 С 5
- 8 *Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф., Кольчугин Б.Д., Фукс М.И.* Экспериментальное исследование релятивистского карсинотрона //ЖТФ 1982 Т 52 №8 С 1611
- 9 *Коровин С.Д., Ростов В.В., Сморгонский А.В.* Импульсно-периодический релятивистский карсинотрон //Изв вузов Радиофизика. 1986 Т 29 №10 С 1278
- 10 *Лучинин А.Г., Нусинович Г.С., Флягин В.А., Шишкин Б.В.* Выходные характеристики излучения гиротронов с импульсными соленоидами //Письма в ЖТФ 1984 Т 10 №16 С 993
- 11 *Запелатов В.Е., Малыгин С.А., Павельев В.Г., Цимринг Ш.Е.* Гиротроны на связанных резонаторах с трансформацией мод //Изв вузов Радиофизика 1984 Т 27 №9 С 1194
- 12 *Васильев В.В., Коленский Л.Л., Медведев Ю.А., Степанов Б.М.* Проводящие оболочки в импульсном электромагнитном поле М Энергоатомиздат, 1982
- 13 *Беспалов В.И., Кубарев А.М.* Формирование квазипрямоугольных импульсов тока в индуктивной нагрузке //Радиотехника 1962 Т 17 №7 С 39
- 14 А с 1177887 Генератор импульсов тока /Б.З.Мовшевич, Ф.А.Флат //Б И 1985 №33 С 207
- 15 *Карпенко М.М., Хрусталева Б.П.* Формирование импульсов магнитного поля с плоской вершинной //ПТЭ 1978 №6 С 141
- 16 *Матханов П.Н.* Основы синтеза линейных электрических цепей М Высшая школа, 1976
- 17 *Беспалов В.И., Кубарев А.М.* Учет потерь при расчете цепей, формирующих импульсы тока в индуктивной нагрузке //Радиотехника 1963 Т 18 №4 С 22
- 18 *Кучинский Г.С.* Высоковольтные импульсные конденсаторы Л Энергия, 1973
- 19 *Ивашин В.В., Фурман Э.Г.* Экспериментальное исследование потерь в конденсаторах ИМ-3-100 //Труды НИИЯФ, электроники и автоматики Вып 1 М Атомиздат, 1971 С 35
- 20 *Багинский Б.А., Макаревич В.Н.* Мощность потерь в накопительных конденсаторах формирователей импульсных магнитных полей //Электричество 1986 №10 С 68
- 21 *Фурман Э.Г.* Стабилизация энергии колебательного контура ускорителя //ПТЭ 1971 №5 С 35
- 22 А с 1330731 Генератор импульсов тока /Е.А.Копелович, Б.З.Мовшевич //Б И 1987 №30 С 251
- 23 *Мовшевич Б.З., Копелович Е.А.* Мощный импульсный преобразователь для стабилизированного заряда емкостных накопителей энергии //Техническая электродинамика 1987 №2 С 47
- 24 *Кныш В.А.* Полупроводниковые преобразователи в системах заряда накопительных конденсаторов Л Энергоатомиздат, 1981
- 25 *Dewey M.S., Dunford R.W.* Construction and performance of the Princeton precision solenoid //Rev Sci Instrum 1985 V 56 N6 P 1239

УДК 621.385 69

Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Вынужденное излучение сильнооточных релятивистских электронных потоков //Релятивистская высокочастотная электроника Вып 5 /ИПФ АН СССР Горький, 1988 С 7

В обзоре, носящем методический характер, обсуждены наиболее распространенные механизмы вынужденного излучения электронных пучков, таких как одночастичный и коллективный эффект Черенкова, ондуляторное и магнитотормозное излучения, аномальный эффект Доплера, томсоновское и рамановское рассеяния волн. Обсуждается связь механизмов спонтанного излучения отдельного электрона с эффектами вынужденного излучения электронных пучков. Излагаются основы линейной теории излучательных пучковых неустойчивостей и выясняются основные механизмы их нелинейной стабилизации.

