

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

выпуск

3

19.1.84²
Вильсов

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ
ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ
ЭЛЕКТРОНИКА

Материалы III Всесоюзного семинара
(г. Горький, 22-24 февраля 1983 г.)

В ы п у с к 3

Горький - 1983

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

УДК 621.385.6

Сборник посвящен исследованию методов повышения частоты излучения релятивистских электронных потоков, и в том числе созданию эффективных мазеров и лазеров на свободных электронах, плазменной релятивистской СВЧ-электронике, методам формирования интенсивных релятивистских электронных потоков большой длительности и проблеме возникновения высокочастотного разряда.

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

Редакционная коллегия

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



Институт прикладной физики АН СССР, 1983 г.

СОДЕРЖАНИЕ

От редактора.....	5
Б.М.Болотовский, А.Н.Лебедев. Излучение релятивистских частиц	7
Н.С.Гинзбург. Нелинейная теория вынужденного ондуляторного излучения и вынужденного рассеяния волн на магнитоуправляемых релятивистских электронных пучках в поперечно-ограниченных электродинамических системах.....	26
А.Ф.Александров, А.Н.Власов, С.Ю.Галузо, В.И.Канавец, А.В.Корженевский, В.А.Кубарев, С.А.Соколов, В.А.Черепенин. Релятивистские доплеровские СВЧ-умножители частоты.....	66
В.Л.Братман, Г.Г.Денисов, М.М.Офицеров. Мазеры на циклотронном авторезонансе миллиметрового диапазона длин волн.....	127
М.В.Кузелев, Ф.Х.Мухаметзянов, <u>М.С.Рабинович</u> , А.А.Рухадзе, П.С.Стрелков, А.Г.Шварунец. Плазменный СВЧ-генератор на сильногочном РЭП.....	160
М.А.Василевский, И.М.Ройфе, В.И.Энгелько. Генерирование длинных импульсных сильногочных электронных пучков.....	84
В.Е.Балакин, Г.И.Кузнецов, Н.Г.Хавин. Формирование релятивистских электронных пучков для мощных СВЧ-приборов в системах с термокатодами.....	204
А.Ф.Александров, Л.Г.Бляхман, С.Ю.Галузо, В.Е.Нечаев. Присгочный вторично-эмиссионный СВЧ-разряд в электронике больших мощностей....	219

CONTENTS

Preface.....	5
B.M.Bolotovskiy, A.N.Lebedev. The radiation of relativistic particles.....	7
N.S.Ginzburg. The nonlinear theory of stimulated undulator radiation and stimulated wave scattering by magnetically driven relativistic electron beams in electrodynamic systems.....	26
A.F.Aleksandrov, A.N.Vlasov, S.Yu.Galuzo, V.I.Kanavets, A.V.Korzhenevskiy, V.A.Kubarev, S.A.Sokolov, V.A.Cherepenin. Relativistic microwave Doppler frequency multipliers.....	96
V.L.Bratman, G.G.Denisov, M.M.Ofitserov. Millimeter wavelength cyclotron autoresonance masers.....	127
M.V.Kuzelev, F.Kh.Mukhametzyanov, A.A.Rukhadze, <u>M.S.Rabinovich</u> , P.S.Strelkov, A.G.Shkvarunets. The plasma microwave generator with a high-current relativistic electron beam.....	160
M.A.Vasilevskiy, I.M.Roife, V.I.Engel'ko. The generation of long-pulse high-current electron beams.....	184
V.E.Balakin, G.I.Kuznetsov, N.G.Khavin. The formation of relativistic electron beams for powerful microwave devices in systems with a thermionic cathode.....	204
A.F.Aleksandrov, L.G.Blyakhman, S.Yu.Galuzo, V.E.Nemaeva. The wall secondary emission high-frequency discharge in high-power electronics.....	219

ОТ РЕДАКТОРА

Данная книга представляет собой третий по счету сборник статей, относящихся к сравнительно новой области физики – релятивистской высокочастотной электронике (РВЭ)*). Большинство статей сборника – обзоры, подводящие итоги исследований по отдельным проблемам РВЭ. В этих обзорах, в частности, нашли отражение новые теоретические и экспериментальные результаты, обсуждавшиеся на III Всесоюзном семинаре по РВЭ, проведенном в феврале этого года в г. Горьком.

В первом обзоре с весьма общих позиций рассмотрены различные типы индивидуального (спонтанного) излучения электронов и проанализированы особенности этих типов излучения при переходе к релятивистским и ультрарелятивистским энергиям частиц.

Последующие три обзора посвящены проблеме продвижения РВЭ в диапазоны все более коротких волн. Один из обзоров суммирует последние результаты теории вынужденного оптического излучения и вынужденного рассеяния волны на релятивистских электронных пучках; теория учитывает такие практически важные факторы, как поперечная неоднородность высокочастотных полей, влияние фокусирующих статических полей и поля высокочастотного пространственного заряда на движение электронов; анализируются различные способы повышения КПД релятивистских убитронов и скаттронов. Другой обзор содержит результаты теоретического и экспериментального исследования высокочастотных релятивистских электронных генераторов нового типа, основанных на обусловленной нелинейностью электронного пучка связи разночастотных

*) Два предыдущих сборника "Релятивистская высокочастотная электроника" вышли соответственно в 1979 и 1981 гг.

собственных колебаний электродинамической системы. Третий обзор включает в себя результаты экспериментального исследования мазеров на циклотронном авторезонансе - генераторов, реализованных пока в диапазоне миллиметровых, но перспективных и для диапазона субмиллиметровых волн.

Особый интерес представляет обзор по плазменной СВЧ-электронике. В нем описан эксперимент с первым релятивистским электронным СВЧ-генератором черенковского типа, где замедление волны обеспечивается слоем плазмы; к достоинствам генератора относятся эффективный вывод электромагнитного излучения и широкодиапазонная перестройка частоты изменением параметров плазмы.

Стремление к повышению энергетических параметров (мощности, длительности импульса, тактовой частоты) релятивистских электронных СВЧ-генераторов заставляет совершенствовать старые и искать новые способы формирования интенсивных релятивистских электронных пучков. В настоящем сборнике эта проблема отражена двумя обзорами, описывающими состояние разработок электронных пушек соответственно с термокатодами и многоострийными взрывоэмиссионными катодами.

Важным фактором, который необходимо учитывать при создании релятивистских электронных СВЧ-генераторов, является опасность возникновения пристеночного вторично-электронного разряда. Условия, позволяющие его избежать, анализируются в последнем из обзоров, включенных в сборник.

По-видимому, можно надеяться, что настоящий сборник, как и предыдущие, будет способствовать обобщению накопленного опыта и достаточно оперативному обмену информацией между лабораториями, вовлеченными в решение проблемы преобразования энергии интенсивных релятивистских электронных потоков в когерентное электромагнитное излучение.

А. В. Гапонов-Грехов

ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ

Б.М.Болотовский, А.Н.Лебедев

1. Закономерности излучения релятивистских ($\gamma > 1$) частиц, как известно, проявляются в следующих основных эффектах:

а) излучение сосредоточено в узком конусе с углом $\sim \gamma^{-1}$ около мгновенной скорости частицы. Качественно это следует из того, что в сопутствующей системе отсчета частица нерелятивистская и излучение не имеет резко выраженной направленности. В лабораторной системе отсчета поперечные компоненты волнового вектора не меняются, а продольная (к скорости \vec{v}) увеличивается в γ раз, так что диаграмма направленности "схлопывается" к \vec{v} ;

б) в спектре излучения присутствуют гораздо более коротковолновые гармоники, чем это диктуется характерным расстоянием; на котором меняется вектор скорости. В сопутствующей системе отсчета эти расстояния сокращаются в γ раз и во столько же раз увеличивается частота излучения. Обратный переход в лабораторную систему дает еще фактор γ . Если движение происходит по криволинейной траектории и в любой сопутствующей системе поперечная скорость меняется на том же характерном расстоянии от нуля до релятивистских значений, то полное преобразование частоты может достигать, как будет видно ниже, γ^3 . В дальнейшем мы ограничимся именно коротковолновым излучением в указанном смысле (длина волны много меньше характерных размеров системы в ЛСО).

в) при движении в заданных внешних полях излучение релятивистской частицы, вообще говоря, существенно большее, чем нерелятивистской, и зависит от энергии, в основном как γ^2 ;

г) в релятивистской области практически гораздо легче достигаются условия эффекта Вавилова – Черенкова, если излучение происходит в среду (или систему), допускающую распространение свободных медленных (с фазовой скоростью $U_{\text{ф}} < c$) волн или медленных пространственных гармоник этих волн (для периодических систем), хотя сам этот эффект не является принципиально релятивистским.

Спектр излучения, угловое распределение и полные потери в коротковолновой области будем рассматривать на основе понятия "пути формирования" или "зоны когерентности", введенного И.М.Франком и являющегося, по существу, обобщением понятия зоны Френеля на тот случай, когда источником волн служит не элемент волнового фронта, а движущийся точечный заряд.

2. Пусть частица движется по прямой, создавая в каждой точке, которую она проходит, импульс тока и, тем самым, излучение. Рассмотрим компоненту этого излучения, распространяющуюся в виде плоской волны с волновым вектором \vec{k} (рис.1). Считая, что разность фаз излучения в точках А и В обусловлена только эффектом запаздывания, что верно, во всяком случае, для прямолинейной траектории, потребуем, чтобы она не превышала π . Тогда из очевидных геометрических соображений получаем путь формирования

$$s_0 = \lambda \beta / 2(1 - \beta \cos \theta); \quad \beta = v/c; \quad \lambda = 2\pi/k. \quad (1)$$

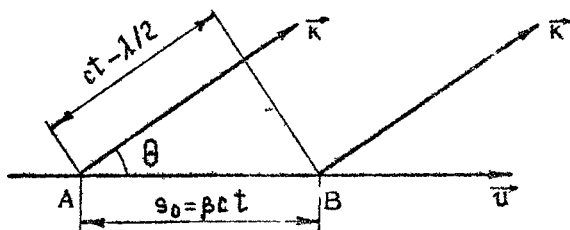
В релятивистском случае ($\beta \approx 1 - 1/2\gamma^2$) основной интерес для излучения в вакуум представляют малые углы. Следов. тельно,

$$s_0 \approx \lambda / (\gamma^{-2} + \theta^2) \quad (2)$$

Отсюда видно, в частности, что при наблюдении траектории под углами, большими γ^{-1} , путь формирования резко уменьшается. Для дальнейшего существенно, что в релятивистском случае для малых углов $s_0 \gg \lambda$, что и открывает возможности излучения очень коротких волн в микроскопических системах.

3. Поле излучения под заданным углом пропорционально сумме всех зон когерентности с соответствующими фазовыми множителями. Поэтому, если траектория прямолинейна на участке, существенно превышающем s_0 , то излучение с соседних зон взаимно гасится. Если же длина

траектории меньше s_0 , то излучение существует, но падает из-за "неполного использования" зоны когерентности. Таким образом, длина формирования должна быть и количественной мерой интенсивности излучения.



Р и с. 1

Поскольку на длине формирования складываются поля, то излученная энергия пропорциональна квадрату пройденного пути, если он меньше или равен s_0 . Поэтому при прочих равных условиях большая длина формирования означает и большее излучение.

Как известно, спектрально-угловая плотность излученной энергии для произвольной траектории может быть записана в виде

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial \omega \partial \Omega} = \frac{e^2 c^2}{4\pi^2} |[\vec{k} \vec{d}]|^2, \quad (3)$$

где

$$\vec{d} = \int_{-\infty}^{\infty} dt \vec{v}(t) \exp[i(\omega t - \vec{k} \vec{r}(t))] \quad (4)$$

Величину \vec{d} можно интерпретировать как сумму "элементарных диполей" $\vec{v} dt$, точнее, их спектральных плотностей, излучающих в заданном направлении с соответствующим запаздыванием. Введя в качестве переменной интегрирования путь вдоль траектории s , перепишем выражение (4) в виде

$$\vec{d} = \int ds \vec{v}(s) \exp\left[\frac{i}{\lambda} \int_0^s (1 - \beta(\vec{n} \vec{v})) ds\right], \quad (5)$$

где $\vec{\tau}(s)$ и \vec{n} – единичные векторы касательной к траектории и направления наблюдения ($\vec{K} = \frac{\omega}{c} \vec{n}$). В простейшем случае равномерного прямолинейного движения на длине l имеем с точностью до фазового множителя

$$\vec{E} = \vec{\tau} \cdot 4 s_0 \cdot \sin(l/2s_0) \quad (6)$$

и интенсивность пропорциональна

$$\frac{\theta^2 s_0^2}{\lambda^2} \sin^2(l/2s_0) \quad (7)$$

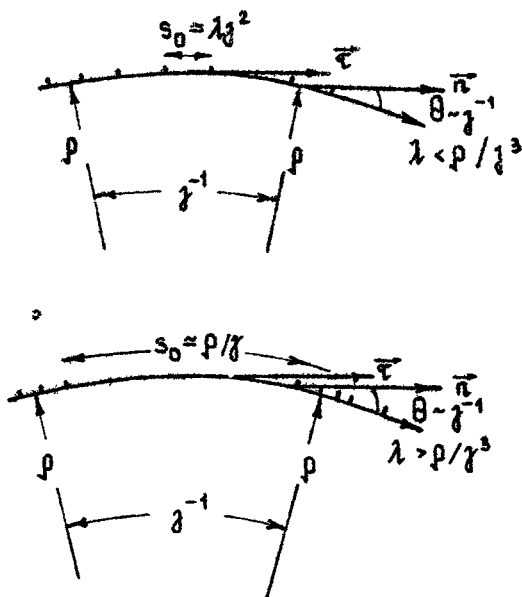
Зависимость от l при $l \gg s_0$ противоречит здесь высказанному выше утверждению о взаимном гашении последовательных зон когерентности из-за нефизического вклада участков мгновенного "старта" и "остановки" частицы. Корректный учет этих участков (торможение и разгон на длине $l \gg s_0$) приводит к экспоненциально спадающему множителю при $\theta^2 s_0^2 / \lambda^2$. Этот пример иллюстрирует, что интенсивность пропорциональна квадрату отношения длины формирования к длине волны, и характерную "двухленестковую" направленность коротковолнового излучения вперед. Минимальная излучаемая длина волны, на которой и сосредоточена основная энергия, имеет, очевидно, порядок l/γ^2 .

4. Распространим теперь понятие пути формирования излучения криволинейного движения. Характерным масштабом изменения вектора на случай касательной является радиус кривизны траектории ρ , поскольку согласно формулам Серре-Френе

$$\frac{d\vec{\tau}}{ds} = \vec{n}_n / \rho; \quad \frac{d\vec{n}_n}{ds} = -\vec{\tau} / \rho, \quad (8)$$

где \vec{n}_n – вектор внутренней нормали. Для заданного направления наблюдения наибольшие зоны когерентности расположены вблизи точки касания к траектории (рис.2). Размер их определяется либо приведенными выше соображениями, если он оказывается меньше, чем расстояние ρ/γ , на котором вектор $\vec{\tau}$ поворачивается на угол γ^{-1} , либо, в противном случае, самим расстоянием ρ/γ . Таким образом,

$$s_0 = \begin{cases} \lambda \gamma^2 & \text{при } \lambda < \rho/\gamma^3 \\ \rho/\gamma & \text{при } \lambda > \rho/\gamma^3 \end{cases} \quad (9)$$



Р и с. 2

Пусть θ — угол, который касательная в данной зоне составляет с направлением распространения (см.рис.2). В первом случае (для коротких волн) при $\theta < \gamma^{-1}$ зоны одинаковы по величине и интерференционно гасят друг друга. Излучение экспоненциально мало и имеет место только с концов интервала ρ/γ , где $\theta \sim \gamma^{-1}$ и последующие зоны быстро уменьшаются. Во втором случае излучение со всей дуги ρ/γ происходит в фазе и

$$c \quad \vec{d} \approx 2 \int_0^{\rho/2\gamma} (\bar{n} + \bar{n}_0 \frac{s}{\rho}) ds \approx \bar{n} \rho/\gamma + \bar{n}_0 \rho/4\gamma^2. \quad (10)$$

В излучении играет роль только второе слагаемое, нормальное вектору наблюдений. Следовательно,

$$d^2 \mathcal{E} / d\omega d\Omega \sim \rho^2 / \lambda^2 \gamma^4, \quad (11)$$

т.е. опять-таки пропорционально $s_0^2 / \gamma^2 \lambda^2$. Кстати, поскольку излучение сосредоточено в конусе γ^{-1} относительно плоскости окружности и равномерно по азимуту вдоль нее,

$$\frac{d\mathcal{E}}{d\omega} \sim \rho^2 / \lambda^2 \gamma^5 \sim \rho^2 \omega^2 / \gamma^5; \quad \mathcal{E} \sim \rho^2 \omega_{\text{max}}^3 / \gamma^5 \sim \gamma^4 / \rho \quad (12)$$

$$(\text{с} \gamma / \rho < \omega < \omega_{\text{max}} = \text{с} \gamma^3 / \rho)$$

В этих соотношениях нетрудно узнать основные закономерности релятивистского синхротронного излучения.

Любопытно отметить еще одну физическую интерпретацию длины формирования. Умножая выражение $d^2\mathcal{E}/d\omega d\Omega \sim s_0^2 / \lambda^2 \gamma^2$ на телесный угол излучения γ^{-2} и интегрируя по спектру до максимальной частоты $\gamma^2 \text{с} / s_0$, получаем оценку полной излученной энергии

$$\Delta \mathcal{E} \approx e^2 \gamma^2 / s_0 \quad (13)$$

и число эффективных излученных квантов с энергией $\hbar \omega_{\text{max}}$

$$N \approx e^2 / \hbar \text{с} \approx 1/137, \quad (14)$$

хотя, конечно, совпадение N с постоянной тонкой структуры несколько условно, как условна и сама длина s_0 ;

5. Если заряженная частица движется не в пустоте, а в среде с диэлектрической проницаемостью $\epsilon = n^2$, длина пути формирования зависит от коэффициента преломления n среды

$$s_0 = \frac{\pi v}{\omega} (1 - \beta n \cos \theta)^{-1}. \quad (15)$$

Для дальнейшего полезно знать приближенное выражение для релятивистского заряда ($\beta \approx 1 - 1/2 \gamma^2$) в случае малых углов излучения и больших излучаемых частот. В пределе больших частот справедливо асимптотическое выражение для диэлектрической постоянной $\epsilon(\omega)$ и показателя преломления $n(\omega)$

$$\epsilon(\omega) \approx 1 - \omega_p^2 / \omega^2; \quad n(\omega) \approx 1 - \omega_p^2 / 2\omega^2, \quad (16)$$

$$(\omega \gg \omega_p),$$

где ω_p — плазменная частота электронов среды. Воспользовавшись этим представлением, для s_0 получим

$$s_0 = \frac{2\pi v}{\omega} (\gamma^{-2} + \theta^2 + \omega_p^2 / \omega^2)^{-1}. \quad (17)$$

Здесь пренебрежено величиной $\omega_p^2 \theta^2 / \omega^2$, которая считается малой по сравнению с оставленными.

Критерием совпадения (17) и (1) является неравенство

$$\omega > \gamma \omega_0. \quad (18)$$

6. Рассмотрим переходное излучение в неоднородной среде, представляющей две среды с разными значениями диэлектрической постоянной, разделенные плоской границей раздела. Диэлектрическую постоянную среды по одну сторону от границы раздела обозначим через ϵ_1 , а диэлектрическую постоянную по другую сторону границы через ϵ_2 .

Пусть из первой среды перпендикулярно границе раздела равномерно движется заряженная частица. Будем рассматривать случай, когда частица движется равномерно "с незапамятных времен", т.е. от $t = -\infty$, пересекает границу и, продолжая движение с той же скоростью во второй среде, уходит от границы раздела.

Для определения переходного излучения представим закон движения частицы следующим образом. Пусть частица движется в первой среде вплоть до границы, на границе мгновенно останавливается и в тот же момент, испытывая мгновенное ускорение, продолжает движение с той же скоростью во второй среде. При таком законе ток, связанный с движением заряженной частицы, оказывается таким же, как и при равномерном движении.

Воспользуемся тем, что амплитуда волны излучения пропорциональна пути формирования. Поэтому амплитуда волны, излучаемой в первой среде под углом θ' к скорости заряда, пропорциональна

$$\vec{d}_1(\theta') = - \frac{i\vec{v} / \omega}{1 - \beta \sqrt{\epsilon_1} \cos \theta'}. \quad (19)$$

Это выражение получается из (5), если заряженная частица движется со скоростью \vec{v} до некоторого момента времени, а в этот момент мгновенно останавливается. (Предполагается, что излучение Вавилова - Черенкова отсутствует в средах по обе стороны границы).

Амплитуда волны, излучаемой во второй среде под углом θ к направлению движения заряда,

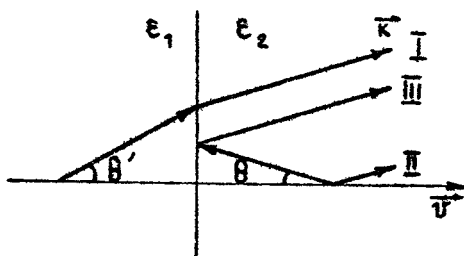
$$\vec{d}_2(\theta) = \frac{i\vec{v} / \omega}{1 - \beta \sqrt{\epsilon_2} \cos \theta}. \quad (20)$$

Амплитуды (19) и (20) отличаются знаком, так как в одном случае излучение возникает при остановке, а в другом – при старте.

Рассмотрим волну излучения, которая распространяется во второй среде под углом θ к направлению движения заряда (угол θ считаем острым: $\theta < \pi/2$). Эта волна равна сумме трех слагаемых:

а) волна, излученная под углом θ' при остановке в первой среде и преломленная на границе. При этом угол θ' выбирается таким, чтобы преломленная волна распространялась под углом θ к нормали (рис.3). Используя закон преломления, нетрудно получить, что

$$\cos \theta' = \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta} / \sqrt{\epsilon_1}. \quad (21)$$



Р и с. 3

Амплитуда преломленной волны пропорциональна амплитуде (19), умноженной на коэффициент Френеля f_{12} , отвечающий преломлению волны из первой среды во вторую, явное выражение для которого не выписываем

$$\vec{d}_1 = - \frac{i\vec{v} f_{12} / \omega}{1 - \beta \sqrt{\epsilon_1 - \epsilon_2 \sin^2 \theta}}, \quad (22)$$

б) волна, излученная во второй среде при мгновенном ускорении на границе. Амплитуда этой волны определяется выражением (20);

в) волна, излученная во второй среде под углом $\pi - \theta$ и отраженная от границы. Ее амплитуда равна $f_{22} \vec{d}_2(\pi - \theta)$, где \vec{d}_2 определяется формулой (20), а f_{22} – коэффициент Френеля, отвечающий отражению волны, падающей из второй среды. Амплитуда отраженной волны равна

$$\frac{i\vec{v} f_{22}/\omega}{1+\beta\sqrt{\epsilon_2} \cos\theta} \quad (23)$$

Таким образом, полная амплитуда волны, излучаемой во второй среде под углом θ к линии движения заряда, пропорциональна

$$\vec{d} = \frac{i\vec{v}}{\omega} \left[\frac{f_{12}}{1-\beta\sqrt{\epsilon_1-\epsilon_2}\sin^2\theta} - \frac{1}{1-\beta\sqrt{\epsilon_2}\cos\theta} - \frac{f_{22}}{1+\beta\sqrt{\epsilon_2}\cos\theta} \right] \quad (24)$$

Выражение для спектрального и углового распределения излучения определяется формулой вида (3).

Нас будет, главным образом, интересовать случай больших частот и малых значений угла излучения θ . Частоты излучения будем считать настолько большими, что для диэлектрических проницаемостей ϵ_1 и ϵ_2 можно воспользоваться асимптотическими выражениями вида (15).

Важно отметить, что при высоких частотах коэффициент Френеля f_{12} близок к единице (что соответствует полному прохождению волны из одной среды в другую). При больших частотах диэлектрические проницаемости сред, расположенных по обе стороны от границы раздела, почти совпадают, а это значит, что волна почти "не чувствует" границы.

При тех же условиях коэффициент отражения f_{22} близок к нулю, и третье слагаемое в выражении (24) для амплитуды излученной волны можно опустить.

С учетом сказанного перепишем амплитуду излученной волны в виде

$$|\vec{d}| \approx \frac{2c}{\omega} \left| (\beta^2 + \theta^2 + \omega_{p1}^2/\omega^2)^{-1} - (\beta^2 + \theta^2 + \omega_{p2}^2/\omega^2)^{-1} \right|. \quad (25)$$

Если релятивистский заряд движется не из первой среды во вторую, а из второй в первую, амплитуда волны, излучаемой вперед, имеет ту же величину, отличаясь лишь знаком. Поскольку энергия излучения пропорциональна квадрату амплитуды, переходное излучение вперед по направлению движения заряда не зависит от того, влетает заряд во вторую среду из первой или наоборот. Разумеется, этот вывод справедлив для ультрарелятивистских зарядов, для малых углов излучения и для высоких частот, т.е. в тех предположениях, в которых получена формула (25). Таким образом, амплитуда переходного излучения (25) равна разности путей формирования в первой и второй средах.

Формула (25) допускает поучительную интерпретацию. Положим

$$\gamma^{-2} + \frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2} = \gamma_1^{-2} \quad ; \quad \gamma^2 + \frac{\omega_{p2}^2}{\omega^2} = \gamma_2^{-2} \quad , \quad (26)$$

где γ_1 и γ_2 - некоторые вспомогательные величины. Тогда выражение для амплитуды волны (25) перепишем в виде

$$|\vec{d}| = \frac{2t}{\omega} \left| (\gamma_1^{-2} + \theta^2)^{-1} - (\gamma_2^{-2} + \theta^2)^{-1} \right| . \quad (27)$$

Сравним это выражение с формулой (2), которая дает путь формирования для случая излучения ультрарелятивистской частицы вперед в пустоте. Мы видим, что формула (27) описывает излучение движущейся в пустоте частицы, у которой Лоренц-фактор скачком изменяется от γ_1 до γ_2 (или, что то же самое, скорость движения изменилась от $v_1 = v \sqrt{\epsilon_1}$ до $v_2 = v \sqrt{\epsilon_2}$). Таким образом, излучение равномерно движущейся частицы в неоднородной среде, описываемое формулой (27), оказывается таким же, как излучение ускоренно движущейся частицы в однородной среде (в данном случае - в вакууме).

Сходство между излучением заряда, ускоренно движущегося в однородной среде, и излучением заряда, равномерно движущегося в неоднородной среде, имеет широкую область применимости, выходящую за пределы только переходного излучения. Рассмотрим, например, движение заряженной частицы в одномерно периодической среде, где диэлектрическая проницаемость $\epsilon(x)$ есть периодическая функция от переменной x . Тогда, если частица движется равномерно вдоль оси x , параметр $\beta \sqrt{\epsilon}$ периодически меняется. Если частица релятивистская и рассматриваются достаточно высокие частоты, излучение имеет много общего с аннуляторным излучением, которое возникает в пустоте при периодическом изменении скорости \vec{v} .

7. Энергия переходного излучения вперед под углом θ к направлению движения заряда может быть записана в виде (3), где \vec{d} имеет вид (25). Формула (3) описывает излучение в пустоте, но она применима к рассматриваемому случаю, так как при больших частотах диэлектрическая постоянная мало отличается от единицы.

В этом случае спектральное и угловое распределение излучения имеет вид

$$\partial^3 \mathcal{E} / \partial \omega \partial \theta \partial \varphi = \frac{e^2}{4\pi^2 c^3} |\vec{d}|^2 \omega^2 \theta^3, \quad (28)$$

где величина \vec{d} есть разность путей формирования в двух средах, разделенных плоской границей.

Напомним еще раз, что мы ограничиваемся случаем малых углов и высоких частот. Мы видели, что энергия излучения релятивистского заряда сосредоточена в области малых углов $\theta \lesssim \gamma^{-1}$. Ниже будет показано, что спектр излучения под малыми углами простирается до высоких частот. Это и оправдывает наше приближение.

Рассмотрим излучение под малыми углами $\theta \ll \gamma^{-1}$, когда первая среда является пустотой. Тогда величиной θ можно пренебречь по сравнению с γ^{-1} и выражение под знаком модуля в (25) можно переписать в виде

$$\delta^2 = \frac{\gamma^2}{1 + \omega_p^2 \gamma^2 / \omega^2}. \quad (29)$$

Первый член этой разности всегда больше второго. При больших значениях Лоренц-фактора γ имеется широкая область частот, для которой вторым слагаемым по сравнению с первым можно пренебречь. Это означает, что в широкой спектральной области излучение определяется путем формирования в пустоте. Размер соответствующей спектральной области можно определить, заметив, что при $\omega \gg \gamma \omega_p$ второй член разности (29) становится близким по величине к первому и они взаимно сокращаются. При дальнейшем росте частоты интенсивность переходного излучения падает. Таким образом, частоту

$$\omega_{\max} \approx \gamma \omega_p \quad (30)$$

можно считать граничной частотой в спектре переходного излучения вперед. Качественно можно сказать, что при $\omega < \omega_{\max}$ спектр переходного излучения близок к спектру излучения при резкой остановке или старте в пустоте, а при $\omega > \omega_{\max}$ спектр спадает, как ω^{-4} .

Оценим потери энергии на переходное излучение ультрарелятивистской частицы. Для этого по порядку величины будем считать

$$\theta \approx \gamma^{-1}; \quad d\theta \approx \gamma^{-1}; \quad d\omega \approx \omega_{\max} = \omega_p \gamma,$$

а выражение под знаком модуля в (25) положим равным γ^2 (первое слагаемое при $\theta = 0$). Получим

$$\Delta \mathcal{E} \approx v^2 \omega_p \gamma / c. \quad (31)$$

Таким образом, потери энергии ультрарелятивистской частицы на переходное излучение пропорциональны ее Лоренц-фактору γ . Это обстоятельство позволяет с успехом использовать переходное излучение для детектирования быстрых заряженных частиц в той области энергий, где ионизационные и черенковские детекторы теряют свою эффективность. Дело в том, что потери ультрарелятивистской частицы на ионизацию и излучение Вавилова - Черенкова очень слабо зависят от ее энергии, тем слабее, чем больше энергия. В то же время потери энергии на переходное излучение, как видно из (31), линейно возрастают с энергией частицы. Измеряя эти потери, можно судить об энергии проходящей частицы.

Для широкой области спектра переходного излучения второе слагаемое (путь формирования в среде) мало по сравнению с первым (путь формирования в пустоте) и поэтому $|\vec{d}|$ определяется только первым слагаемым.

8. При рассмотрении переходного излучения мы считали границу раздела резкой. В действительности такое предположение является идеализацией. Свойства среды при переходе через границу раздела меняются непрерывно. Граница раздела представляет собой переходный слой конечной толщины, в котором значения диэлектрической постоянной плавно переходят от одного предельного значения ϵ_1 к другому предельному значению ϵ_2 .

Если размытие меньше, чем путь формирования в средах по обе стороны от границы, переходное излучение оказывается таким же, как и на резкой границе раздела. Если же размытие границы оказывается значительно больше, чем путь формирования, то переходное излучение сильно падает (при рассмотренных моделях граничного слоя это падение является экспоненциальным, причем показатель экспоненты пропорционален отношению длины размытия к пути формирования).

Этот результат важен в том отношении, что он лишний раз подчеркивает своеобразие, которым обладает излучение

движущихся источников. Если рассматривать излучение покоящегося источника, находящегося достаточно далеко от резкой границы раздела двух сред, то излучение по обе стороны от границы раздела будет определяться отражением и преломлением волн, испущенных источником. По существу, в этом случае можно забыть про источник и рассматривать задачу отражения и преломления электромагнитной волны на поверхности раздела. В этом случае, как известно, размытие границы раздела на величину порядка длины волны резко меняет картину поля. Таким образом, в случае покоящегося источника размытие границы раздела нужно сравнивать с длиной волны излучения λ . Если размытие меньше, чем λ , поле определяется френелевскими законами отражения и преломления. Если же размытие границы значительно превышает λ , картина поля сильно отличается от френелевской, в частности, отраженная волна почти пропадает. Если источник движется, то размытие границы следует сравнивать не с длиной излученной волны, а с путем формирования. Последняя величина для достаточно высоких частот и для излучения вперед равна $\sim \lambda \gamma^2$, т.е. для ультрарелятивистских частиц во много раз превосходит длину волны λ . В частности, для электронов с энергией $5 \cdot 10^{10}$ эВ и для длины волны $1 \text{ \AA} = 10^{-8}$ см путь формирования равен 1 м, т.е. на десять порядков превышает длину волны. Для этого случая размытие границы на расстояние до 1 м не приведет к заметному изменению переходного излучения на длине волны в 1 \AA .

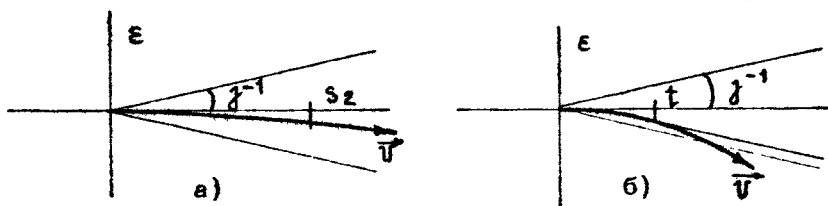
9. Траектория частицы, проходящей через преломляющую среду, в действительности не является прямолинейной. Одной из причин, вызывающих отклонение от первоначального направления движения, является многократное рассеяние. В этом разделе рассматриваются изменения, которые дает учет многократного рассеяния в задаче о переходном излучении.

Рассмотрим путь частицы после того, как она вошла в преломляющую среду до точки, находящейся на расстоянии S_2 от границы раздела. Если бы многократного рассеяния не было и частица в среде двигалась бы равномерно, то, как мы знаем, излучение с пути S_2 набиралось бы в фазе. Этим и обусловлено появление длины S_2 в выражении (27) для амплитуды излучаемой волны.

Пусть теперь при движении частицы на пути s_2 во второй среде имеет место многократное рассеяние. Если в результате рассеяния на пути s_2 скорость частицы отклоняется от первоначального направления на угол, меньший чем γ^{-1} , это не сбивает когерентности излучения. В таком случае амплитуда излученной волны по-прежнему пропорциональна выражению (27).

Пусть теперь рассеяние является настолько сильным, что угол отклонения скорости на пути s_2 превышает γ^{-1} . Поскольку релятивистский заряд излучает вперед по направлению своего движения в узком конусе раствором $\sim \gamma^{-1}$, ясно, что при сильном рассеянии путь формирования во второй среде резко сократится.

Указанные две возможные ситуации изображены схематически на рис.4 (а и б). Рис.4,а показывает случай, когда траектория заряда на пути формирования s_2 вся лежит внутри конуса с раствором γ^{-1} , описанного вокруг направления влета. В этом случае, очевидно, излучение собирается когерентно со всего пути s_2 . На рис.4,б траектория заряда выходит за пределы конуса излучения на расстоянии \bar{t} от границы раздела. В этом случае, очевидно, излучение собирается когерентно не со всего пути s_2 , а только с пути \bar{t} , и в выражении (27) вместо s_2 следует подставить \bar{t} .



Р и с. 4

Оценим \bar{t} . Это, очевидно, такой путь, на котором средний угол рассеяния превышает γ^{-1} . Средний квадрат угла рассеяния для частицы, прошедшей слой вещества толщиной \bar{t} :

$$\langle \theta^2 \rangle \approx (E_s/E)^2 t/t_0. \quad (32)$$

Здесь E_s — постоянная величина размерности энергии, зависящая от массы частицы, E — энергия частицы, t_0 — радиационная единица, величина которой определяется природой вещества. Отсюда

$$t = t_0 (mc^2/E_s)^2. \quad (33)$$

Если эта величина меньше, чем путь формирования в среде S_2 , то для спектральной и угловой плотности излучения вместо выражения (28) получим

$$d^3 \mathcal{E} / d\omega d\theta d\varphi = \frac{e^2 \omega^2}{4\pi^2 c^3} \left[\frac{c}{\omega(\gamma^{-2} + \theta^2)} - t_0 (mc^2/E_s)^2 \right]^2 \theta^3. \quad (34)$$

Основным отличием спектра (34) от спектра переходного излучения, полученного без учета рассеяния (28), является более широкая спектральная область излучения. Выражение в квадратных скобках формуле (34) при $\theta = 0$ обращается в нуль на частоте

$$\omega_{\max} = \frac{c}{t_0} \gamma^2 (E_s/mc^2)^2. \quad (35)$$

Согласно формуле (35) учет рассеяния в задаче о переходном излучении приводит к тому, что граничная частота в спектре переходного излучения становится пропорциональной квадрату Лоренц-фактора. Потери энергии на переходное излучение при наличии многократного рассеяния оценим следующим образом:

$$\Delta \mathcal{E} \approx \frac{e^2}{\hbar c} \hbar \omega_{\max}, \quad (36)$$

где ω_{\max} определяется соотношением (35). Отсюда

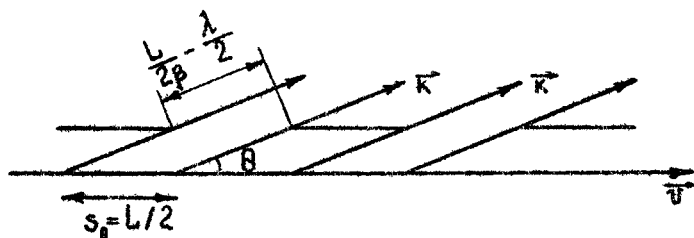
$$\Delta \mathcal{E} \approx \frac{t^2}{t_0} \gamma^2 (E_s/mc^2)^2. \quad (37)$$

Величина t_0 для воздуха равна примерно 30 м, для воды 35 см. Оценки показывают, что при $\gamma > 10^5$ переходное излучение в воде с учетом рассеяния оказывается больше, чем переходное излучение без учета рассеяния.

10. Остановимся теперь на излучении с периодической траектории, предоставляющем дополнительные возможности

для увеличения спектральной плотности на тех длинах волн, для которых излучение с периодически повторяющихся зон Френеля складывается когерентно. Из общих соображений ясно, что спектр излучения в такой системе должен иметь линейчатый характер, причем положение линии будет, вообще говоря, зависеть от энергии частицы.

Простейший пример когерентного сложения различных зон формирования ясен из рис.5, где зоны через одну "за-тенены". Если период экранирующей структуры равен L , то через щели под углом θ будет когерентно уходить излучение с длиной волны $\lambda = L(\gamma^{-2} + \theta^2)/2$, в котором нетрудно узнать излучение над дифракционной решеткой. Из того же рисунка ясен и практический недостаток такой системы: расстояние от траектории до экрана должно иметь порядок $L\theta/2 \approx L/2\gamma$, т.е. в сильно релятивистском случае оказывается малым.



Р и с. 5

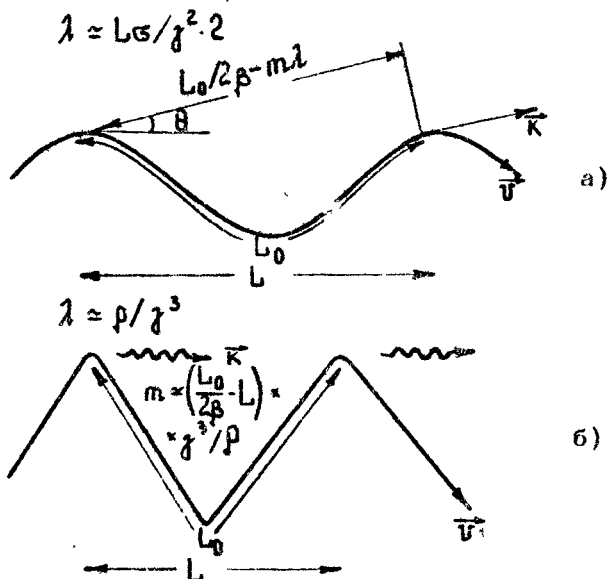
Эффекта когерентного сложения последовательных зон Френеля можно добиться и без экрана, используя пространственно искривленную траекторию, т.е. переходя к популярному ныне ондуляторному излучению (рис.6,а). Чтобы две последовательные одинаково расположенные зоны излучали когерентно, надо, очевидно, выполнить условие

$$m\pi\lambda = L_0 - \beta L \cos\theta = L_0 - L + \frac{L}{2}(\gamma^{-2} + \theta^2), \quad (38)$$

где m - целое число, а L_0 - период, отсчитанный вдоль траектории, не совпадающий, вообще говоря, с L . Для реализации условия когерентного сложения при $m = 1$ для коротких длин волн относительная разность $(L_0 - L)/L$ должна иметь порядок γ^{-2} , и тогда излучаемая длина волны будет

$$\lambda = \frac{L_0}{2} (\gamma^{-2} + \theta^2), \quad (39)$$

где ϖ — коэффициент порядка единицы, зависящий от формы траектории. Чем ближе L_0 к L , тем ближе ϖ к единице, но мощность излучения при этом падает, так как траектория выпрямляется. Из сказанного ясно, что оптимальным соотношением будет $(L_0 - L)/L \approx \gamma^{-2}$, т.е. когда максимальный угол наклона траектории имеет порядок γ^{-1} . Кстати, этот оптимум допускает простую качественную интерпретацию: излучение, испущенное на некотором участке траектории, захватывает в свой угол все дальнейшие положения излучающей частицы,



Р и с. 6

В принципе, когерентное сложение зон Френеля можно получить и при $m \gg 1$, получив тем самым большую спектральную интенсивность на минимально возможных длинах волн $\lambda \approx \rho/\gamma^3$, где ρ — минимальный радиус кривизны. Такая ситуация показана схематически на рис.6,б. Но качественно ясно, что относительный допуск на периодичность траектории должен в этом случае иметь порядок m^{-1} . Кстати, именно в этом смысле надо понимать часто

повторяемое утверждение, что спектр синхротронного излучения имеет линейчатый характер и состоит из гармоник частоты обращения. В сильно релятивистском случае это потребовало бы не реализуемого на практике движения по окружности с относительной точностью $\sim \gamma^{-1}$. Как уже упоминалось выше, спектр фактически является сплошным и определяется локальным радиусом кривизны β на участке длиной β/γ .