Ил 3, список лит 22 назв

УДК 621 385 63

Гинзбург Н. С., Манькин И. А., Поляк В. Е., Сергеев А. С., Сморгонский А. В., Филатов В. А. Режим захвата частиц синхронной волной как метод повышения КПД приборов СВЧ //Релятивистская высокочастотная электроника. Вып 5 /ИПФ АН СССР Горький, 1988 С 37

Рассмотрены физические принципы работы СВЧ-приборов различных типов (ЛБВ, убитрон, гиротрон) в режиме захвата частиц синхронной волной (режиме обращенного ускорителя). Обсуждаются ситуации, когда сдвиг центра сгустка захваченных частиц в тормозящую фазу волны осуществляется либо за счет плавного уменьшения фазовой скорости волны, либо за счет наложения ускоряющего электрического поля. Описаны факторы, приводящие к ограничению КПД: неполный начальный захват частиц и дезахват частиц в процессе торможения, обусловленный раскачкой осциллирующей частицы с уменьшающейся эффективной массой. Показано, что оптимизация условий захвата и торможения частиц позволяет приблизить КПД к 100%. На примере ЛБВ проведено сопоставление с известными методами повышения КПД. Отмечается, что по механизмам группировки приборы, работающие в режиме захвата, могут быть выделены в специальный класс, в значительной степени сочетающий в себе свойства приборов О- и М-типов.

Ил 14, список лит 58 назв

УДК 621 385 63

Бугаев С. П., Канавец В. И., Климов А. И., Коленкин А. Д., Кошелев В. И., Попов В. А., Слупков А. И., Федоров А. Ф., Черепенни В. А. Физические процессы в многоволновых черенковских генераторах //Релятивистская высокочастотная электроника Вып 5 /ИПФ АН СССР Горький, 1988 С 78

Теоретически и экспериментально исследованы физические процессы в многоволновых черенковских генераторах (МВЧГ). Показано, что взаимодействие пучка

с электромагнитным полем определяется многоволновым механизмом когерентного излучения электронов, обеспечивающим в устройстве вывод энергии и обратную связь. Продемонстрирована пространственно-временная когерентность выходного излучения. Мощность МВЧГ трехсантиметрового диапазона составила 10 – 15 ГВт при электронном КПД ~ 50 %. В восьмимиллиметровом диапазоне достигнута мощность 3 ГВт при КПД ~ 20 %.

Ил 11, список лит 22 назв

УДК 637.534.2+533.9

Быков Н. М., Губанов В. П., Гунин А. В., Денисов Г. Г., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Ларичев Ю. Д., Орлова И. М., Полевин С. Д., Ростов В. В., Сморгонский А. В., Якушев А. Ф. Релятивистские импульсно-периодические СВЧ-генераторы сантиметрового диапазона длин волн // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып 5 / ИФФ АН СССР Горький, 1988. С. 101.

Рассмотрены вопросы создания импульсно-периодических релятивистских высокочастотных генераторов. Описаны особенности конструкции сильноточных ускорителей, играющих роль электронных инжекторов в таких устройствах. Обсуждены проблемы повышения частоты их срабатывания, мощности и стабильности параметров получаемых с их помощью пучков, а также вопросы согласования ускорителя с электродинамической системой генератора. Даны элементы теории релятивистских черенковских ЛОВ, как приборов, наиболее часто используемых в этих целях. Приведены результаты испытания экспериментальной установки, работавшей в 3-сантиметровом диапазоне длин волн, имевшей выходную пиковую мощность порядка 1 ГВт и частоту послыски импульсов 100 Гц.