11. За последние годы возрос интерес к излучению, возникающему при движении заряженных частиц в кристалле. При движении в кристалле частица испытывает периодическое воздействие, и ее траектория (в тех случаях, когда можно говорить о классической траектории) формируется под влиянием этого периодического воздействия. В частности, возможны такие траектории движения, которые заключены между двумя параллельными кристаллическими плоскостями (плоскостное каналирование), и траектории, которые заключены в малой радиальной области, расположенной вдоль избранного направления в кристалле (осевое каналирование). В этих случаях движение является финитным в одном или двух измерениях, и траектории движения качественно сходны с теми, какие имеют место в ондуляторе, хотя имеется специфика, вызванная особенностями движения в кристаллическом поле. Одним из требований, определяющих попадание частиц в канал при входе в кристалл, является малый угловой разброс вблизи от определенного направления влета. Например, при входе в плоский канал между скоростью частицы и осью канала не должен превышать критический угол Линдхард

$$\theta_L = (2eU/E)^{1/2}, \quad (40)$$

где eU - глубина потенциальной ямы, образующей канал, E - энергия частицы. Все частицы, у которых угол влета в канал меньше чем θ_L , захватываются в режим каналирования. Частота поперечных колебаний частицы в канале падает, как $\gamma^{-1/2}$. Поэтому частота излученной волны пропорциональна $\gamma^{3/2}$, и это дает качественную зависимость потерь на излучение от энергии.

Если частица вошла в канал под углом, большим чем θ_L , частица по величине энергии поперечного движения оказывается над барьером, отделяющим соседние каналы.

Такие частицы называются надбарьерными. Во многих случаях траектории надбарьерных частиц в кристалле также качественно похожи на траектории в ондуляторе, но в отличие от частиц, захваченных в канал, параметры траектории надбарьерных частиц меняются в широких пределах в зависимости от направления влета в кристалл.

Отметим здесь то очевидное обстоятельство, что при определении траектории заряженной частицы в кристалле мы не можем рассматривать кристалл как сплошную среду. Для случая плоскостного каналирования удобно принять кристалл за совокупность эквидистантных заряженных плоскостей с равномерным распределением заряда. В более сложных случаях кристалл необходимо рассматривать как совокупность регулярно расположенных силовых центров.

В отличие от случая движения частицы в вакууме, движение в кристалле сопровождается рассеянием, и это обстоятельство накладывает ограничения на регулярность траектории.

С другой стороны, электрическое поле в кристалле очень велико и отличается точной периодичностью и малым значением периода, что позволяет надеяться на получение в кристалле высоких интенсивностей на рентгеновских частотах.

Л и т е р а т у р а

1. Франк И.М. Эффект Доплера в преломляющей среде. — Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1942, т.6, №1-2, с.3.
Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. Изд.5-е. М.: Наука, 1967.
2. Гинзбург В.Л., Франк И.М. Излучения равномерно движущегося электрона, возникающие при его переходе из одной среды в другую. — ЖЭТФ, 1946, т.16 с.15.
3. Гарибян Г.М. К теории переходного излучения и ионизационных потерь энергии частицы. — ЖЭТФ, 1959, т.37, с.527.
4. Шифф Л. Квантовые эффекты излучения при ускоренном движении релятивистских частиц. — В кн. Миллиметровые и субмиллиметровые волны, М.: ИЛ, 1959, с.187.
(Amer. J. Phys., 1952, v.20, N8, p.474).

Физический институт
им П.Н. Лебедева АН СССР

НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ ВЫНУЖДЕННОГО ОНДУЛЯТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ И ВЫНУЖДЕННОГО РАССЕЯНИЯ ВОЛН НА МАГНИТОНАПРАВЛЯЕМЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКАХ В ПОПЕРЕЧНО-ОГРАНИЧЕННЫХ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМАХ

Н.С.Гинзбург

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время значительные экспериментальные усилия направлены на создание коротковолновых источников когерентного электромагнитного излучения, основанных на двух родственных механизмах: вынужденном ондуляторном излучении (убитроны) и вынужденном рассеянии волн релятивистскими электронными пучками (скагтроны). Эти эксперименты можно условно разделить на две группы. К первой группе следует отнести исследования [1-4] по получению предельно коротковолнового излучения в инфракрасном и оптическом диапазонах с помощью пучков высокоэнергичных электронов, создаваемых линейными ускорителями, микротронами, накопительными кольцами и т.п. Другую, существенно более многочисленную группу (см., например, [5-10]) составляют эксперименты в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах, в которых используются пучки электронов умеренно-релятивистских энергий, формируемые сильноочными ускорителями.

Теоретические исследования процессов вынужденного ондуляторного излучения и вынужденного рассеяния волн на начальном этапе были ориентированы на эксперименты первой

группы. В этих работах (нашедших уже отражение в обзорах [11-13]) использовались модели безграничного электронного пучка, взаимодействующего с плоскими однородными TEM-волнами, что в значительной степени продиктовано реальной экспериментальной ситуацией, в которой поперечные размеры электронного пучка велики в масштабе длины излучаемой волны, представляющей собой квазиоптический гауссов пучок. Однако подобные простейшие модели только в общих чертах пригодны для описания экспериментов по генерации миллиметрового и субмиллиметрового излучения, поскольку в этом случае существенна поперечная неоднородность как полей электромагнитных волн, распространяющихся в волноводных каналах, так и собственных высокочастотных полей сильноточных электронных пучков. Эти пучки, формируемые, как правило, в диодах с магнитной изоляцией, имеют трубчатую конфигурацию с толщиной сравнимой или даже малой в масштабе поперечной неоднородности полей сигнала и накачки. Кроме того, для подобных экспериментов характерно наличие сильного продольного магнитного поля, необходимого для транспортировки электронного пучка. Наряду с фокусирующим эффектом, такое поле оказывает значительное влияние на процесс взаимодействия электронного пучка с электромагнитными волнами. Можно выделить следующие режимы рассеяния^{*)} в присутствии продольного магнитного поля $\vec{H}_0 = H_0 \vec{z}_0$.

1. Режим черенковского синхронизма электронов с комбинационной волной

$$\omega_c = \vec{h}_c \vec{v}_e, \quad (1.1)$$

частота и волновой вектор которой равны разности частот и волновых векторов полей сигнала (индекс s) и накачки (индекс i): $\omega_c = \omega_s - \omega_i$, $\vec{h}_c = \vec{h}_s - \vec{h}_i$. Предполагается, что каждая из парциальных волн далека от циклотронного резонанса с электронами

*) Вынужденное модуляционное излучение рассматривается далее как частный случай вынужденного рассеяния, соответствующий волне накачки нулевой частоты ($\omega_i = 0$). В сопровождающей электрон системе отсчета, где периодическое магнитное- или электростатическое поле модулятора преобразуется в бегущую электромагнитную волну, эти процессы не отличимы.

$$|\omega_{s,i} - \hbar_{s,i} \vec{v}_n - \omega_n| T \gg 2\pi. \quad (1.2)$$

Здесь $\vec{v}_n = v_n \vec{x}_0$ - поступательная скорость электронов; T - время жизни электрона в пространстве взаимодействия; $\omega_n = eH_0 / mc \gamma$ - гирочастота; c - скорость света; $-e$, m - заряд и масса покоя электрона; γ - релятивистский масс-фактор.

2. Режим двойного циклотронного резонанса. В этом режиме наряду с условием (1.1) одновременно выполнены условия циклотронного резонанса для волн сигнала и накачки:

$$|\omega_{s,i} - \hbar_{s,i} \vec{v}_n - \omega_n| T \leq 2\pi. \quad (1.3)$$

Убитроны и скаттроны, работающие в таком режиме, можно рассматривать и как МЦР, в которых, в отличие от традиционных схем [14], накачка поперечной скорости осуществляется непосредственно в области взаимодействия с излучаемой сигнальной волной.

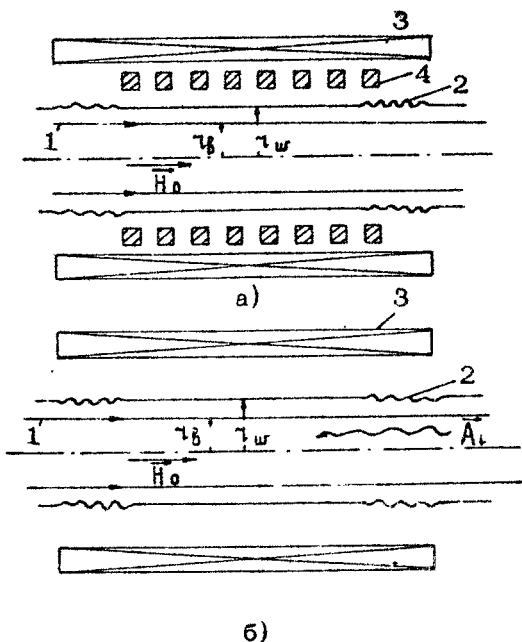
3. Режим циклотронных резонансов электронов с комбинационной волной

$$\omega_c - \hbar_c \vec{v}_n = n\omega_n, \quad (1.4)$$

где $n = \pm 1, \pm 2, \dots$. Очевидно, если одноквантовыми аналогами убитронов и скаттронов, основанных на черенковских синхронизмах (1.1), являются ЛБВ, ЛОВ, клистроны типа "O", то для устройств, использующих циклотронные комбинационные резонансы (1.4), подобными аналогами являются МЦР. При этом убитроны и скаттроны сохраняют основные характеристики своих одноквантовых прототипов (вплоть до совпадения уравнений).

Теория вынужденного ондуляторного излучения и вынужденного рассеяния волн на магнитоуправляемых релятивистских электронных пучках в поперечно-ограниченных электродинамических системах в последние несколько лет стала объектом весьма интенсивных исследований [15-27]. Систематизация результатов этих исследований и является целью настоящей работы. Обзор состоит из трех разделов, каждый из которых соответствует одному из упомянутых выше режимов рассеяния. Основное внимание в работе уделяется генераторам с высокодобротными резонаторами на сигнальную волну

(рис. 1), которые представляют в настоящий момент наибольший практический интерес. Элементы теории однопроходных усилителей и генераторов со встречной сигнальной волной кратко изложены в приложении.



Р и с. 1. Схема убитрона (а) и скайтрона (б) с волноводным резонатором: 1 - грубчатый электронный пучок, 2 - брэгговские отражатели, 3 - соленоид, 4 - система проводников, создающая периодическую компоненту магнитного поля в убитроне

4. РЕЖИМ ЧЕРЕНКОВСКОГО СИНХРОНИЗМА ЭЛЕКТРОНОВ С КОМБИНАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ

1. Усредненные уравнения движения электронов

Будем задавать поля падающей волны (волны накачки) и рассеянной (сигнальной) волны вектор-потенциалами

$$\vec{A}_{s,i} = \text{Re} \left\{ C_{s,i}(\vec{x}, t) \hat{A}_{s,i}(\vec{r}_1) \exp \left[i(\omega_{s,i} t - h_{s,i} z) \right] \right\}, \quad (2.1)$$

где $C_{s,i}$ - медленно меняющиеся амплитуды волн. Для волноводов векторы $\hat{A}_{s,i}$, характеризующие поперечные структуры волн, выражаются через мембранные функции $\psi_{s,i}$ с помощью соотношений

$$\hat{A}_{s,i} = \frac{1}{\mathcal{E}_{s,i}} \left[\nabla_{\perp} \psi_{s,i} \vec{x}_0 \right] \quad \text{для H-волн,} \quad (2.2)$$

$$\hat{A}_{s,i} = \pm \frac{h_{s,i}}{k_{s,i} \mathcal{E}_{s,i}} \nabla_{\perp} \psi_{s,i} + i \frac{\mathcal{E}_{s,i}}{k_{s,i}} \psi_{s,i} \vec{x}_0 \quad \text{для E-волн,} \quad (2.3)$$

где $h_{s,i}$, $\mathcal{E}_{s,i}$ - продольные и поперечные волновые числа, $h_{s,i}^2 + \mathcal{E}_{s,i}^2 = k_{s,i}^2 = \omega_{s,i}^2 / c^2$. Мембранные функции удовлетворяют уравнению Гельмгольца

$$\Delta_{\perp} \psi_{s,i} + \mathcal{E}_{s,i}^2 \psi_{s,i} = 0. \quad (2.4)$$

В наиболее важном с практической точки зрения случае волновода кругового поперечного сечения для бегущих по азимуту мод решение (2.4) имеет вид

$$\psi_{s,i} = J_{m_{s,i}}(\mathcal{E}_{s,i} r) \exp(i m_{s,i} \varphi), \quad (2.5)$$

где J_m - функция Бесселя, $m_{s,i}$ - азимутальный индекс моды, r , φ - полярные координаты.

Для описания убитронов, в которых накачка осуществляется пространственно-периодическими статическими полями, в выражениях (2.1) - (2.4) следует положить $\omega_i = 0$, $h_i = 2\pi/d$, где d - период ондулятора. При этом магнитная (H) волна (2.2) переходит в гармонически меняющееся по оси x магнитоэлектрическое поле, а электрическая (E) волна (2.3) - в гармонически меняющееся электростатическое поле. Уравнение для функции ψ_i преобразуется к виду

$$\Delta_{\perp} \psi_i - h_i^2 \psi_i = 0. \quad (2.6)$$

Решение этого уравнения, аналогичное (2.5), выражается через модифицированные функции Бесселя

$$\psi_i = I_{m_i}(h_i r) \exp(i m_i \varphi). \quad (2.7)$$

Такое решение вне области, занятой источниками, описывает поле, создаваемое периодической системой зарядов (электродов) или токов (магнитов), со следующим пространственным распределением:

$$\rho = \rho(r) \cos(h_i z + m_i \varphi), \quad \vec{j} = \vec{j}(r) \cos(h_i z + m_i \varphi).$$

Обобщение метода усредненной высокочастотной силы на случай релятивистских поступательных скоростей электронов. Допустим, что релятивистский электронный пучок инжектируется параллельно оси волновода (рис 1) и выполнены условия комбинационного синхронизма (1.1). Если напряженности полей сигнала и накачки относительно невелики,

$$\frac{e E_{s,i}}{m c^2} \ll 1, \quad (2.8)$$

то в системе отсчета, движущейся с поступательной скоростью электрона, движение электрона в полях (2.1) и однородном магнитном поле \vec{H}_0 является нерелятивистским и описывается усредненным высокочастотным потенциалом [28]. Тогда усредненные уравнения движения в лабораторной системе отсчета могут быть получены [29] с помощью преобразований Лоренца. Действуя таким методом [26], для амплитуд осцилляций скорости и координаты электронов имеем

$$\tilde{v}_{s,i} = \Omega_{s,i} \tilde{z}_{s,i} = \frac{e E_{s,i}}{E} \left\{ \begin{array}{l} q_+ \hat{A}_{s,i}^{(+)} + q_- \hat{A}_{s,i}^{(-)} \quad \text{для H-волн,} \\ \frac{\omega_{s,i}}{\Omega} \left[(1 - v_{||}^2/c^2) \hat{A}_{||s,i} + f_{s,i} (q_+ \hat{A}_{s,i}^{(+)} + q_- \hat{A}_{s,i}^{(-)}) \right] \quad \text{для E-волн,} \end{array} \right. \quad (2.9)$$

где $\Omega_{s,i} = \omega_{s,i} \mp h_{s,i} v_{||}$ - частоты осцилляций электронов в полях сигнала и накачки (в силу условий синхронизма (1.1))

$\Omega_s \approx \Omega_L = \Omega$). Медленные (дрейфовые) движения задаются уравнениями (знак усреднения опускаем)

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{p}}{dt} + \omega_H [\vec{x}_0 \vec{p}] &= \vec{F}, \\ \frac{d\vec{v}}{dt} &= \frac{c^2 \vec{p}}{\mathcal{E}}, \\ \frac{d\mathcal{E}}{dt} &= \frac{\partial \Phi}{\partial t} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Здесь $\vec{p} = m\gamma \vec{v}$, $\mathcal{E} = mc^2 \gamma$ - импульс и энергия электрона, $\vec{F} = -\nabla \Phi$ - усредненная высокочастотная сила, Φ - усредненный высокочастотный потенциал

$$\Phi = \Phi_s + \Phi_L + R_E (\Phi_L e^{i\theta}), \quad (2.11)$$

где

$$\Phi_{s,L} = \frac{e^2 |C_{s,L}|^2}{4\mathcal{E}} \begin{cases} g_+ |\hat{A}_{s,i}^{(+)}|^2 + g_- |\hat{A}_{s,i}^{(-)}|^2 & \text{для H-волн,} \\ (\omega_{s,L}/\Omega)^2 \left[(1 - v_{\parallel}^2/c^2) |\hat{A}_{\parallel s,i}|^2 + f_{s,i}^2 (g_+ |\hat{A}_{s,i}^{(+)}|^2 + \right. \\ \left. + g_- |\hat{A}_{s,i}^{(-)}|^2) \right] & \text{для E-волн -} \end{cases} \quad (2.12)$$

составляющие потенциала, обусловленные воздействием на электрон каждой из волн по отдельности,

$$\Phi_L = \frac{e^2 C_s C_L^*}{2\mathcal{E}} \left(g_+ \hat{A}_s^{(+)} \hat{A}_L^{(+)*} + g_- \hat{A}_s^{(-)} \hat{A}_L^{(-)*} \right) \quad \text{для рассеяния } H_L \rightarrow H_s,$$

$$\begin{aligned} \Phi_L = \frac{e^2 C_s C_L^*}{2\mathcal{E}} \frac{\omega_s \omega_s}{\Omega^2} \left[(1 - v_{\parallel}^2/c^2) \hat{A}_{\parallel s} \hat{A}_{\parallel L}^* + f_{s,L} (g_+ \hat{A}_s^{(+)} \hat{A}_L^{(+)*} + \right. \\ \left. + g_- \hat{A}_s^{(-)} \hat{A}_L^{(-)*} \right] \quad \text{для рассеяния } E_L \rightarrow E_s, \end{aligned}$$

$$\varphi_c = \frac{e^2 [s]_i^*}{2\epsilon} \cdot \frac{\omega_i f_{i,}}{\Omega} \left(g_+ \hat{A}_s^{(+)} \hat{A}_i^{(+)*} + \right. \\ \left. + g_- \hat{A}_s^{(-)} \hat{A}_i^{(-)*} \right) \quad \text{для рассеяния } E_i \rightarrow H_s - \quad (2.13)$$

амплитуда комбинационной составляющей потенциала. При записи (2.9) - (2.13) использованы следующие обозначения: $\theta = \omega_c t - h_c z$ - фаза электрона относительно комбинационного потенциала (комбинационной волны); $f_{s,i} = 1 \mp \frac{v_H}{c} \frac{k_{s,i}}{h_{s,i}}$, $g_{\pm} = \Omega / (\Omega \pm \omega_H)$ - факторы, учитывающие влияние продольного магнитного поля на амплитуды поперечных осцилляций, сообщаемых электрону полями сигнала и накачки; $\hat{A}_{s,i}^{(\pm)} = (\vec{x}_0 \mp i \vec{y}_0) A_{s,i}^{(\pm)}$ - право- и левозакруженно поляризованные компоненты поперечных составляющих вектор-потенциала, взятые на усредненной траектории электрона. Величины $A_{s,i}^{(\pm)}$ выражаются через мембранные функции с помощью следующих соотношений

$$A_{s,i}^{(+)} = \left\{ \begin{array}{l} -\frac{i}{2\alpha_{s,i}} \mathcal{L} \psi_{s,i} \quad \text{для H-волн} \quad \frac{i}{2\alpha_{s,i}} \mathcal{L}^* \psi_{s,i} \\ \pm \frac{h_{s,i}}{2k_{s,i} \alpha_{s,i}} \mathcal{L} \psi_{s,i} \quad \text{для E-волн} \quad \pm \frac{h_{s,i}}{2k_{s,i} \alpha_{s,i}} \mathcal{L}^* \psi_{s,i} \end{array} \right\} = A_{s,i}^{(-)} \quad (2.14)$$

где оператор $\mathcal{L} = \frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y}$ - в декартовых координатах x, y и $\mathcal{L} = e^{i\varphi} \left(\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \varphi} \right)$ - в полярных координатах r, φ .

Как нетрудно видеть, решения усредненных уравнений (2.10) должны удовлетворять соотношению

$$\mathcal{E} = \sqrt{m^2 c^4 + c^2 \vec{p}^2 + 2\Phi \mathcal{E}}, \quad (2.15)$$

которое может быть также получено непосредственным усреднением выражения для кинетической энергии релятивистского

электрона. Кроме того, если амплитуды волн постоянны в пространстве и времени, справедлив интеграл

$$\omega_c p_z - h_c \mathcal{E} = \text{const.} \quad (2.16)$$

Существование этого интеграла можно рассматривать [29] как следствие того факта, что в элементарном акте рассеяния изменения энергии и продольного импульса электрона пропорциональны друг другу: $\Delta \mathcal{E} = \hbar \omega_c$, $\Delta p_z = \hbar h_c$. Поэтому из отношения приращений постоянная Планка \hbar исключается: $\Delta \mathcal{E} / \Delta p_z = \omega_c / h_c$.