Ил 11, список лит 33 назв

УДК 621.385.6

Винтизенко И. И., Ковалев Н. Ф., Сулакшин А. С., Фоменко Г. П., Фукс М. И. Преобразование в высокочастотное излучение энергии собственных квазистатических полей сильноточных релятивистских электронных пучков // Релятивистская высокочастотная электроника. Вып 5 / ИФФ АН СССР Горький, 1988. С. 125.

Рассмотрено взаимодействие с высокочастотным полем синхронных (дрейфовых) волн сильноточного РЭП в магнитном поле конечной величины, когда возможен дрейф электронов к поверхности электродинамической системы и соответственно преобразование энергии собственных статических полей пучка в электромагнитное излучение. Обсуждаются возможности применения такого взаимодействия для генерации мощных импульсов когерентного электромагнитного излучения, а также проблема устойчивости поперечных размеров электронных пучков в СВЧ-приборах черенковского типа, т. е. эффекты их динамической расфокусировки. Приведены результаты экспериментов с простейшими моделями СВЧ-генераторов, основанных на индуцированном излучении синхронных волн РЭП, при этом

в качестве исходного использованы различные стационарные состояния пучка, в том числе и с виртуальным катодом. На этих макетах мощность излучения достигала 1,3 ГВт на длине волны 10 см при КПД 10%.

Ил. 6, список лит. 27 назв.

УДК 621.385.6

Карлинер М. М., Козырев Е. В., Макаров И. Г., Неженко О. А., Острейко Г. Н., Персов Б. З., Сердобинцев Г. В. Магнотрон //Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5 /ИПФ АН СССР Горький, 1988. С 141

Описан магнотрон – новый СВЧ-генератор с круговой разверткой РЭП. Выходной резонатор прибора помещен в статическое магнитное поле, обеспечивающее синхронное взаимодействие развернутого пучка электронов с полем волны E_{110} в выходном резонаторе. Наличие магнитного сопровождения и длительное взаимодействие позволяют получить большую по сравнению с клистроном и гироконом мощность в дециметровом и сантиметровом диапазоне длин волн. Приводятся результаты испытаний созданного в ИЯФ магнотрона 30-сантиметрового диапазона длин волн. Получена ВЧ-мощность 2,6 МВт в импульсе длительностью 30 мкс при частоте повторения 1 Гц, электронный КПД составляет 85%

Ил. 9, табл. 3, список лит. 21 назв.

УДК 621.385.6

Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Зайцев Н. И., Кошелев В. И., Стрелков П. С., Федотов А. В., Шкварунец А. Г., Шмелев М. Ю., Энгелько В. И. Пространственно-временные характеристики РЭП //Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5 /ИПФ АН СССР Горький, 1988 С 163

Обзор посвящен исследованиям пространственно-временных характеристик релятивистских электронных пучков (РЭП), формируемых в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией с взрывоэмиссионным катодом. Обсуждены результаты исследований трех основных факторов, вызывающих нестабильность таких РЭП. Это процессы в плазмокатоде и в коллекторной плазме, диодотронная неустойчивость пучка в канале транспортировки и процессы, связанные с взаимодействием РЭП с СВЧ-полями. Кроме того, рассмотрены возможные пути стабилизации пространственно-временных характеристик РЭП и методы их диагностики.

Ил. 5, список лит. 68 назв.

УДК 621.385.6 621.318

Фикс А. Ш. Управление структурой поля и минимизация потребления энергии в импульсных магнитных системах //Релятивистская высокочастотная электроника. Вып. 5 /ИПФ АН СССР Горький, 1988. С 183

Особенностью использования импульсных магнитных систем в релятивистской электронике является наличие в области магнитного поля различных проводящих

оболочек (корпусов СВЧ-приборов, электродинамических систем и т.д.) Дан обзор методов минимизации энергии, потребляемой импульсными магнитными системами и расчета изменения структуры магнитного поля в присутствии проводящих оболочек

Ил. 9, список лит. 10 назв

УДК 621.374

М о в ш е в и ч Б. З. Импульсно-периодические генераторы сильных магнитных полей для релятивистской высокочастотной электроники //Релятивистская высокочастотная электроника Вып. 5 /ИПФ АН СССР Горький, 1988 С. 197

В статье рассмотрены вопросы формирования импульсов магнитного поля (ИМП) и схемные решения разрядных контуров генераторов импульсных магнитных полей (ГИМП), работающих в режиме периодического следования импульсов и предназначенных для РВЭ. Сформулированы основные требования, предъявляемые в РВЭ к параметрам ИМП.