Для рассеяния H -волн в отсутствие однородного магнитного поля усредненные уравнения движения (2.10) - (2.13) переходят в уравнения, полученные ранее в работе [31] с помощью гамильтоновского подхода. Важно подчеркнуть, что для релятивистской частицы вклады в выражение для усредненного ВЧ-потенциала от продольных и поперечных компонент полей различаются и зависят от поступательной скорости частицы и типа взаимодействующих волн. В то же время в исходном выражении [28] для усредненного потенциала слабoreлятивистской частицы (это выражение получается из (2.11) - (2.13) при $v_i < c$, $f_{s,i} \approx 1$, $\mathcal{E} = mc^2$ и $\Omega = \omega_c \approx \omega_c$) подобная зависимость отсутствует. Очевидно, "анизотропия" усредненного ВЧ-потенциала релятивистской частицы вызвана тем, что преобразования Лоренца для продольных и поперечных компонент полей не совпадают.

Еще наглядней этот эффект может быть объяснен, если обратиться к вычислению осцилляций релятивистского электрона непосредственно в лабораторной системе отсчета (усредненный ВЧ-потенциал определяется средним квадратом этих осцилляций: ср. (2.9) и (2.12), (2.13)). Для релятивистского электрона, в отличие от слабoreлятивистского, при нахождении поперечных осцилляций необходимо учитывать поперечную составляющую магнитного поля волн, а соотношения между магнитной и электрической компонентами для H - и E -волн различаются [32]: $\vec{H}_1 = \frac{\hbar}{k} [\vec{z}_0 \vec{E}_1]$ - для H -волн, $\vec{H}_1 = \frac{k}{\hbar} [\vec{x} \vec{E}_1]$ - для E -волн. Этим обстоятельством вызвано появление множителя $f_{s,i}$ для E -волн. Кроме того, отклик на поперечные составляющие поля обратно пропорционален поперечной массе m_\perp , тогда как в отклик на про-

дольную составляющую поля входит продольная масса $m\gamma^3$.

Следует отметить, что на таком пути, разделяя движение электрона на быстроосцилляционное и медленное дрейфовое, можно получить усредненные уравнения движения непосредственно в лабораторной системе отсчета [30]. Эти уравнения совпадут по форме с (2.10), однако условием их применимости будет более мягкое по сравнению с (2.8) условие дипольности, согласно которому размах осцилляций электрона должен быть мал в масштабе неоднородности волн:

$$h_{s,i} \tilde{x}_{s,i} \ll 1, \left(\hat{v}_{1s,i} \nabla \right) \hat{A}_{s,i} / \hat{A}_{s,i} \ll 1^*.$$

Сведение усредненных уравнений движения к универсальному для приборов с инерционной группировкой электронов асимптотическому виду. Как показывают оценки [11-13], в случае встречного рассеяния волн, когда благодаря эффекту Доплера частота излучения существенно превосходит частоту осцилляций Ω_i электрона в поле накачки [9,16]

$$\omega_s^* = \gamma_0^2 \Omega_i \left[1 + \beta_{||0} \sqrt{1 - \frac{\beta_s^2 \gamma_0^2}{c^2 \Omega_i^2}} \right] \quad (2.17)$$

($\beta_{||} = v_{||} / c$), при постоянной фазовой скорости комбинационной волны ($v_c = \omega_c / h_c = \text{const}^{**}$) относительное изменение энергии частиц в процессе рассеяния сравнительно невелико

$$\frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}_0} \sim \frac{1}{N}, \quad (2.18)$$

где $N = \Omega_i T / 2\pi$ - число осцилляций, совершаемых электроном в поле накачки (в удитронах - число периодов модулятора), индекс 0 указывает начальные значения величин.

*) При нарушении условия дипольности, когда размах осцилляций электрона в поле накачки становится соизмеримым с длиной сигнальной волны, для плоских линейно-поляризованных волн усредненные уравнения движения электронов получены в работах [33,34]. В этом случае относительно легко может быть обеспечена генерация на частотах, соответствующих гармоникам частоты накачки: $\omega_s - h_s v_{||} = n \Omega_i$.

**) Случай переменной фазовой скорости комбинационной волны, когда достигнем высокий КПД, рассмотрен в г. 6.

Вместе с тем невелики и оптимальные напряженности полей сигнала и накачки

$$\frac{e |c_{s,i}|}{mc^2} \sim N^{-1} \ll 1 \quad (2.19)$$

Напряженность однородного магнитного поля предположим далее лежащей в таком интервале значений, что, не подавляя поперечных осцилляций электронов в волнах сигнала и накачки

$$\omega_H \approx 2\Omega \approx 4\gamma_0^{-2} \omega_s, \quad (2.20)$$

поле \vec{H}_0 замораживает поперечный дрейф, обусловленный неоднородностью этих волн,

$$\omega_H \gg \frac{\omega_s^2 \varphi_{\text{др} \varphi s}}{N}, \quad (2.21)$$

где $\varphi_{\text{др} \varphi s} = \arctg \frac{\mathcal{E}_s}{h_s}$ — бриллюэновский угол сигнальной волны (в режиме большого преобразования частоты этот угол должен быть достаточно мал: $\varphi_{\text{др} \varphi s} \lesssim \gamma_0^{-1}$).

Условие (2.21) может быть получено из следующих соображений. Поперечная составляющая усредненной ВЧ-силы эквивалентна эффективному электрическому полю с напряженностью $\vec{E}_{\text{эф}} = \frac{V_{\perp} \Phi}{e}$. Скорость дрейфа электрона v скрещенном магнитном \vec{H}_0 и эффективном электрическом полях по порядку величины равна

$$v_{\perp \text{др}} \sim \frac{c V_{\perp} \Phi}{e H_0} \sim \frac{c \mathcal{E}_{s,i} e |c_{s,i}|^2}{H_0 \mathcal{E}_0}. \quad (2.22)$$

На длине пространства взаимодействия L возникающее в процессе дрейфа поперечное отклонение электронов $\Delta v_{\perp} = v_{\text{др}} \frac{L}{v_H}$ должно быть мало в масштабе поперечной неоднородности волн: $\Delta v_{\perp} \mathcal{E}_{s,i} \ll 1$. Принимая во внимание, что напряженность ВЧ-полей и длина генератора $k_s L \sim \gamma_0^2 N$ связаны соотношением (2.13), и для определенности полагая $\mathcal{E}_s > \mathcal{E}_i$, приходим к условию (2.21).

При выполнении условия (2.21) усредненное движение электрона близко к одномерному и в соответствии с соотно-

шениями (2.15), (2.19) в ультррелятивистском пределе ($\gamma_0 \gg 1$) поступательная скорость электрона связана с его энергией соотношением

$$v_n = c \left[1 - \gamma^{-2}/2 \right] \approx c \left[1 - (\gamma_0^{-2}/2)(1+2\psi) \right]. \quad (2.23)$$

Последнее равенство справедливо, если относительное изменение энергии электрона $\psi = 1 - \gamma/\gamma_0$ мало. В этом случае усредненные уравнения движения (2.10), (2.13) после перехода к новой независимой переменной – продольной координате z – могут быть приведены к универсальному для приборов с инерционной группировкой электронов асимптотическому виду [35,36]:

$$\frac{d\psi}{dz} = \text{Im} \left(\alpha_s \alpha_i^* G e^{i\theta} \right), \quad (2.24)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = -\delta + \mu \psi. \quad (2.25)$$

С точностью до постоянных коэффициентов эти уравнения совпадают с уравнениями движения электронов в ЛБВ типа "О" в приближении малого параметра Пирса [37]. При записи (2.24), (2.25) использованы следующие безразмерные обозначения: $Z = \frac{\omega}{c} z$; $\alpha_{s,i} = \frac{e C_{s,i}}{2 m c^2 \gamma_0}$; $\mu = \delta_0^{-2}$ – параметр инерционной группировки электронов; $\delta = \frac{c}{v_s} - \frac{c}{v_{n0}}$ – начальная расстройка синхронизма (1.1); G – коэффициент связи волн.

В случае рассеяния волны на бесконечно тонком трубчатом электронном пучке радиусом r_b в круглом волноводе, мембранные функции для которого задаются соотношениями (2.5), коэффициент связи волн равен: $G = \exp[i(m_s - m_i)\varphi] \hat{G}$, где

$$\hat{G}_{H_i \rightarrow H_s} = T_+, \quad \hat{G}_{H_i \rightarrow E_s} = \frac{ic h_s f_s T_0}{\Omega}, \quad \hat{G}_{E_i \rightarrow H_s} = -\frac{ic h_i f_i T_-}{\Omega},$$

$$\hat{G}_{E_i \rightarrow E_s} = \frac{2c^2 \varphi_s \varphi_i}{\Omega^2 \gamma_0^2} \text{Im} \left[m_s(\varphi_s r_b) \right] m_i(\varphi_i r_b) - \frac{c^2 h_s h_i f_s f_i T_+}{\Omega^2}. \quad (2.26)$$

Здесь первый индекс указывает тип волны накачки, второй – тип сигнальной волны,

$$T_{\pm} = q_{+} J_{m_s+1}(x_s r_B) J_{m_i-1}(x_i r_B) \pm q_{-} J_{m_s-1}(x_s r_B) J_{m_i-1}(x_i r_B).$$

При описании убитронов [15] в соответствии с соотношением (2.7) необходимо для поля накачки заменить обычные функции Бесселя их модифицированными значениями

$$I_{m_i \pm 1}(h_i r_B).$$

В случае стационарного моноскоростного на входе в рабочее пространство электронного пучка граничные условия к уравнениям (2.24), (2.25) имеют вид

$$\theta \Big|_{z=0} = \theta_0, \quad 0 < \theta_0 \leq 2\pi, \quad \psi \Big|_{z=0} = 0, \quad (2.27)$$

а электронный КПД определяется соотношением

$$\eta = \frac{1}{1-\gamma_0^{-1}} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \psi \Big|_{z=z_k} d\theta_0, \quad (2.28)$$

где $Z_k = \frac{\omega c}{c} L$ - приведенная длина генератора.

Следует обратить внимание на существование ряда "запретов", при которых коэффициент связи волн θ обращается в нуль и рассеяние невозможно. Так, при $H_0 = 0$ невозможно рассеяние симметричной ($m_i = 0$) волны одного типа в симметричную ($m_s = 0$) волну другого типа: $T_{-} = 0$. Очевидно, это связано с ортогональностью электрических полей этих волн. По этой же причине не реализуется рассеяние волны накачки H -типа в волну сигнала E -типа, если выполнено условие

$$\frac{h_s}{k_s} = \frac{v_{H0}}{c}, \quad (2.29)$$

т.е. когда бриллюэновский угол популной сигнальной волны $\psi_{Hps} = \gamma_0^{-1}$ и $f_s = 0$. В этом случае в системе отсчета, движущейся с поступательной скоростью частицы, у сигнальной волны электрическое поле имеет только продольную составляющую и поэтому ортогонально электрическому полю волны накачки. (Если обе волны относятся к E -типу, то при выполнении условия (2.29) рассеяние будет происходить только за счет продольных компонент электрических полей волн).

Интересно также отметить влияние продольного магнитного поля \vec{H}_0 на оптимальное соотношение между поляризация-

ми волн. Для этого перепишем выражение для комбинационной составляющей усредненного ВЧ-потенциала в виде

$$\Phi_{c, n \rightarrow n} = \frac{e^2}{2\mathcal{E}} \frac{\Omega^2}{(\Omega^2 - \omega_n^2)} \left[(\hat{A}_s \hat{A}_i^*) + i \frac{\omega_n}{\Omega} \left(\hat{x}_0 [\hat{A}_s \hat{A}_i^*] \right) \right]. \quad (2.30)$$

Очевидно, что при исчезающе малом магнитном поле $\omega_n \ll \Omega$ наиболее благоприятна ситуация, когда векторы $\hat{A}_{s,i}$ коллинеарны. В случае же сильно замагниченного пучка $\omega_n \gg \Omega$, когда превалирует второе слагаемое в выражении (2.30)

$$\Phi_{c, n \rightarrow n} \approx -\frac{ie^2}{2\mathcal{E}} \frac{\Omega}{\omega_n} \left(\hat{x}_0 [\hat{A}_s \hat{A}_i^*] \right), \quad (2.30a)$$

эти векторы должны быть взаимно перпендикулярны. Такой эффект объясняется тем, что при $\omega_n \ll \Omega$ осцилляторное смещение электрона направлено в ту же сторону, что и воздействующее на него электрическое поле волны (см. (2.9)). В случае же $\omega_n \gg \Omega$ смещение электрона в скрещенных электрическом и однородном магнитном полях направлено перпендикулярно электрическому полю волны.

2. Собственные высокочастотные поля электронного пучка

При определении собственного высокочастотного поля сгруппированного электронного пучка будем учитывать только модуляцию, сообщаемую пучку синхронной с ним комбинационной волной. Под воздействием этой волны трубчатый электронный пучок оказывается промодулированным по продольной координате с периодом $2\pi/h_c$, по времени – с периодом $2\pi/\omega_c$ и в соответствии с азимутальным индексом комбинационной волны имеет $m_c = m_s - m_i$ азимутальных вариаций плотности. Удобно представить поверхностную плотность заряда пучка в виде ряда Фурье

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \operatorname{Re} \sum_{n=1}^{\infty} \rho_n e^{in\hat{\theta}} \right), \quad (2.31)$$

где $\hat{\theta} = \theta + m_c \varphi$. Для амплитуд гармоник, используя закон

сохранения заряда $\rho v_{||} dt = \rho_0 v_{||0} dt_0$ и переходя к интегрированию по моментам влета электронов в систему, имеем

$$\rho_n = \frac{1}{\pi \rho_0} \int_0^{2\pi} \rho(r, t) \exp(-i n \hat{\theta}) d\omega_c t = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i n \hat{\theta}) d\theta_0.$$

Пренебрегая малыми поперечными отклонениями траекторий частиц, собственное высокочастотное поле трубчатого электронного пучка, как и в теории релятивистских черенковских генераторов [38], можно найти из решения задачи о поле, создаваемом в волноводе заданным током со следующим пространственно-временным распределением

$$\vec{j} = \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{Re} \left[j_{n\omega_c, n h_c} \vec{x}_0 \exp(i n \hat{\theta}) \delta(r - r_0) \right],$$

где $j_{n\omega_c, n h_c} = I_0 \rho_n / 2\pi r_0$, I_0 - полный ток пучка. С учетом граничных условий для электрических и магнитных компонент поля на пучке и стенках волновода

$$E_{z, \varphi} |_{r=r_0} = 0, \quad \left\{ E_r \right\} |_{r=r_0} = 0, \quad \left\{ H_{\varphi} \right\} |_{r=r_0} = \frac{4\pi}{c} j_z$$

для продольной составляющей электрического поля в месте нахождения пучка получим *)

$$E_{z0} = \sum_{n=1}^{\infty} \operatorname{Re} \left[4\pi i j_{n\omega_c, n h_c} \exp(i n \hat{\theta}) \frac{D_n}{n \omega_c r_0} \right]. \quad (2.32)$$

Здесь D_n - коэффициенты депрессии сил пространственного заряда:

*) Это выражение при $n=1$ может быть также получено с помощью преобразований Лоренца из соотношения (7.10) монографии [39], если допустить, что последнее записано в сопровождающей системе отсчета, где собственное поле сгруппированного электронного пучка является чисто электростатическим.

$$D_n = (\alpha_{cn} \gamma_0)^2 \frac{I_{n, m_c}(\alpha_{cn} \gamma_0)}{I_{n, m_c}(\alpha_{cn} \gamma_w)} \left[K_{n, m_c}(\alpha_{cn} \gamma_0) I_{n, m_c}(\alpha_{cn} \gamma_w) - K_{n, m_c}(\alpha_{cn} \gamma_w) I_{n, m_c}(\alpha_{cn} \gamma_0) \right], \quad (2.33)$$

где I_{n, m_c} , K_{n, m_c} - модифицированные функции Бесселя и Ганкеля, $\alpha_{cn} = n \sqrt{h_c^2 - \omega_c^2} / c = n \gamma_0^{-1} h_c$, γ_w - радиус волновода.

В режиме большого преобразования частоты $\omega_s \sim \gamma_0^2 \omega_c$, как в лабораторной, так и в сопровождающей системах отсчета длина комбинационной волны и продольный размер формируемого ею электронного сгустка существенно меньше радиуса волновода: $\gamma_0^{-1} h_c \gamma_w \gg 1$. Поэтому, если пучок движется достаточно близко от стенок волновода $|\gamma_w - \gamma_0| \ll \gamma_w$, его собственное поле можно считать совпадающим с полем ленточного пучка, расположенного на расстоянии $l = \gamma_w - \gamma_0$ от параллельной ему металлической плоскости, и для практических расчетов можно пользоваться формулой

$$D_n \approx \frac{1}{2} \alpha_{cn} \gamma_0 [1 - \exp(-\alpha_{cn} l)],$$

которая получается из выражения (2.33) с помощью асимптотических разложений функции Бесселя при больших значениях аргументов $\alpha_{cn} \gamma_w$, $\alpha_{cn} \gamma_0 \gg 1$.

Следует отметить, что приближение бесконечно тонкого электронного пучка справедливо, пока его толщина Δ_g мала в масштабе длины комбинационной волны в сопровождающей системе отсчета:

$$\gamma_0^{-1} h_c \Delta_g \ll 1. \quad (2.34)$$

Если выполнено условие противоположное (2.34), то пучок можно считать бесконечно широким, а его собственное поле - имеющим только продольную электрическую составляющую; при этом $D_n \approx D_1 = \gamma_0 / \Delta_g$. Вместе с тем при ультрарелятивистских значениях энергии электронов ($\gamma_0 \gg 1$) и квази-продольном распространении сигнальной волны ($\omega_{sp3} \ll \gamma_0^{-1}$) поперечным расстройением электронного пучка при рассмотрении взаимодействия с электромагнитными полями можно пренебречь, т.е. считать, что одновременно выполнены следующие условия:

$$h_c \Delta_B \gamma_0^{-1} = e_s \Delta_B \varphi_{\text{пр}}^{-1} \gamma_0^{-1} \gg 1, \text{ но } e_{s,i} \Delta_B \ll 1.$$

Собственное поле пучка $E_{\text{рп}}$, как и комбинационная волна, синхронно с электронами. Учитывая воздействие этого поля на движение отдельных частиц, представим уравнение для энергии электрона в виде

$$\frac{dW}{dz} = \text{Im} \left(\alpha_s \alpha_i^* \hat{U} e^{i\hat{\theta}} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2e|I_0|}{m c \gamma_0^2 \omega_c^2} \frac{D_n P_n e^{in\hat{\theta}}}{n} \right), \quad (2.35)$$

уравнение для фазы $\hat{\theta}$ не меняет своей формы и совпадает с (2.25), знак \wedge над θ и \hat{U} далее опускаем.

3. Уравнения возбуждения. Законы сохранения

В генераторе с высокодобротным резонатором на сигнальную волну в режиме одночастотной генерации ^{*)} структуру поля электромагнитного колебания, возбуждаемого электронным пучком, можно считать заданной и совпадающей со структурой одной из мод "холодного" резонатора. Предположим для определенности, что резонатор образован отрезком цилиндрического волновода с отражателями на концах ^{**)}. Поле в таком резонаторе может быть представлено в виде суммы двух бегущих навстречу волн:

^{*)} При умеренных превышениях тока пучка над пороговым значением такой режим автоколебаний устанавливается в результате нелинейной конкуренции, даже если на начальном этапе генерации условия самовозбуждения выполнены для большого числа мод [40, 41].

^{**)} В качестве таких отражателей могут служить участки волноводов, боковые стенки которых имеют неглубокую гофрировку с периодом равным половине длины сигнальной волны [15, 16]. Для скаггенов дополнительным аргументом в пользу использования подобных отражателей является их прозрачность для волны накачки.

$$\bar{A}_s = \operatorname{Re} \left[C_s(t) \bar{A}_s(\vec{r}_1) (e^{-i h_s x} + e^{i h_s x}) e^{i \omega_s t} \right].$$

В процессе рассеяния участвует только популяция с пучком волн, встречная волна осуществляет обратную связь. Амплитуда поля C_s , вообще говоря, есть медленная функция времени t . Уравнение для нее может быть получено с учетом соотношений (2.9), (2.30) из уравнений возбуждения резонаторов [37] (см. подробнее [26])

$$\frac{d\alpha_s}{dt} + \frac{\omega_s \alpha_s}{2Q_s} = i \omega_s M_s^R G \int_0^{z_k} \rho_i dZ, \quad (2.36)$$

где Q_s - добротность резонатора, $M_s^R = (v_{gr,s} / 2L\omega_s) M_s$, $v_{gr,s} = \frac{h}{\kappa}$ - групповая скорость сигнальной волны.

Уравнение для амплитуды волны накачки в скаггронах следует из уравнений возбуждения волноводов:

$$\frac{d\alpha_i}{dZ} = -i M_i G \rho_i^* \alpha_i, \quad \alpha_i \Big|_{Z=z_k} = \alpha_{i0},$$

где $M_{s,i} = e |I_0| / 2 \omega_c m c^2 \gamma_0 h_{s,i} N_{s,i}^{m,\rho} \gamma_{gr}^2$; (2.37)

$$N_{s,i}^{m,\rho} = \begin{cases} \left(1 - \frac{m^2}{v_p^2}\right) J_m^2(v_p) & \text{для H-волн,} \\ J_m^2(\tilde{v}_p) & \text{для E-волн} \end{cases} \quad (2.38)$$

нормы волн (первый индекс указывает число азимутальных вариаций поля, второй - число радиальных вариаций); v_p и \tilde{v}_p - корни уравнений $J'_m(x) = 0$ и $J_m(x) = 0$ соответственно.

Уравнения возбуждения (2.36), (2.37) совместно с уравнениями движения электронов (2.25), (2.35), которые удобно представить в виде одного уравнения второго порядка

$$\frac{d^2 \theta}{dZ^2} = J_m \left[\mu \alpha_s \alpha_i^* G e^{i\theta} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2e |I_0|}{m c \gamma_0^3 \gamma_B^2 \omega_c^2} \frac{D_n \rho_n e^{in\theta}}{\kappa} \right] \quad (2.39)$$

образуют самосогласованную систему уравнений, описывающую рассеяние произвольной пары мод на трубчатом электронном пучке. С точностью до постоянных коэффициентов эта система совпадает с уравнениями [31], описывающими рассеяние плоских ТЕМ-волн на безграничном электронном пучке.

Из уравнений (2.36), (2.37) следует закон сохранения суммарного числа квантов волн сигнала и накачки в процессе рассеяния (соотношение Мэнли - Роу):

$$\frac{1}{\omega_s} \left(\frac{dW_s}{dt} + \rho_s^{изл} \right) = \frac{1}{\omega_i} \left(\rho_i \Big|_{z=L} - \rho_i \Big|_{z=0} \right), \quad (2.40)$$

а совместно с уравнениями движения (2.39) - закон сохранения энергии

$$\frac{dW_s}{dt} + \rho_s^{изл} = \rho_e + \left(\rho_i \Big|_{z=L} - \rho_i \Big|_{z=0} \right). \quad (2.41)$$

Здесь $W_s = k_s^2 |C_s|^2 N_s^{m,p} L S / 4\pi$ - энергия поля сигнальной волны, запасенная в резонаторе; $\rho_s^{изл} = \omega_s W_s / Q_s$ - мощность, излучаемая из резонатора. $\rho_i = c h_i k_i |C_i|^2 N_i^{m,p} S / 8\pi$ - мощность, переносимая волной накачки, $\rho_e = \frac{|I_0|^2}{e} m c^2 (\gamma_0 - 1) \eta$ - активная составляющая мощности, вносимой электронным пучком в резонатор; $S = \pi r_w^2$ - площадь поперечного сечения резонатора.

Отметим, что если энергия кванта сигнала существенно превосходит энергию кванта накачки ($\hbar\omega_s \gg \hbar\omega_i$), то в соответствии с законом сохранения числа квантов мощность сигнальной волны, излучаемая из резонатора, значительно больше расходуемой мощности накачки. По этой причине в уравнении баланса мощностей (2.41) членом, обусловленным изменением мощности накачки, можно пренебречь. В результате в стационарном режиме генерации ($\frac{dW_s}{dt} = 0$) уравнение баланса приобретает вид

$$\rho_s^{изл} = \rho_e \quad (2.42)$$

Если из решения уравнений движения электронов известен КПД (2.28), то с помощью уравнения баланса (2.42) можно определить амплитуду сигнальной волны и ток пучка, не-

обходимый для реализации этой амплитуды. Очевидно, что уравнение баланса в форме (2.42) справедливо при любом типе резонансов электронов с электромагнитными волнами, поэтому в разд. III и IV будем пользоваться этим уравнением, не прибегая к записи уравнений возбуждения.

4. Стартовые условия

В случае малой амплитуды комбинационной волны, когда движение электронов в поле этой волны может быть описано линейным приближением $\theta = \theta_0 - \delta Z + \psi'$, где $|\psi'| \ll 1$, представляя первую гармонику плотности заряда пучка в виде

$$\rho_1 = e^{i\delta Z} \tilde{\rho}, \quad \tilde{\rho} = -\frac{i}{4\pi} \int_0^{2\pi} \psi' e^{-i\theta_0} d\theta_0,$$

из уравнений движения (2.39) получим в явном виде уравнение для амплитуды этой гармоники

$$\frac{d^2 \tilde{\rho}}{dZ^2} + \frac{\hat{\omega}_{B||}^2}{\omega_c^2} \tilde{\rho} = -\mu \alpha_s \alpha_l^* G e^{-i\delta Z}, \quad (2.43)$$

где $\hat{\omega}_{B||} = \left(\frac{2e |I_0| D_1}{mc \gamma_0^3 v^2 \epsilon_3} \right)^{1/2}$ — редуцированная продольная плазменная частота. Это уравнение совместно с (2.36), (2.37) образует систему уравнений модифицированного распада [31, 25].

В приближении заданной накачки $\alpha_l = \text{const}$ интегрируя уравнение (2.43) и подставляя его решение в правую часть (2.36), получим [42, 25]

$$\frac{d\alpha_s}{dt} + \frac{\omega_s}{2Q_s} \alpha_s = i\omega_s \mu M_s^R |G|^2 |\alpha_l|^2 Z_K^3 (\chi' - \chi'') \alpha_s \quad (2.44)$$

Здесь

$$\chi' = \frac{1}{\psi^2 - \psi_B^2} - \frac{\sin(\psi - \psi_B)}{2\psi_B(\psi - \psi_B)^2} + \frac{\sin(\psi + \psi_B)}{2\psi_B(\psi + \psi_B)^2}, \quad (a)$$

$$\chi'' = \frac{1 - \cos(\psi - \psi_B)}{2\psi_B(\psi - \psi_B)} - \frac{1 - \cos(\psi + \psi_B)}{2\psi_B(\psi + \psi_B)} \quad (2.45)$$

$$(6)$$

реактивная и активная части восприимчивости, вносимой электронным пучком в резонатор, $\psi = \delta \sum_k$ - кинематический угол пролета, $\psi_B = \frac{\hat{\omega}_{BII}}{\omega_c} Z_k$.

Представляя решение (2.44) в виде $\alpha_s \sim \exp(-i\Gamma t)$, получим следующее универсальное соотношение для инкремента нарастания колебаний в генераторах с высокодобротными резонаторами:

$$\text{Im } \Gamma = \frac{\omega_s}{2Q_s} \left(\frac{I_0}{I_{CT}} - 1 \right) \quad (2.46)$$

Стартовый ток генератора в рассматриваемом режиме перенковского синхронизма (1.1) равен

$$I_{CT} = \frac{2}{\pi} \frac{mc^3}{e} \frac{S}{L^2 Q_s \mu |G|^2 |\alpha_{i0}|^2 \chi'(\psi, \psi_B)} \cdot \gamma_0^5 N_s^{m,p} \quad (2.47)$$

Для расчетов стартовых токов скаттронов удобно выразить приведенную амплитуду волны накачки через полную мощность P_{i0} , переносимую этой волной, и представить стартовое условие в виде [16]

$$\frac{I_{CT} P_{i0}}{I^* P^*} = \frac{\gamma_0^5 \lambda_s^2}{4\pi^2 Q_s L^2 \bar{G} \chi'}$$

где $I^* = mc^3/e = 17 \text{ кА}$; $P^* = m^2 c^5/e^2 = 8,7 \text{ ГВт}$;

$$\lambda_s = 2\pi c/\omega_s; \quad \bar{G} = |G|^2/h_l k_L k_s^2 \approx \frac{4}{\omega} N_s^{m,p} N_i^{m,p} \quad (2.47a)$$

Электронная отстройка частоты генерации от собственной частоты одной из мод холодного резонатора, которая при записи уравнения возбуждения (2.36) выбрана в качестве несущей, равна

$$\delta\omega - \text{Re } \Gamma = \omega_s \mu M_s^R |G|^2 |\alpha_{i0}|^2 Z_k^3 \chi'(\psi, \psi_B)$$

Рассеяние на частицах и рассеяние на волнах пространственного заряда пучка. Согласно (2.45,б) активная часть восприимчивости состоит из двух слагаемых, обусловленных взаимодействием комбинационной волны с быстрой и медленной волнами пространственного заряда электронного пучка. При исчезающе малом влиянии пространственного заряда ($\psi_B \ll 1$), когда реализуется режим рассеяния на частицах (комптоновский режим рассеяния), выражение (2.45б) преобразуется к известному виду

$$\chi'' = - \frac{d}{d\psi} \frac{(1 - \cos \psi)}{\psi^2} \quad (2.48)$$

Самовозбуждение колебаний имеет место в зоне углов пролета, где $\chi'' > 0$. Этой зоне соответствует полоса частот

$$\Delta \omega_s = \omega_s^* - \omega_s \approx 2\pi v_{H0} / L (1 - v_{H0} / v_{r.p.s}),$$

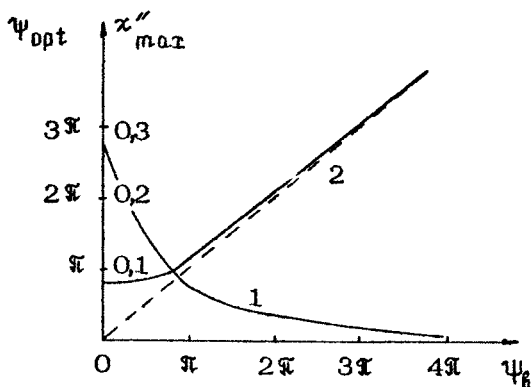
называемая полосой отрицательной реабсорбции [14]. С учетом соотношения (2.17) относительная ширина этой полосы примерно равна

$$\beta = \frac{\Delta \omega_s}{\omega_s^*} \approx \frac{1}{N(1 - v_{H0} / v_{r.p.s}) \chi_0^2} \sim \frac{1}{N} \quad (2.49)$$

С увеличением параметра пространственного заряда ψ_B максимальное значение функции χ'' падает (рис.2) и соответственно стартовый ток растет. В предельном случае очень больших значений параметра пространственного заряда $\psi_B \gg 1$ реализуется режим рассеяния на волнах пространственного заряда (рамановский режим рассеяния). В этом режиме можно разделить взаимодействие с быстрой и медленной волнами электронного пучка. Самовозбуждение генератора возможно только при синхронизме комбинационной волны ($\delta \approx \hat{\omega}_{B1} / \omega_c$) с медленной пучковой волной, обладающей отрицательным знаком энергии. В этом случае функция χ'' приближенно равна

$$\chi'' = \frac{1 - \cos(\psi - \psi_B)}{2\psi_B (\psi - \psi_B)^2} \quad (2.50)$$

и достигает максимума при $\psi = \psi_B$. Относительная ширина полосы отрицательной реабсорбции по-прежнему определяется (2.49).



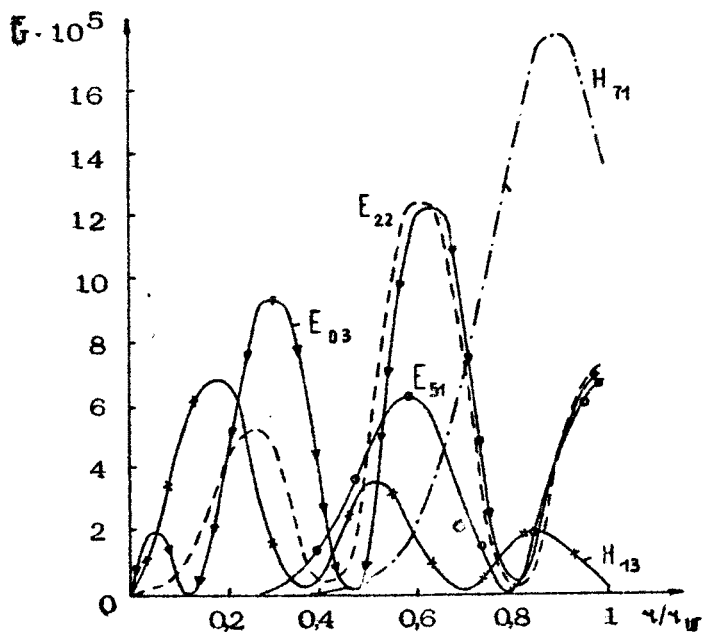
Р и с. 2. Зависимость максимального значения активной части электронной восприимчивости χ''_{\max} (1) и оптимального значения угла пролета ψ_{opt} (2) от параметра пространственного заряда ψ_0

Зависимость стартового тока от величины фокусирующего магнитного поля. Как ясно из выражений (2.26) для коэффициентов связи волн, если на невозмущенной траектории электронов достаточно сильно представлены циркулярно поляризованные компоненты полей сигнала и накачки $A_{s,i}^{(-)}$ с направлением вращения, попутным направлению вращения электрона в магнитном поле \vec{H}_0 , то, пока гирочастота $\omega_H < 2\Omega$ и $q_- > 1$, наложение магнитного поля приводит к увеличению связи волн за счет увеличения осцилляторной скорости, приобретаемой электроном в полях этих волн (см. (2.9)). Стартовый ток при этом падает. В области больших значений магнитных полей ($\omega_H > 2\Omega$, $|q_-| < 1$) стартовый ток начинает расти, поскольку при таких напряженностях магнитное поле уже подавляет поперечные осцилляции электрона. При $\omega_H \gg \Omega$ на электронном пучке могут эффективно рассеиваться только E -волны, у которых отличны от нуля продольные компоненты электрических полей.

Этот вывод относится к случаю, когда напряженность поля накачки не зависит от величины однородного магнитного поля H_0 . В то же время в убитронах переменная составляющая магнитного поля часто создается (см., например, [6, 7, 9]) периодической системой проводников, помещенных внут-

соленоида, и ее амплитуда прямо пропорциональна H_0 . В этом случае при $\omega_H \gg \Omega$ ($\Omega = h; v_H$) электронный пучок будет одинаково эффективно взаимодействовать с волнами сигнала как E-, так и H-типа. Такое взаимодействие описывается комбинационным потенциалом (2.30a), величина которого, очевидно, не зависит от напряженности H_0 . Как показано М.И.Петелиным, аналогичные результаты могут быть получены в предположении, что в бесконечно сильном магнитном поле ондулятора электроны движутся по периодически искривленным силовым линиям и могут смещаться под действием электрического поля сигнальной волны только вдоль этих линий.

Зависимость стартового тока от места инъекции электронного пучка. В волноводных резонаторах коэффициент связи волн существенным образом зависит от радиуса электронного пучка. На рис.3 представлены зависимости $\bar{G}(\tau)$ для рас-



Р и с. 3. Зависимость коэффициента связи волн \bar{G} от радиуса инъекции пучка электронного пучка для рассеяния E_{01} -волны в волны $H_{13}, H_{71}, E_{03}, E_{22}, E_{51}$ в условиях эксперимента [8]

сеяния волны E_{01} ($\lambda_i = 3$ см) в круглом волноводе ($r_{\text{ш}} = 1,5$ см) на пучке электронов с энергией 1 МэВ фокусируемым магнитным полем с напряженностью $H_0 = 4$ кЭ (ситуация, соответствующая условиям эксперимента [8]), в волны H_{13} , H_{14} , E_{03} , E_{22} , E_{51} с близкими между собой поперечными волновыми числами ($\nu = 8,42 \pm 8,77$) и, следовательно (см. (2.17)), с почти одинаковым преобразованием частоты $\omega_s/\omega_i \approx 20$. Из рисунка видно, что выбором места инжекции пучка можно обеспечить селективное возбуждение моды, обладающей максимальным коэффициентом связи с накачкой [16]. Для выполнения стартового условия (2.47) при $\bar{U} = 10^{-4}$, $\bar{U}_s = 5 \cdot 10^3$ и длине резонатора $L \approx 10\lambda_i$ необходимо иметь $I_0 \rho_{i0} \geq 10^2$ МВт·кА, что вполне достижимо при использовании в качестве источников накачки мощных релятивистских генераторов (карсиотронов, магнетронов) сантиметрового диапазона.

Влияние начального разброса энергий электронов. Выше рассматривался гидродинамический режим взаимодействия, который реализуется, когда начальный разброс энергий электронов $\delta\gamma$ пренебрежимо мал в масштабе полосы отрицательной реабсорбции, т.е. выполнено условие $\delta\gamma/\bar{\gamma} \ll N^{-1}$, где $\bar{\gamma}$ — среднее значение начальной энергии электронов. Энергетический разброс начинает оказывать заметное влияние на значения стартовых токов генераторов при $\delta\gamma/\bar{\gamma} \approx N^{-1}$, когда становится существенным различие в углах пролета для различных электронных фракций *).

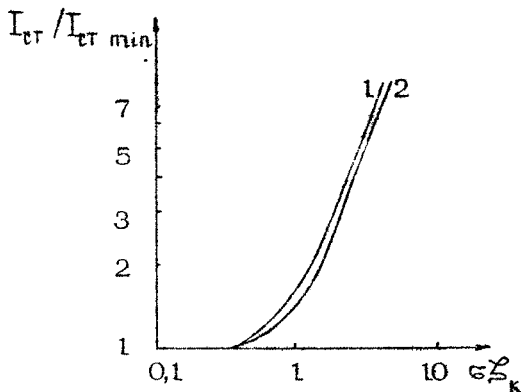
Очевидно, для учета разброса необходимо усреднить восприимчивость χ'' по всем электронным фракциям. Угол пролета для электронов с начальной энергией $\gamma = \bar{\gamma}(1 - \alpha)$ равен: $\psi = \bar{\psi} + 2Z_k \alpha$, где $\bar{\psi} = \bar{\delta} Z_k$, $\bar{\delta} = \delta(\bar{\gamma})$, $Z_k = Z_k \gamma_0^{-2} / 2 = 2\pi N$.

Соответственно восприимчивость для немоноскоростного электронного пучка определяется выражением [43]

$$\langle \chi'' \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} f(\alpha) \chi''(\bar{\psi} + 2Z_k \alpha) d\alpha, \quad (2.51)$$

*) Вообще говоря, коэффициент связи волн G также зависит от начальной энергии частиц. Однако различием коэффициентов связи можно пренебречь и положить $G = G(\bar{\gamma})$, если любая энергетическая фракция далека от циклотронных резонансов с полями сигнала и накачки.

где $f(u)$ - функция распределения электронов по начальным энергиям. Удобно аппроксимировать это распределение гауссовой функцией $f(u) = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{u^2}{\sigma^2}\right]$, где σ - параметр дисперсии ($\sigma \propto \delta\gamma/\bar{\gamma}$). С ростом параметра σ восприимчивость падает, а стартовый ток растет (рис.4).



Р и с. 4. Рост стартового тока с увеличением энергетического разброса электронов [10] 1 - $\sigma = 0,1$; 2 - $\sigma = 0,01$, $I_{ст\ min}$ - минимальное значение стартового тока, достигающееся при $\sigma = 0$, $\bar{\psi} = 0,8$ Я

В предельном случае очень больших разбросов $\sigma \gg N^{-1}$, соответствующих кинетическому режиму взаимодействия (или неоднородному уширению линии по лазерной терминологии), функция χ'' может быть заменена на δ -функцию. При этом выражение (2.51) принимает вид [43,44]

$$\langle \chi'' \rangle = \frac{\pi}{4 \sigma_k^2} \left. \frac{df}{du} \right|_{u = -\frac{\bar{\psi}}{2\sigma_k}} \quad (2.52)$$

Возбуждение колебаний в таком режиме имеет общую природу с обратным затуханием Ландау. Минимум стартового тока достигается при синхронизме комбинационной волны с энергетической фракцией, для которой производная df/du максимальна, т.е. при условии $\bar{\psi} = \sqrt{2} \sigma_k$. В этом случае максимально превышение числа электронов, отдающих энер-

гию сигнальной волне ($v_{\text{н}} > v_c$), над числом электронов, отбирающих ее у волны ($v_{\text{н}} < v_c$).

5. Механизмы насыщения

В скаттронах ограничение роста амплитуды сигнальной волны может быть вызвано двумя факторами: 1) истощением волны накачки, 2) выходом горящих энергию электронов из синхронизма с комбинационной волной (смещением образующегося в процессе группировки электронного сгустка из гормозящей фазы в ускоряющую). Убитронам присущ только второй механизм ограничения роста излучаемой волны. Рассмотрим указанные механизмы по отдельности.