Проведена оптимизация формы ИМП с целью минимизации потерь энергии в разрядном контуре ГИМП и металлических оболочках СВЧ-прибора. Рассмотрены методы реализации ИМП квазипрямоугольной формы. Приведены параметры двух генераторов ИМП, созданных в ИПФ АН СССР специально для релятивистских СВЧ-приборов, работающих в режиме периодического следования импульсов с частотой 10 – 20 Гц.

Ил. 5, список лит. 25 назв

A B S T R A C T S

K u z e l e v M V, R u k h a d z e A A Stimulated emission of high-current relativistic electron beam

The review which is of a methodical character, discusses the most wide-spread mechanisms of the electron beams stimulated emission such as one-particle and collective Cherenkov effect, undulator radiation and bremsstrahlung, anomalous Doppler effect, Thomson and Raman wave scattering. The relation of the mechanisms of the spontaneous emission of a separate electron with the effects of the stimulated emission of electron beams is discussed. The principles of the linear theory of the beams instabilities are given and the main mechanisms of their nonlinear stabilization are ascertained.

G i n z b u r g N S, M a n ' k i n I A., P o l y a k V E, S e r g e e v A S, S m o r g o n s k y A V, F i l a t o v V A Particle trapping by synchronous wave to increase efficiency of microwave devices

Physical principles of various microwave devices (traveling-wave tube, ubitron, gyrotron) operating under the conditions of particle trapping by a synchronous wave (inverse accelerator operation) are considered. The cases are discussed, where the centre of a bunch of trapped particles is shifted into the decelerating phase of the wave either due to a gradual decrease of the wave phase velocity or due to the accelerating electric field. Factors limiting the efficiency, i.e. partial initial trapping and de-trapping of electrons during the deceleration, resulting from the swinging of electron oscillations with decreasing effective mass, are considered. It is shown that optimization of the conditions for trapping and deceleration contributes to the increase of efficiency up to 100%. By bunching mechanisms the devices operating under the trapping conditions can be distinguished into a special class largely combining the advantages of the O- and M-type devices.

B u g a e v S P., K a n a v e t s V I, K l i m o v A I, K o p e n k i n A D, K o s h e l e v V I, P o p o v V A, S l e p k o v A I, F e d o r o v A F, C h e r e p e n i n V A Physical processes in multiwave cherenkov oscillators

Physical processes in multiwave Cherenkov oscillators (MWCO) are studied theoretically and experimentally. It is shown that the beam interaction with the

electromagnetic field is defined by the multiwave mechanism of the coherent electron radiation which provides the energy extraction and the feedback. A spacetime coherence of the output radiation is demonstrated. The power of MWCO in the 3-centimeter band is 10–15 GW at the electron efficiency $\sim 50\%$. In the 8-millimeter band the power achieves 3 GW at the efficiency $\sim 20\%$.

Bykov N M, Gubanov V P, Gunin A V, Denisov G G, Zagulov F Ya, Korovin S D, Larichev Yu D, Orlova I M, Polevin S D, Rostov V V, Smorgonsky A V, Yakushev A F
Relativistic pulse-periodic cm-wavelength microwave generators

The problems of developing pulse-periodic relativistic microwave generators are considered. The peculiar construction of high-current accelerators used as electron-beam injectors is such devices is described. The problems of increasing the frequency of response, power and stability of parameters of the beams produced by these accelerators, as well as those of matching between the accelerator and the generator electrodynamic system are discussed. The theoretical concept of relativistic Cherenkov BWO as the devices generally used for these purposes is given. The results of testing an experimental setup which operated in a 3 cm wavelength range with the peak output power of the order of 1 GW and the pulse-train frequency 100 Hz are presented.