Истощение накачки. Этот механизм насыщения может быть существен только при малой начальной интенсивности волны накачки и высокой плотности электронного пучка. Поэтому его действие рассмотрим для режима рассеяния на волнах пространственного заряда пучка $\eta_{\text{п}} \gg 1$. В этом случае уравнения модифицированного распада (2.36), (2.37), (2.43) с помощью замены переменных

$$\tilde{p} = -i\alpha_B \exp\left(-i \frac{\hat{\omega}_{\text{Вн}}}{\omega_c} Z\right)$$

(α_B - амплитуда медленной волны пространственного заряда) и последующего усреднения переходят в уравнения обычного трехволнового распада [25]

$$\frac{d\alpha'_s}{d\varphi} + \frac{\alpha'_s}{L\Omega_s} = \int_0^{Z'_k} \alpha'_i \alpha'_B e^{i\Delta Z'} dZ'; \quad (2.53)$$

$$\frac{d\alpha'_i}{dZ'} = \alpha'_s \alpha'_B e^{-i\Delta Z'}, \quad \frac{d\alpha'_B}{dZ'} = \alpha'_s \alpha'_i e^{-i\Delta Z'} \quad (2.54)$$

где $Z' = Z/Z_{\text{хар}}$, $\varphi = \omega_s t$, $\alpha'_{i,B} = \alpha_{i,B} / \sqrt{M_{i,B} |G|}$,

$$\alpha'_s = \alpha_s / \sqrt{M_s^R |G|},$$

$$M_B = \frac{\omega_c}{2\hat{\omega}_{\text{Вн}} \gamma_0^2}, \quad Z_{\text{хар}} = \sqrt{M_s^R M_L M_B |G|^3}, \quad \Delta = \left(\delta - \frac{\omega_{\text{Вн}}}{\omega_c}\right) Z_{\text{хар}}^{-1}$$

начальная расстройка трехволнового синхронизма. Аналогичные уравнения описывают трехволновые параметрические генераторы и в нелинейной оптике [45]. В этих генераторах все взаимодействующие волны обладают положительной энергией. Поэтому в качестве волны накачки может использоваться только волна наибольшей частоты. В скаттронах волна промежуточной частоты – медленная волна пространственно-го заряда – обладает отрицательной энергией, что обеспечивает возможность низкочастотной накачки.

В генераторе с высокочастотным резонатором на сигнальную волну характерное время изменения амплитуды этой волны Q_s/ω_s существенно превосходит время пробега электронов L/v_{II} и время прохода волны накачки $L/v_{гр, i}$ по резонатору. Поэтому уравнения для амплитуд пучковой волны и волны накачки можно проинтегрировать, считая амплитуду сигнала фиксированной. С учетом граничных условий

$$\alpha'_i \Big|_{Z'=Z'_k} = \alpha'_{i0}, \quad \alpha'_s \Big|_{Z'=0} = 0 \quad \text{имеем [25]}$$

$$\alpha'_i = \alpha'_{i0} \frac{\exp[\Lambda(Z'_k - Z)/2] (i\Delta \sin \Lambda Z' + 2\Lambda \cos \Lambda Z')}{i\Delta \sin \Lambda Z'_k + 2\Lambda \cos \Lambda Z'_k}, \quad (2.55)$$

$$\alpha'_s = \alpha'_{s0} \frac{2 \sin \Lambda Z' \exp[-(i\Delta/2)(Z'_k + Z')]}{i\Delta \sin \Lambda Z'_k - 2\Lambda \cos \Lambda Z'_k},$$

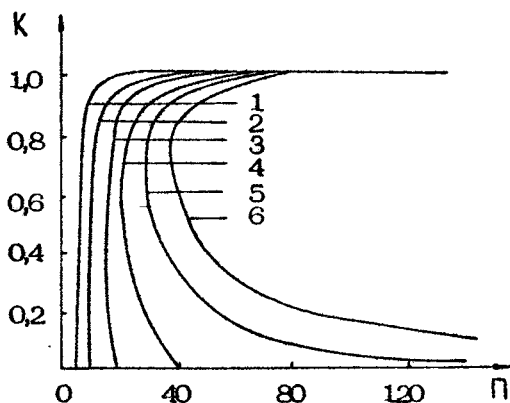
где $\Lambda = \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} - |\alpha'_{s0}|^2}$. Подставляя (2.55) в правую часть (2.53), для амплитуды сигнальной волны в стационарном режиме генерации получим

$$\frac{\sin \Lambda Z'_k}{\Delta^2 Z'^2_k - 4|\alpha'_{s0}|^2 Z'^2_k \cos^2 \Lambda Z'_k} = \Pi, \quad (2.56)$$

где $\Pi = 4|\alpha'_{i0}|^2 Z'^2_k Q_s$. С помощью (2.56), (2.40) нетрудно найти коэффициент использования накачки (квантовый выход), характеризующий число квантов накачки, преобразованных в кванты сигнала

$$K = 1 - \frac{|\alpha'_i|^2 \Big|_{z'=0}}{|\alpha'_i|^2 \Big|_{z'=z'_k}} = \frac{|\alpha'_s|^2_{\text{изл}}}{|\alpha'_i|^2}$$

где $|\alpha'_s|^2_{\text{изл}} = |\alpha'_s|^2 / Q_s$ - квадрат амплитуды волны, излучаемой из резонатора. Графики зависимости $K(\Pi)$ при различных значениях параметра расстройки трехволнового синхронизма $\Delta z'_k$ приведены на рис.5. Очевидно, с ростом параметра Π , т.е. с увеличением превышения над порогом, коэффициент использования накачки асимптотически стремится к единице.



Р и с. 5. Зависимость коэффициента истощения накачки от параметра Π , характеризующего превышение тока пучка над порогом генерации при различных значениях расстройки трехволнового синхронизма $\Delta z'_k$: 1 - 0, 2 - π , 3 - $5\pi/4$, 4 - $3\pi/2$, 5 - $7\pi/4$, 6 - 2π

Смещение электронных сгустков в ускоряющую фазу комбинационной волны. Предполагая теперь накачку фиксированной, рассмотрим второй механизм насыщения, связанный с нелинейными эффектами, возникающими при движении электронов в комбинационной волне. В этом случае для определения амплитуды сигнальной волны, в стационарном режиме генера-

ции можно использовать уравнение баланса (2.50), а электронный КПД находить из решения на ЭВМ уравнений движения электронов (2.39) в заданном поле. Для уменьшения числа независимых параметров введем $\hat{z} = z/z_{\text{хар}}$, $\hat{\delta} = \delta z_{\text{хар}}$,

$$Q = \frac{\hat{\omega} \beta_{\text{нл}}}{\omega_c} z_{\text{хар}}^2, \text{ где}$$

$$z_{\text{хар}} = 1 / \sqrt{|\alpha_s \alpha_i^* \Gamma \mu|}, \quad (2.57)$$

и, кроме того, положим $D_n = D_1$. В результате уравнения движения примут вид

$$\frac{d^2 \theta}{d \hat{z}^2} = \text{Im} \left(e^{i \theta} + Q \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\rho_n}{n} e^{i n \theta} \right). \quad (2.58)$$

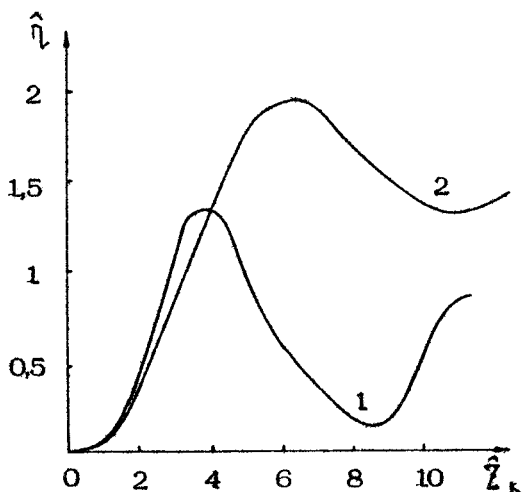
КПД в новых переменных равен

$$\eta = \sqrt{\frac{|\alpha_s \alpha_i^* \Gamma|}{\mu}} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\left. \frac{d\theta}{d\hat{z}} \right|_{\hat{z}=\hat{z}_k} + \hat{\delta} \right) d\theta_0 \quad (2.59)$$

На рис.6 приведены зависимости нормализованного КПД $\hat{\eta}$ от длины \hat{z}_k при различных значениях параметра пространственного заряда Q (величина расстройки $\hat{\delta}$ выбрана близкой к оптимальному для данного Q значению). Интересно отметить, что при $Q = 1$ максимальный уровень КПД выше, чем при $Q = 0$. Это объясняется тем, что кулоновское расталкивание, препятствуя перегруживке электронов, приводит к увеличению времени жизни электронного сгустка в тормозящей фазе поля волны и более глубокому его торможению. При дальнейшем росте параметра пространственного заряда КПД начинает снижаться. Подобная зависимость КПД от параметра пространственного заряда хорошо известна для слабoreлятивистских ЛОВ типа "O" [46].

Как видно из (2.57), (2.59), увеличение коэффициента связи волн Γ , вызванное влиянием продольного магнитного поля, при фиксированной амплитуде волн должно приводить к увеличению КПД, если одновременно уменьшается длина генератора, так чтобы его приведенная длина \hat{z}_k оставалась неизменной. В результате соотношение между максимальным значением КПД и шириной полосы отрицательной реабсорбции $B \sim N^{-1}$ оказывается независящим от величины продольного магнитного поля: $\eta = 0,5 / N \ll 1$ (ср. с (2.18), значение кон-

станты взяты из численных расчетов при $q_+ = 0$). При постоянной длине генератора наложение магнитного поля при неизменном КПД ведет к снижению оптимальных напряженностей волн сигнала и накачки. Этот эффект тем заметнее, чем ближе значение гирочастоты ω_H к резонансному значению Ω . Однако случай циклотронного резонанса, когда величина $q_+ \rightarrow \infty$, выходит за рамки применимости усредненных уравнений (2.10) и требует специального рассмотрения, которое проведено в разд. III.



Р и с. 6. Зависимость приведенного электронного КПД $\hat{\eta}$ от длины пространства взаимодействия \hat{Z}_k при различных значениях параметра пространственного заряда: 1 - $q_+ = 0$, $\deltâ = 1,3$; 2 - $q_+ = 1$, $\deltâ = 1,45$

6. Методы повышения электронного КПД

Как и в обычных ЛВВ типа "О", увеличение эффективности убитронов и скаттронов может быть достигнуто использованием систем с переменными по длине фазовой скоростью синхронной волны и коэффициентом связи электронов с этой

волной ^{*}). Рассмотрим эти возможности в кинематическом приближении, пренебрегая кулоновским расталкиванием частиц ($\psi_g \ll 1$).

Генераторы с переменной фазовой скоростью комбинационной волны. Поскольку ограничение электронного КПД обусловлено выходом теряющих энергию электронов из синхронизма с волной, естественно предположить, что для поддержания синхронизма и увеличения КПД следует или уменьшать фазовую скорость волны, или ускорять электроны за счет наложения дополнительного электростатического поля ^{**}). Подобные рецепты можно найти уже в монографии Пирса [48]. Значительно сложнее обстоит дело с выбором оптимального закона изменения фазовой скорости. В теории ЛБВ было предложено большое число вариантов такой оптимизации: изохронная ЛБВ [49,50], изофазная ЛБВ [51], ЛБВ со скачком фазы волны [51]. Во всех этих работах закон изменения фазовой скорости волны подбирался, по существу, из соображений обеспечения наилучших условий торможения для некоторых идеализированных долгоживущих электронных сгустков, на которые в нелинейном режиме разбивается электронный пучок. В действительности же образующиеся в процессе группировки электронные сгустки живут относительно короткое время, после которого они распадаются, возникает перегруппировка электронов, образуются новые сгустки и т.д. Из этой причины указанные выше методы позволили повысить КПД лишь в несколько раз по сравнению со случаем однородной ЛБВ.

Принципиально иной метод повышения КПД ЛБВ был предложен в работе [52]. Идея этого метода заимствована из ускорительной техники и состоит в том, что необходимо за-

^{*}) Напомним, что здесь рассматриваются режимы с большим преобразованием частоты (режимы лазера на свободных электронах). В случае же, когда частоты волн накачки и сигнала соизмеримы, высокий КПД ($\eta \approx 20\%$) может быть получен и при постоянных по длине амплитудах и фазовых скоростях волн [31,47].

^{**}) С теоретического аспекта эти методы равноценны, поскольку при $v_e \neq \text{const}$ в системе отсчета, движущейся со скоростью равной фазовой скорости волны, возникает сила инерции, эквивалентная внешнему электрическому полю.

хватить некоторую часть электронов пучка электромагнитной волной достаточно большой амплитуды, а затем постепенно уменьшать ее фазовую скорость. При этом электроны будут замедляться вместе с волной. Из сравнения с механическим аналогом, в качестве которого может служить ансамбль шариков, колеблющихся в неравномерно движущейся потенциальной яме конечной глубины, очевидно, что единственным ограничением на закон изменения фазовой скорости является его плавность (при резком торможении большая часть частиц выплеснется из ямы). Группировка электронов в традиционном для приборов типа "О" понимании здесь, по существу, отсутствует. Есть облако частиц, совершающих колебания в потенциальной яме, образованной электромагнитной волной, и периодически смещающихся из ускоряющей фазы этой волны в тормозящую и наоборот. При постоянной фазовой скорости волны устойчивое состояние равновесия, около которого колеблются электроны, находится на границе между ускоряющей и тормозящей фазой, поэтому каждый электрон будет находиться в той и другой фазе одинаковое время и энергообмен пучка с волной в среднем будет равен нулю. Однако, если волна начинает замедляться, то состояние равновесия смещается в тормозящую фазу и электроны будут находиться в этой фазе несколько дольше, чем в ускоряющей, в результате энерговклад электронов в захватившую их волну станет положительным [52]. За большое число колебаний *) электроны могут передать волне значительную долю всей энергии.

В настоящее время описанный выше метод увеличения КПД широко исследуется применительно к убитронам и скатронам (см. [53-55]). Ограничение КПД, достижимого этим методом, обусловлено двумя факторами: 1) не все электроны первоначально стационарного электронного пучка захватываются комбинационной волной в режим синхронного торможения, энергообмен же незахваченных частиц с волной пренебрежимо мал; 2) у захваченных волной электронов в процессе торможения увеличивается амплитуда осцилляций в потенциальной яме, поэтому рано или поздно они выходят из режима захвата и перестают синхронно взаимодействовать с вол-

*) Оптические длины изохронных и изофазных ЛБВ, как и длина однородной ЛБВ (см. соотношение (2.57)), соответствовали примерно одному или нескольким периодам подобных колебаний.

доп. Эффект роста амплитуды осцилляций становится понятен, если учесть, что уменьшение фазовой скорости комбинационной волны достигается увеличением h_c при этом стенки ямы, между которыми осциллирует электрон, медленно сближаются (термодинамическим аналогом этого эффекта является нагрев газа при сдвливании поршнем).

Для описания механизмов ограничения КПД воспользуемся методами анализа, развитыми в теории линейных ускорителей [56]. Будем по-прежнему считать, что амплитуда волны

мала $a_{s,i} \equiv \frac{e C_{s,i}}{2 m c^2} \ll 1$, однако энергия частиц благодаря подстройке фазовой скорости комбинационной волны (эта подстройка может осуществляться, например, изменением периода ондулятора) меняется на величину, сравнимую с исходным значением. В таких предположениях усредненные уравнения движения могут быть приведены к виду (ср. с (2.24)-(2.25))

$$\frac{d\gamma}{dz} = - \frac{|a_s a_i^* G|}{\gamma} \sin \theta, \quad \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{\beta_{||}} - \frac{1}{\beta_c}, \quad (2.60)$$

где
$$\theta = \omega_c t - \left(h_s z + \int_0^z h_i dz' \right) + m_e \varphi,$$

$$\beta_c = v_c / c, \quad \beta_{||} = 1 - \gamma^{-2}/2$$

Допустим, что фазовая скорость комбинационной волны меняется таким образом, что для одного электрона (будем называть его резонансным, индекс r) условие синхронизма $\beta_{||} = \beta_c(z)$ выполнено тождественно на всей длине пространства взаимодействия. Фаза такого электрона относительно комбинационной волны постоянна $d\theta_r/dz = 0$, а изменение энергии описывается уравнением

$$\frac{d\gamma_r}{dz} = - \frac{|a_s a_i^* G|}{\gamma_r} \sin \theta_r. \quad (2.61)$$

Решение этого уравнения при $a_{s,i} = \omega_{s,i} z$ дается выражением

$$\gamma_r^2 = \gamma_0^2 - 2 |a_s a_i^* G| z \sin \theta_r \quad (2.62)$$

Другие электроны, фазы которых отличны от θ_r , будут совершать колебания относительно положения синхронного элек-

трона. Вычитая (2.60) из (2.61), получим уравнение для отклонения ($u = \gamma - \gamma_r$) энергии электронов от резонансного значения

$$\frac{du}{dZ} = - \frac{|a_s a_i^* G|}{\gamma_r} (\sin \theta - \sin \theta_r). \quad (2.63)$$

Это отклонение при выполнении условия (2.8) мало (ср. с (2.59))

$$\frac{|u|}{\gamma_r} \sim \sqrt{|a_s a_i^* G|} \ll 1, \quad (2.64)$$

что позволяет, используя разложение $\beta_{||} = \beta_c + u/\gamma_r^3$, представить уравнение для фазы нерезонансного электрона в виде

$$\frac{d\theta}{dZ} = \frac{u}{\gamma_r^3}. \quad (2.65)$$

Объединяя (2.63) и (2.65), приходим к известному уравнению так называемых синхротронных колебаний [56]

$$\frac{d}{dZ} \left(\gamma_r^3 \frac{d\theta}{dZ} \right) = - \frac{|a_s a_i^* G|}{\gamma_r} (\sin \theta - \sin \theta_r). \quad (2.66)$$

Это уравнение полезно записать в каноническом виде

$$\frac{d\theta}{dZ} = \frac{\partial H}{\partial u}, \quad \frac{du}{dZ} = - \frac{\partial H}{\partial \theta}, \quad (2.67)$$

выбрав в качестве канонически сопряженных переменных θ и $u = M \frac{d\theta}{dZ}$, где $M = \gamma_r^3$ — эффективная масса осциллятора. Гамильтониан системы (2.67) равен

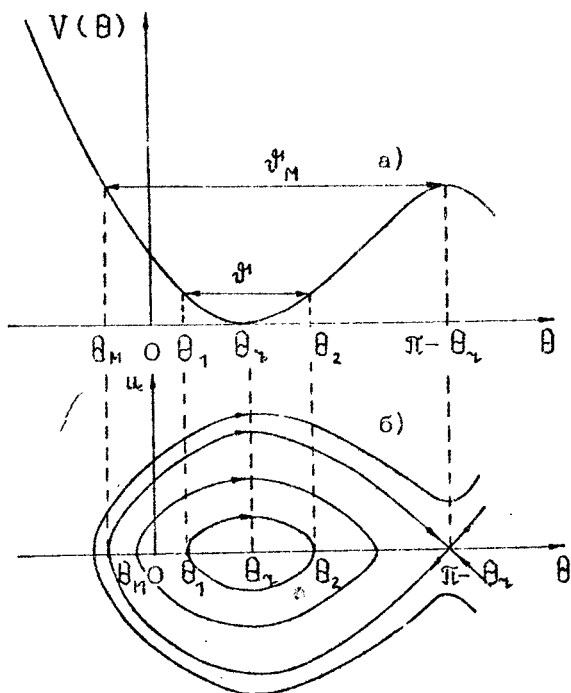
$$H(\theta, u, Z) = \frac{u^2}{2M} + KV(\theta),$$

$$V(\theta) = -\cos \theta + (\theta_r - \theta) \sin \theta_r + \cos \theta_r, \quad (2.68)$$

где $K = |a_s a_i^* G| / \gamma_r$ — эффективный коэффициент упругости. Первое слагаемое гамильтониана является аналогом кинетической, а второе — потенциальной энергии (рис.7).

Вопрос о захвате частиц в режим синхронного торможения можно решить в консервативном приближении, полагая $\partial H / \partial Z = 0$. В этом случае гамильтониан есть интеграл движения $H = \text{const}$, поэтому уравнение (2.68) определяет

траектории электрона на фазовой плоскости μ, θ (рис.7). Резонансному электрону при $0 < \theta_r < \pi/2$ соответствует устойчивое состояние равновесия типа "центр". Захваченным частицам, колеблющимся в потенциальном желобе, соответствуют замкнутые траектории, охватывающие устойчивое состояние равновесия; незахваченным частицам, движение которых носит инфинитный характер, соответствуют незамкнутые траектории. Эти два типа траекторий разделены сепаратрисой, которая проходит через неустойчивое состояние равновесия типа седла: $\theta = \pi - \theta_r$. Отношение отрезка, охватываемого сепаратрисой по оси абсцисс, к π и определяет для моноскоростного электронного пучка ($\mu|_{z=0} = 0$) начальный коэффициент захвата, т.е. относительную долю частиц, попадающих в режим синхронного торможения,



Р и с. 7. Потенциальная энергия (а) и фазовая плоскость (б), определяющие движение электронов в режиме синхронного торможения

$$F_0 = \frac{\vartheta_M^*}{2\pi}, \quad (2.69)$$

где $\vartheta_M^* = \pi - \theta_{\gamma} - \theta_M$, θ_M — координата правой точки пересечения сепаратрисы с осью абсцисс, являющаяся корнем уравнения $V(\theta) = V^*$, где $V^* = V(\pi - \theta_{\gamma})$.

Зависимость коэффициента захвата от фазы резонансного электрона приведена на рис.8. Очевидно, чем ближе θ_{γ} к $\pi/2$ и чем в соответствии с (2.62) выше темп торможения частиц, тем меньше размах сепаратрисы и меньше доля захваченных частиц.

Пренебрегая при выполнении условия (2.64) энергией осцилляций в потенциальной яме, энергию захваченных частиц можно считать совпадающей с энергией, которую имеет в данный момент времени синхронный электрон. Энергию незахваченных частиц в том же приближении можно считать постоянной, соответственно электронный КПД в сечении Z , в котором относительное изменение энергии резонансного электрона достигало значения $\omega_{\gamma} = 1 - \gamma_{\gamma} / \gamma_0$, определяется соотношением

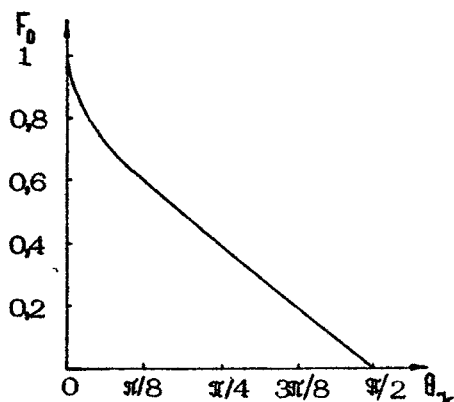
$$\eta = \omega_{\gamma} F_0. \quad (2.70)$$

Выражение (2.70) не учитывает возникающую в процессе торможения потерю части электронов из области захвата. К этому эффекту приводит увеличение амплитуды осцилляций электрона в потенциальной яме, вызванное уменьшением эффективной массы осциллятора M при уменьшении γ_{γ} . Поскольку при выполнении условия (2.8) характерное время изменения γ_{γ} существенно превосходит период $\Omega_{\text{синхр}} = \sqrt{K/M}$ осцилляций электрона в яме $\left| \frac{\Omega_{\text{синхр}}}{\gamma_{\gamma}} \frac{d\gamma_{\gamma}}{dz} \right| \ll 1$, рост амплитуды осцилляции электрона может быть описан с помощью адиабатического инварианта

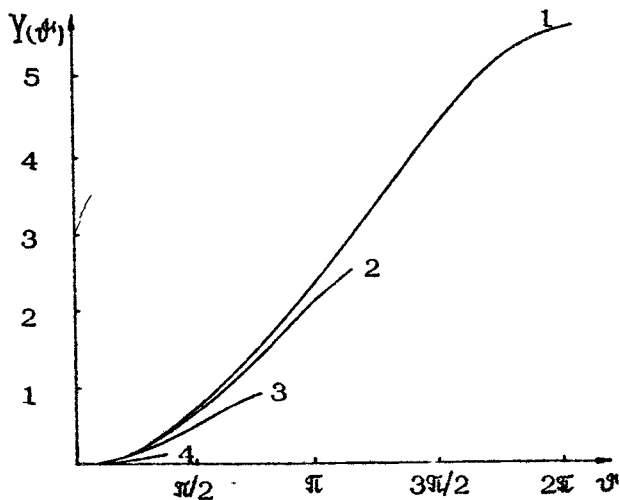
$$I = \oint u d\theta = \text{const}, \quad (2.71)$$

означающего, что площадь, охватываемая траекторией электрона на фазовой плоскости, при изменении параметра γ_{γ} сохраняется. С учетом (2.68) перепишем (2.71) в виде

$$I = 2\sqrt{2MK} Y(\vartheta^*), \quad Y(\vartheta^*) = \int_{\theta_0}^{\theta_0^*} \sqrt{c - V(\theta)} d\theta_0, \quad (2.72)$$



Р и с. 8. Начальный фактор захвата электронов в режим синхронного торможения F_0 как функция фазы резонансного электрона θ_r



Р и с. 9. Зависимость величины Y , пропорциональной площади, охватываемой траекторией электрона на фазовой плоскости u, θ , от амплитуды осцилляций φ : 1 - $\theta_r = 0$, 2 - $\theta_r = \pi/8$, 3 - $\theta_r = \pi/4$, 4 - $\theta_r = 3\pi/8$

где $\psi = \theta_2 - \theta_1$ - амплитуда осцилляций электрона по оси абсцисс. Величины $\theta_{1,2}$, определяющие крайние точки траектории электрона по этой оси, связаны с константой ζ соотношениями $\zeta = V(\theta_{1,2})$. Функция Y , найденная численным интегрированием (2.72), представлена на рис.9 для различных значений θ_{ψ} . Эта функция монотонно растет с увеличением ψ .

Если известна начальная амплитуда осцилляций электрона ψ_0^i , то амплитуду его осцилляций ψ^i , которая будет иметь место, когда энергия электрона достигнет значения χ , можно найти с помощью рис.9 и соотношения

$$\chi/\chi_0 = Y(\psi_0^i) / Y(\psi^i), \quad (2.73)$$

вытекающего из (2.71), (2.72). Электрон покинет область захвата, когда размах его осцилляций сравнится с размахом сепаратрисы: $\psi^i = \psi_M^i$. Отсюда получим следующее соотношение для конечной энергии электрона, при достижении которой он выходит из режима захвата, становится несинхронным, и дальнейшим его энергообменом с волной можно пренебречь*)

$$\chi_k/\chi_0 = Y(\psi_0^i) / Y(\psi_M^i). \quad (2.74)$$

Усредняя соотношение (2.74) по начальным амплитудам колебаний ψ_0^i , найдем полный КПД. Предположим, что в начальном сечении $Z=0$ захваченные электроны равномерно распределены по ψ_0^i в интервале: $0 < \psi_0^i < \psi_M^i$. Когда энергия резонансного электрона достигла значения χ_k , прочие электроны можно разделить на две группы: 1) электроны, оставшиеся в потенциальной яме; их начальные амплитуды колебаний лежали в интервале $0 < \psi_0^i < \psi_0^{i*}$, где величина ψ_0^{i*} , определяющая текущий фактор захвата $F = \psi_0^{i*} / 2\pi$ (см. рис.10,а), находится из соотношения

*) Этот критерий носит приближенный характер, поскольку период колебаний вблизи сепаратрисы бесконечно увеличивается и переход электрона через сепаратрису не может быть строго описан с помощью метода адиабатических инвариантов.

$$\gamma_1/\gamma_0 = Y(\psi_0^*)/Y(\psi_M); \quad (2.75)$$

2) электроны, вышедшие из режима захвата; их начальные амплитуды колебаний были в интервале $\psi_0^* < \psi_0 < \psi_M$. В результате получим следующие выражения для электронного КПД (ср. с (2.70)):

$$\eta = \omega_{\nu} F + \frac{1}{2\pi} \int_{\psi_0^*}^{\psi_M} (1 - \gamma_k/\gamma_0) d\psi_0 \quad (2.76)$$

или, принимая во внимание соотношение (2.74),

$$\eta = \omega_{\nu} F + \frac{1}{2\pi} \int_{\psi_0^*}^{\psi_M} \left(1 - \frac{Y(\psi_0^*)}{Y(\psi_M)}\right) d\psi_0. \quad (2.77)$$

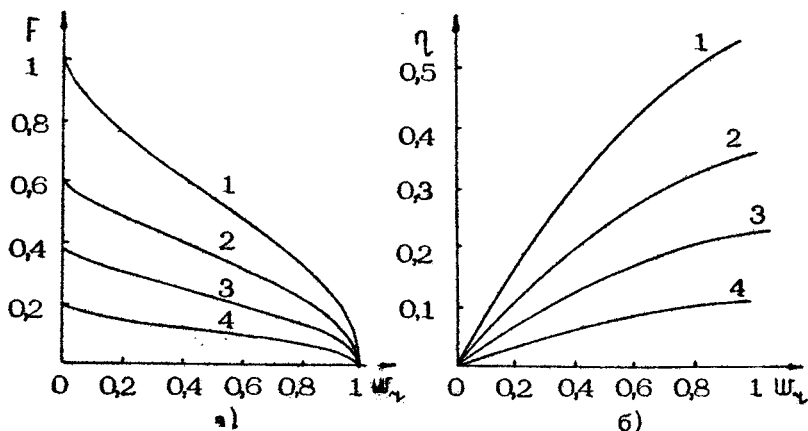
Здесь первое слагаемое соответствует энерговкладу первой, а второе – второй группы электронов. В предельном случае полной остановки резонансного электрона, когда $F(\gamma_{\nu}) \rightarrow 0$, КПД равен

$$\eta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\psi_M} \left(1 - \frac{Y(\psi_0^*)}{Y(\psi_M)}\right) d\psi_0. \quad (2.78)$$

Найденные численным интегрированием (2.77) зависимости КПД от энергии резонансного электрона при различных значениях его фаз: θ_{ν} приведены на рис. 10, б. Максимальный КПД $\eta \approx 0,5\%$ и достигается при $\theta_{\nu} \rightarrow 0^*$. Эти результа-

*) Отметим, что столь же высокий интегральный КПД ($\eta \approx 50\%$) может быть реализован и в убитроне с однородным ондулятором, когда ток пучка существенно превосходит стартовое значение $I \gg I_{\text{CT}}$ и имеет место возбуждение большого числа мод резонатора. Каждой моде соответствует своя фазовая скорость комбинационной волны, поэтому в результате квазилинейной диффузии функция распределения электронов по энергиям приобретает в выходном сечении вид плато, простирающегося до энергий $\gamma_{\text{min}} \ll \gamma_0$ [44]. При монохроматическом сигнале на этом же механизме можно достичь увеличения КПД, используя нерегулярный (многопериодический) ондулятор в убитронах или некогерентную волну накачки в скаттронах (ср. с [71]).

ты находятся в удовлетворительном соответствии с результатами [53-55] прямого решения на ЭВМ исходных уравнений движения (2.60).



Р и с. 10. Зависимость текущего фактора захвата (а) и электронного КПД (б) от относительных потерь энергии резонансного электрона Ψ_{τ} : 1 - $\theta_{\tau} = 0$, 2 - $\theta_{\tau} = \pi/8$, 3 - $\theta_{\tau} = \pi/4$, 4 - $\theta_{\tau} = 3\pi/8$

Необходимо отметить, что уровень КПД не зависит от величины амплитуды комбинационной волны и высокий КПД может быть получен при сколь угодно малой амплитуде этой волны*). Поэтому выигрыш по КПД в сравнении со случаем постоянной фазовой скорости комбинационной волны (см. соотношение (2.59)) может быть сколь угодно велик. Этот вывод справедлив, конечно, пока начальный разброс энергии частиц достаточно мал

$$\frac{\delta \gamma}{\gamma} \ll \sqrt{|a_2 a_1^*| G} \quad (2.79)$$

и не оказывает существенного влияния на число электронов, попадающих в область захвата.

*) Применительно к усилителям этот вывод означает, что высокий КПД достижим при сколь угодно малом параметре усиления Пирса (см. приложение).

Для генератора с высокочастотным резонатором на сигнальную волну изменение по длине фазовой скорости волны должно неблагоприятно сказываться на условиях самовозбуждения, поскольку в режиме малого сигнала синхронное взаимодействие пучка с волной будет иметь место только на коротком начальном участке. Аппроксимируя расстройку синхронизма линейно растущей функцией $\delta(Z) = \nu Z$, где $\nu =$

$$* |a_s a_i^* G| \chi_0^{-4} \sin \theta_\nu$$

и используя формулу (2.5) работы [35], получим следующее выражение для восприимчивости:

$$\chi'' = \frac{2\sqrt{\pi}}{\sqrt{3/2} \cdot Z_k^3} \quad (2.80)$$

Восприимчивость тем меньше, а стартовый ток (см. (2.47)) тем больше, чем быстрее меняется фазовая скорость волны. Для отношения рабочего тока (тока, при котором реализуется стационарный режим генерации) к стартовому с использованием (2.42), (2.80) имеем

$$\frac{I_{раб}}{I_{ст}} = \frac{\sqrt{\pi} |a_s a_i^* G|}{\eta (\sin \theta_\nu)^{3/2}}$$

При выполнении условия (2.8) стартовый ток значительно больше рабочего (жесткий режим самовозбуждения). Для запуска генератора при $I_{раб} < I_{ст}$ необходим внешний электромагнитный импульс на частоте сигнала. В этой связи может быть оправдано использование двухсекционных генераторов, состоящих из самовозбуждающейся секции, в которой $\nu_c = c \cos \theta$, и секции синхронного торможения с переменной фазовой скоростью комбинационной волны [15].

Отметим в заключение несомненную аналогию рассматриваемых устройств с приборами магнетронного типа, для которых, как известно [37, 40], также характерны высокие значения КПД *. И в тех, и в других электроны уже на входе в пространство взаимодействия делятся на два сорта: правильно- и неправильнофазные (захваченные и незахваченные

* В принципе возможна реализация и магнетрона на комбинационной волне, в котором роль периодической замедляющей системы будет играть поле накачки [57], электронный КПД таких ЛСЭ будет близок к 100%.

в спицы или в потенциальные ямы). В энергию электромагнитного поля преобразуется только энергия правильнофазных электронов, причем за вычетом кинетической энергии, связанной в магнетронах с вращением электронов в магнитном поле, а в ЛСЭ – с колебаниями в потенциальной яме. Эта аналогия становится еще более полной, если режим синхронного торможения реализуется при $v_c = \cos \alpha z$ наложением на систему продольного электростатического поля $E_z(z)$, когда, как и в магнетронах, в электромагнитное излучение трансформируется потенциальная энергия электронов в этом поле. Движущаяся ловушка, образованная комбинационной волной, выполняет ту же функцию, что и запирающее магнитное поле в магнетронах: она тормозит захваченные частицы и не позволяет им набрать кинетическую энергию, соответствующую приложенному потенциалу.

Секционированные генераторы клистронного типа. Определенные возможности для повышения КПД открывают генераторы клистронного типа, в которых синхронное взаимодействие электронов с комбинационной волной имеет место только в двух коротких ондуляторных секциях, разделенных относительно протяженной в масштабе длин этих секций областью свободного дрейфа [2,35]. В первой секции (индекс М) электронный пучок приобретает малую модуляцию по энергиям

$$\omega_M = |\alpha_s \alpha_i^*| \Gamma_M Z_M \sin \theta_0. \quad (2.81)$$

В пространстве дрейфа модуляция по энергиям преобразуется в модуляцию по плотности, в результате из уравнения (2.25) получаем следующее распределение фаз влета электронов в секцию торможения

$$\theta |_{z-z_{gp}} = \theta_0 + X \sin \theta_0 + \psi_{gp}, \quad (2.82)$$

где $X = |\alpha_s \alpha_i^*| \Gamma_M Z_M \int_{z_{gp}}^{z_{gp}} Z_{gp} dz$ – клистронный параметр группировки, $\psi_{gp} = \delta_{gp} Z_{gp}$. Если фазовое смещение электронов в секции торможения (индекс Т), как и в секции модуляции, пренебрежимо мало (приближение двух δ -зазоров: $\alpha_i(z) = (\alpha_i(z))_M \delta(z) + (\alpha_i(z))_T \delta(z - z_{gp})$), то для КПД клистрона из уравнения (2.24) с учетом (2.82) имеем

$$\eta = |\alpha_s \alpha_i^*| \Gamma_T Z_T \sin \psi_{gp} J_1(X). \quad (2.83)$$

В приближении малого сигнала $\alpha_s \rightarrow 0$, представляя $J_1(X) = X/2$, получим следующее выражение для так называемого линейного КПД

$$\eta_{\text{лин}} = |\alpha_s \alpha_i^* G|_T Z_T X \chi''_{\text{кл}}(\psi_{\text{др}}), \quad (2.84)$$

где $\chi''_{\text{кл}} = \frac{1}{2} \sin \psi_{\text{др}}$ — активная часть восприимчивости (ср. с (2.48)). Ширина полосы отрицательной реабсорбции, где $\chi''_{\text{кл}} > 0$, в клистронных генераторах определяется длиной пространства дрейфа

$$B \sim N_{\text{др}}^{-1}, \quad (2.85)$$

где $N_{\text{др}} \approx \gamma_0^{-2} Z_{\text{др}} / 2\pi$ — число осцилляций электрона в поле сигнальной волны в области дрейфа. Максимальная длина области дрейфа ограничена начальным разбросом энергий электронов: $N_{\text{др}} \leq (\delta\gamma/\bar{\gamma})^{-1}$. Подставляя (2.84) в уравнение баланса мощностей (2.50), получим выражение для стартового тока, совпадающее по форме с (2.47), если под $\mu |\alpha_i|^2 \times$

$$\times |G|^2 \chi'' \quad \text{понимать} \quad \mu_{\text{др}} |\alpha_i G|_M |\alpha_i G|_T \frac{Z_M Z_T}{Z_{\text{др}}^2} \chi''_{\text{кл}}.$$

Следовательно, при одной и той же напряженности поля накачки переход от однородного ондулятора с длиной $Z_{\text{к}} \approx Z_{\text{др}}$ к секционированному увеличивает стартовый ток в $Z_{\text{др}}^2 / Z_M Z_T$ раз. Этот вывод относится к случаю, когда параметр инерционной группировки в области дрейфа остается таким же, каким он был в убитроне с однородным ондулятором: $\mu_{\text{др}} = \gamma_0^{-2}$. Однако при использовании поворотных магнитов существует возможность увеличить параметр группировки приблизительно в γ_0^2 раз. При этом отношение стартовых токов убитрона к секционированным и однородным ондуляторами равно $\frac{\gamma_0^{-2}}{\mu_{\text{др}}}$ и для высокоэнергичных электронов может быть меньше единицы [2].

В режиме большого сигнала оптимальное значение параметра клистронной группировки $X = 1,84$, при этом $J_1(X) = 0,58$. Максимальный уровень КПД в соответствии с соотношением (2.83) пропорционален напряженности полей в секции торможения. Следует, однако, иметь в виду, что пренебрежение фазовым смещением электронов в выходной секции,

при котором получена формула (2.83), накладывает излишне жесткое ограничение на изменение энергии электронов: $\eta \ll \ll N_T^{-1}$, где N_T — число периодов ондулятора в секции торможения. Отказавшись от этого, по существу, чисто методического ограничения, приходим к так называемым клистронам с распределенным взаимодействием (КРВ), КПД этих генераторов по порядку величины равен

$$\eta \sim N_T^{-1} \quad (2.86)$$

При строгом подходе догруппировка электронов в секции торможения описывается уравнениями (2.24), (2.25) с граничными условиями (2.82) и $\omega|_{z=Z_{\text{хдр}}} = 0$. Используя результаты оптимизации параметров КРВ [35], получим, что максимальный КПД равен (ср. с (2.59))

$$\eta = 1,1 \sqrt{|\alpha_s \alpha_i^* G| / \mu_T} \quad (2.87)$$

и достигается при $X = 1,84$, $\psi_{\text{др}} \approx \pi/2$, $Z_T / Z_{\text{хдр}} = 1,9$, $\delta_T Z_{\text{хдр}} \approx 0,4$, где δ_T — расстройка комбинационного синхронизма в секции торможения, $Z_{\text{хдр}} = |\alpha_s \alpha_i^* G \mu_T|^{-1/2}$.

Сравнивая (2.85) с (2.86) и (2.87) (эти соотношения с учетом выражения для оптимальной длины секции торможения согласуются), приходим к выводу, что КПД КРВ может существенно превышать относительную ширину полосы отрицательной реабсорбции. Таким образом, полоса и КПД в ЛСЭ-клистро-нах оказываются развязанными: полоса определяется длиной пространства дрейфа, а КПД — максимальной достижимой напряженностью полей сигнала и накачки в секции торможения.

III. РЕЖИМ ДВОЙНОГО ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА

В условиях двойного циклотронного резонанса (1.3) как волна накачки, так и волна сигнала синхронны с электронным пучком [11, 58]. Поэтому для описания движения электронов нельзя ограничиться введением комбинационной фазы, а необходимо следить за изменением циклотронных фаз электрона $\theta_{s,i} = \omega_{s,i} t + h_{s,i} z - \int_0^t \omega_H d\tau$ относительно каждой из волн. Процедура усреднения в этом случае сводится к выделению в полях сигнала и накачки циркулярно поляризованных компонент $A_{s,i}^{(-)}$, вращающихся в ту же

сторону, что и электрон в однородном магнитном поле \vec{H}_0 . Если поперечные размеры волновода велики настолько, что отличием фазовых скоростей волн от скорости света можно пренебречь ($|1 - h_{s,i}/k_{s,i}| \ll \gamma_0^{-2}$), усредненные уравнения движения электронов в поле двух волноводных мод сводятся к уравнениям работ [11, 17], описывающих коллинеарное рассеяние циркулярно поляризованных ТЕМ-волн:

$$\frac{d\rho_+}{d\xi} = (a_s e^{i\theta_s} + a_i e^{i\theta_i}), \quad \frac{d\omega}{d\xi} = \text{Re}(2a_s \rho_+^* e^{i\theta_s}), \quad (3.1)$$

$$\frac{d\theta_s}{d\xi} = \delta_s + \omega + |\rho_+|^2, \quad \frac{d\theta_i}{d\xi} = \delta_i - \omega,$$

где $\xi = \omega_s z / 2\gamma_0^2 c$, $\rho_+ = \frac{p_x + i p_y}{mc} \exp\left(-i \int_0^t \omega_H dt\right)$ - безразмерный поперечный импульс электрона, $\delta_{s,i} = (2\gamma_0^2/\omega_s) \times (\omega_{s,i} \mp h_{s,i} v_H - \omega_{HD})$ - начальные расстройки циклотронных резонансов с волнами сигнала и накачки, $a_{s,i} = \frac{e \Gamma_{s,i}}{m c^2} A_{s,i}^{(-)}$ - безразмерные амплитуды волн.