Vintizenko I I, Kovalev N F, Sulakshin A S, Fomenko G P, Fuchs M I
The transformation of the energy of quasistatic eigenfields of high-current relativistic electron beams to hf radiation

The HF field interaction with synchronous (drift) waves of a high-current REB in the finite magnetic field is considered when electrons can drift to the surface of the electrodynamic system and, consequently, the energy of the beam static eigenfields transforms to the electromagnetic radiation. The ways of using such an interaction for the generation of powerful pulses of the coherent electromagnetic radiation, are discussed alongside with the problem of the stability of the electron beams transverse dimensions in Cherenkov microwave devices, i.e. the effects of their dynamic defocusing. The results of experiments with the simplest microwave devices based on the induced radiation of REB synchronous waves are given; for the initial beam various stationary states are used including those with a virtual cathode. The radiated power of these models achieves 1,3 GW at a wavelength 10 cm and efficiency 10%.

Karliner M M, Kozyrev E V, Makarov I G, Nezhenko O A, Ostreiko G N, Persov B Z, Serdobintsev G V
Magnicon

A magnicon—a new microwave generator with a circular REB sweeping is described. A static magnetic field is applied to the output cavity of the device providing the synchronous interaction of the swept electron beam with the field of the wave E_{110} in the output cavity. Due to the magnetic field and the prolonged duration of interaction,

a higher power is achieved in the decimeter and centimeter wavelengths in comparison with klystron and gyrocon. The results of experiments with the magnicon operating in the 30-centimeter wavelength range made at the Inst of Nucl Phys are given. The high-frequency power of 2.6 MW is obtained for the pulse duration 30 nsec and the recurrence frequency 1 Hz; the electron efficiency is 85 %

Alexandrov A F., Galuzo S Yu., Zaitsev N I, Koshelev V I, Strelkov P S, Fedotov A V, Shkvarunets A G, Shmelyov M. Yu., Engel'ko V I. Spatial-temporal characteristics of relativistic electron beams

The survey is concerned with investigations of spatial-temporal characteristics of relativistic electron beams (REB) formed in a magnetically insulated coaxial diode with an explosive emission cathode. The results of studies on three principal factors causing instability of such REB are discussed, i.e. processes in cathode and collector plasmas, diocotron instability of the beam in a drift tube and processes arising from a RFB-microwave field interaction. Possible ways of stabilizing spatial-temporal characteristics of REB and methods of their diagnostics are considered.

Fix A. Sh. Field-structure control and minimization of energy consumption in pulse magnetic systems

The peculiarity of using pulse magnetic systems in HF relativistic electronics is the existence of various conducting shells (bodies of microwave devices, electrodynamic systems, etc.) in the magnetic field region. The paper presents a review of methods for minimizing the energy consumed by pulse magnetic systems. The change of the magnetic field structure in the presence of conducting shells is calculated.

Movshevich B Z. Pulse-periodic generators of strong magnetic fields for hf relativistic electronics

The paper considers the problems of the formation of the magnetic field pulses (MFP) and schematic representation of the discharge contours of the pulsed magnetic fields generators (PMFG) operating in the regime of periodic successive pulses. The main demands to the parameters of MFP in HF relativistic electronics are formulated.

The form of MFP is optimized to reduce the energy losses in the PMFG discharge contour and metal sheaths of the microwave device to a minimum. The methods of formation of quasirectangular MFP are considered. The parameters of two PMFGs intended to be used especially in relativistic microwave devices and operating in the regime of periodic successive pulses with the recurrence frequency 10–20 Hz are given.