Для стационарного электронного пучка, инжектируемого параллельно оси волновода, граничные условия к уравнениям (3.1) имеют вид

$$\rho_+ \Big|_{\xi=0} = 0, \quad \omega \Big|_{\xi=0} = 0, \quad \theta_{s,i} \Big|_{\xi=0} = \theta_{s,i}^0, \quad 0 \leq \theta_{s,i} < 2\pi, \quad (3.2)$$

а электронный КПД определяется выражением

$$\eta = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \omega(\xi_k) d\theta_s^0 d\theta_i^0, \quad (3.3)$$

где $\xi_k = \omega_s L / 2\gamma_0^2 c \approx 2\pi N_H$, $N_H = \omega_{HD} T / 2\pi$ - число оборотов электрона в магнитном поле на длине генератора. В условиях двойного резонанса (3.1) это число близко к числу колебаний, совершаемых электроном в полях сигнала и накачки: $N_H \approx N$.

Если в режиме, далеком от циклотронного резонанса, амплитуда поперечных осцилляций электрона в поле накачки постоянна по длине генератора (см. формулу (2.9)), то в рассматриваемом здесь режиме двойного резонанса она растет по длине примерно по линейному закону

$$|p_{+}| \sim \alpha_i \xi, \quad |v_{+}| \sim \frac{c}{\gamma_0} \alpha_i \xi. \quad (3.4)$$

Это приводит к постепенному уменьшению поступательной скорости электрона, в результате его фаза относительно сигнальной волны меняется как

$$\theta_s = \delta_s \xi + \alpha_i^2 \xi^3 / 3. \quad (3.5)$$

Чтобы электрон оставался в синхронизме с сигнальной волной и мог эффективно обмениваться с ней энергией, этот набег не должен существенно превышать 2π , т.е.

$$|\delta_s \xi| \leq 2\pi, \quad \alpha_i^2 \xi^3 / 3 \leq 2\pi. \quad (3.6)$$

Первое из этих условий означает, что сигнальная волна должна быть также близка к циклотронному резонансу с электронами, второе условие ограничивает максимальную величину поперечной скорости, которую может приобрести электрон в поле накачки, оставаясь в синхронизме с сигнальной волной

$$|v_{+}| \leq \sqrt{6\pi} c / \gamma_0 \sqrt{\xi_k}. \quad (3.7)$$

Этот вывод подтверждается и строгим анализом. В режиме малого сигнала $\alpha_s \rightarrow 0$, решая уравнения (3.1) методом последовательных приближений с точностью до членов порядка α_s^2 , при $\delta_i = 0$ получим следующее выражение для линейного КПД [17]:

$$\eta_{\text{лин}} = |\alpha_s|^2 \xi_k^2 \chi''(\psi, \beta). \quad (3.8)$$

Здесь

$$\chi''(\psi, \beta) = -\varphi(\psi, \beta) + \frac{\beta}{2} \frac{d^3}{d\psi^3} \varphi(\psi, \beta) - \quad (3.9)$$

активная составляющая восприимчивости, вносимой электронным пучком в резонатор (ср. с (2.48)),

$$\Phi(\psi, \beta) = \left| \int_0^1 e \tau p i \left(\psi \xi + \frac{\beta \xi^3}{3} \right) d\xi \right|^2, \quad (3.10)$$

где $\psi = \delta_s \xi_k$, $\beta = a_i^2 \xi_k^3$, $\xi = \tau / \tau_k \leq 1$.

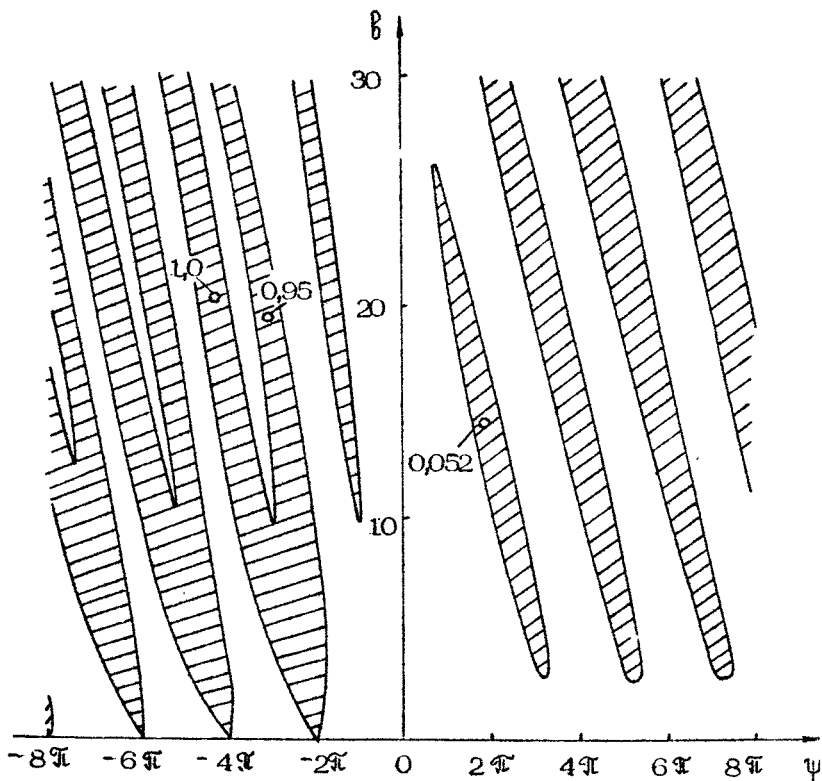
По форме выражение (3.9) аналогично выражению для электронной восприимчивости в МЦР [14]. Первый член ответствен за циклотронное поглощение сигнальной волны (это поглощение имеет место и в отсутствие накачки: $\beta = 0$), второй член является знакопеременным и обуславливает возможность индуцированного излучения. Зоны генерации на плоскости ψ, β , в которых излучение преобладает над поглощением ($\chi'' > 0$), приведены на рис. 11. Максимальное значение $\chi'' \approx 1$ достигается при $\psi = -3\pi$, $\beta \approx 20$, что примерно соответствует оценкам (3.6).

Подставляя выражение (3.8) в уравнение баланса мощностей (2.50), найдем стартовый ток генераторов в режиме двойного резонанса:

$$I_{ст} = \frac{\delta}{\pi} \frac{mc^3 S}{e L^2} \frac{\tau_0^5 \xi_k N_s^{m,p}}{Q_s J_{m_s-1}^2(\Phi_s \tau_0) \chi''(\psi, \beta)}. \quad (3.11)$$

Сравним теперь стартовые токи в режиме двойного резонанса ($\omega_H \approx \Omega$) и в режиме с малым магнитным полем ($\omega_H \ll \Omega$). В случае малой амплитуды волны накачки ($a_i \ll 1$) наложение резонансного магнитного поля приводит к увеличению в N_H раз эффективного коэффициента связи волн, пропорционального величине осцилляторной скорости приобретаемой электроном в поле накачки. В результате стартовый ток, величина которого обратно пропорциональна квадрату коэффициента связи, в режиме двойного резонанса в N_H^2 раз меньше, чем при исчезающе малом магнитном поле.

Однако, если амплитуда волны накачки может быть достаточно большой, сравнение этих режимов генерации дает противоположный результат. В режиме двойного резонанса максимальное значение осцилляторной скорости, при которой электрон остается еще в синхронизме с сигнальной волной,



Р и с. 11. Зоны генерации на плоскости параметров ψ, β при циклотронном резонансе электронов с волной накачки: $\delta_i = 0$. Цифрами указано максимальное значение активной части восприимчивости χ'' в данной зоне

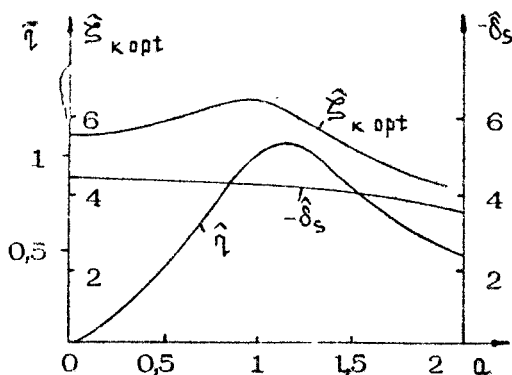
согласно (3.7) приблизительно равно $\tilde{v} \leq c/\beta_0 \sqrt{N_H}$ и достигается при амплитуде поля накачки $\alpha_i \sim N_H^{-3/2}$. В отсутствие продольного магнитного поля или при малом его значении амплитуда осцилляторной скорости постоянна по длине генератора и максимальное ее значение, совместимое с большим преобразованием частоты $|\omega_s \sim \beta_0^2 \omega_i$ - порядка $\tilde{v} \sim c/\beta_0$, что соответствует напряженности поля накачки ($\alpha_i \sim 1$) [33]. Следовательно, в режиме двойного циклотронного резонанса,

максимально допустимое значение осцилляторной скорости в $\sqrt{N_H}$ раз меньше, а минимальный стартовый ток в N_H раз больше, чем в отсутствие магнитного поля.

На электронный КПД наложение резонансного магнитного поля существенного влияния не оказывает. Для численных расчетов КПД удобно представить в виде (ср. с (2.59))

$$\eta = a^{3/2} \hat{\eta}(a, \hat{\delta}_s, \hat{\delta}_i, \hat{\Sigma}_k), \quad (3.12)$$

где $a = a_s / a_i$, $\hat{\delta}_{s,i} = \delta_{s,i} / a_i^{3/2}$, $\hat{\Sigma} = \Sigma a_i^{3/2}$. При $\hat{\delta}_i = 0$ для зоны генерации, в которой достигается максимальное значение χ'' , зависимость приведенного КПД $\hat{\eta}$ от отношения амплитуд волн a , оптимизированная по длине $\hat{\Sigma}_k$ и расстройке синхронизма с сигнальной волной $\hat{\delta}_s$, изображена на рис. 12. Как видно из рисунка, наиболее благоприятен случай, когда амплитуды волн сигнала и накачки близки между собой. При фиксированной длине генератора оптимальные напряженности этих волн примерно в $N_H^{3/2}$ раз меньше, чем в отсутствие магнитного поля. Максимальное значение КПД, как и в режимах далеких от циклотронного резонанса, обратно пропорционально числу осциллирующих электронов в пространстве взаимодействия $\eta \approx 1,05/N$, изменяется лишь коэффициент пропорциональности.



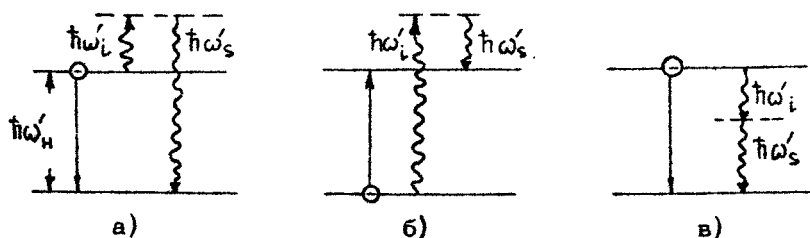
Р и с. 12. Зависимость максимального значения приведенного КПД $\hat{\eta}$, оптимальной расстройки циклотронного резонанса с сигнальной волной $\hat{\delta}_s$ и оптимальной длины генератора $\hat{\Sigma}_{k \text{ opt}}$ от отношения амплитуд волн сигнала и накачки a .

IV. РЕЖИМ ЦИКЛОТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ ЭЛЕКТРОНОВ С КОМБИНАЦИОННОЙ ВОЛНОЙ. МЦР НА КОМБИНАЦИОННОЙ ВОЛНЕ

В сопровождающей электрон системе отсчета K' условие комбинационного циклотронного резонанса (1.4) приобретает вид

$$\omega_s' - \omega_i' = n \omega_H' \quad (4.1)$$

С квантовой точки зрения это условие может быть проинтерпретировано следующим образом: в элементарном акте рассеяния происходит поглощение ($-\hbar\omega_i'$) кванта накачки, излучение кванта сигнала ($\hbar\omega_s'$) и переход электрона на более низкий ($n > 0$) (рис.13, а) или более высокий ($n < 0$) энергетический уровень (рис.13, б). (Напомним, что спектр энергии электрона в магнитном поле квантован, причем расстояние между соседними энергетическими уровнями, называемыми уровнями Ландау, примерно равно $\hbar\omega_H'$). Случай $n > 0$ реализуется, если фазовая скорость комбинационной волны превосходит поступательную скорость электронов ($v_c > v_H$), в случае же $n < 0$ фазовая скорость комбинационной волны должна быть меньше поступательной скорости частиц ($v_c < v_H$). По аналогии с одноквантовыми радиационными процессами [59] первый режим комбинационного рассеяния будем называть рассеянием в области нормального эффекта Доплера, а второй – рассеянием в области аномального эффекта Доплера.



Р и с. 13. Основные варианты вынужденного комбинационного (рамановского) рассеяния на магнитонаправляемом электронном пучке

Следует отметить, что при $n > 0$ возможен и процесс вида

$$\omega'_s + \omega'_l = n \omega'_H \quad (4.2)$$

(или $\omega_s - h_s v_H + \omega_l + h_l v_H = h \omega_H$ в лабораторной системе отсчета). В этом случае переход электрона на нижележащий уровень Ландау сопровождается одновременным испусканием двух квантов электромагнитных волн (см. рис. 13, в), одна из которых является волной накачки, а другая сигнальной волной. Очевидно, что в такой ситуации амплитуда обеих волн будет расти одновременно за счет энергии, черпаемой из электронного пучка ^{*}).

В отличие от убитронов и скаттронов, основанных на черенковском синхронизме с комбинационной волной, в убитронах и скаттронах, основанных на циклотронных синхронизмах, за группировку частиц ответственна не только продольная, но и поперечная часть усредненной высокочастотной силы. Однако в условиях циклотронных комбинационных резонансов эта сила может быть представлена в потенциальной форме (2.10), (2.11) ($\vec{F} = -\nabla \Phi$) только при $\omega_H \ll \Omega$, когда частоты волн сигнала и накачки в сопровождающей системе отсчета близки между собой [27]. Поэтому остановимся ниже на анализе резонансов (4.1), для которых указанное ограничение выполнимо.

Предполагая далее, что число оборотов электрона в магнитном поле велико ($N_H \gg 1$) и резонансы, соответствующие различным номерам гармоник n , разрешены, проведем дополнительное усреднение уравнений движения (2.10) по периоду циклотронного вращения $2\pi/\omega_H$. Заметим, что в отсутствие электромагнитных волн ($\vec{F} = 0$) движение электрона по винтовой траектории в однородном магнитном поле описывается соотношениями

$$\begin{aligned} p_x &= -p_1 \cos \vartheta^t, \quad p_y = p_1 \sin \vartheta^t, \quad p_z = p_H, \quad r = X + r_H \sin \vartheta^t, \\ y &= Y + r_H \cos \vartheta^t, \quad z = v_H t, \end{aligned} \quad (4.3)$$

^{*}) Подобный совместный рост амплитуд волн имеет место и при комбинационном синхронизме черенковского типа $\omega_s - h_s v_H + \omega_l + h_l v_H = 0$, который реализуется, если фазовая скорость попутной с пучком волны меньше поступательной скорости электронов $\omega_s/h_s < v_H$ (см. [60-63], а также приложение).

где X, Y - координаты ведущего центра электрона, $r_H = v_{\perp} / \omega_H$ - ларморовский радиус, $\vartheta = \int_0^t \omega_H dt + \alpha$. При включении электромагнитных волн ($\vec{F} \neq 0$), используя метод вариаций произвольных постоянных, приведем уравнения (2.10) к виду (ср. с [64])

$$\dot{p}_{\perp} = F_x \sin \vartheta + F_y \cos \vartheta, \quad \dot{p}_{\parallel} = F_x, \quad \dot{\rho}_{\perp} \dot{\alpha} = -F_x \cos \vartheta - F_y \sin \vartheta,$$

$$\dot{X} = -\frac{c}{eH_0} F_y, \quad (4.4)$$

$$\dot{Y} = \frac{c}{eH_0} F_x$$

Допустим, что радиус вращения электрона мал в масштабе поперечной неоднородности волн ($x_{s,\perp}, r_H \ll 1$), и ограничимся исследованием резонансов $n = \pm 1$. В этом случае можно ограничиться учетом только нулевого и первого членов разложения усредненной ВЧ-силы в ряд Тейлора в окрестности центра ларморовской орбиты

$$\vec{F}(x, y) = \vec{F}(X, Y) + \frac{\partial \vec{F}}{\partial X} r_H \cos \vartheta + \frac{\partial \vec{F}}{\partial Y} r_H \sin \vartheta \quad (4.5)$$

Подставляя (4.5) в (4.4) и производя усреднение, приведем эти уравнения к виду, совпадающему с видом уравнений, описывающих движение электронов в обычных МЦР [64, 65]:

$$\dot{p}_{\perp} = \frac{n e^2}{4 \mathcal{E}} \operatorname{Re} (i C_s C_i^* e^{i\theta} F_n),$$

$$\dot{\rho} \dot{\alpha} = \frac{e^2}{4 \mathcal{E}} \operatorname{Re} (C_s C_i^* e^{i\theta} F_n), \quad (4.6)$$

$$\mathcal{E} = v_c \dot{p}_{\parallel} = \frac{e^2}{4 \mathcal{E}} \operatorname{Re} (i \omega_c r_H C_s C_i^* e^{i\theta} F_n),$$

где $\theta = \omega_c t - h_c x - n \vartheta$, $F_n = \frac{2 \mathcal{E}}{e^2 C_s C_i^*} \left(\frac{\partial}{\partial X} + i n \frac{\partial}{\partial Y} \right) \varphi_c$. При получении (4.6), считая выполненным условие (2.21), мы пренебрегли дрейфом ведущих центров.

Наряду с интегралом (2.16) уравнения (4.6) имеют интеграл, связывающий изменение энергии и поперечного импульса электрона:

$$\rho_{\perp}^2 - \rho_{\parallel 0}^2 = 2n \frac{\pi \omega_{H0}}{\omega_c} (\delta_0 - \delta). \quad (4.7)$$

Согласно (4.7), как и в МЦР в условиях нормального эффекта Доплера ($n = 1$), когда фазовая скорость комбинационной волны превосходит поступательную скорость электрона ($v_c > v_{H0}$), торможение электрона и излучение кванта сигнальной волны сопровождается уменьшением его поперечного импульса. Напротив, в условиях аномального эффекта Доплера ($n = -1$), когда $v_c < v_{H0}$, этот процесс приводит к увеличению поперечного импульса электрона. Поэтому в первом случае для получения генерации необходимо предварительно сообщить электронам определенный запас вращательной энергии ($\rho_{\perp 0} \neq 0$)*) [66], тогда как во втором случае можно использовать прямолинейные электронные пучки — пучки невозбужденных осцилляторов ($\rho_{\perp 0} = 0$) [67].

Рассеяние в условиях нормального эффекта Доплера ($n = 1$). С учетом интегралов (2.16) и (4.7) система уравнений (4.6) может быть сведена к двум уравнениям для энергетической переменной ψ и циклотронной комбинационной фазы $\theta_c = \theta + n\gamma F_n$. В условиях нормального эффекта Доплера при $|\psi| \ll 1$ эти уравнения совпадают по форме с (2.24), (2.25), где коэффициент связи волн, расстройка синхронизма, параметр группировки определяется следующими выражениями:

$$G = \gamma_{H0} |F_{+1}|, \quad \delta = \left(\frac{1}{\beta_c} - \frac{1}{\beta_{H0}} + \frac{\omega_{H0}}{\omega_c \beta_{H0}} \right), \quad \mu = \beta_c^{-2} - 1. \quad (4.8)$$

Следует отметить, что в рассматриваемом здесь случае малых магнитных полей $\omega_H \ll \Omega$ фазовая скорость комбинационной волны v_c близка к v_{H0} и значение параметра группировки совпадает со значением $\mu = \gamma_0^{-2}$, имеющим место при черенковском синхронизме (1.1). Поэтому для КПД в этом режиме справедлива оценка (2.18), и эффективность генерации относительно мала: $\eta \sim N^{-1} \ll 1$. Точное значение КПД может быть найдено из формулы (2.59) и графика 1 на рис. 6.

*) На практике начальную вращательную энергию электроны могут приобрести при резком неадиабатическом включении поля накачки.

Аналогично релятивистским МЦР [65] высокий КПД может быть получен в режимах близких к авторезонансу, когда $v_c \approx c$ и уход электрона от синхронизма с комбинационной волной за счет уменьшения поступательной скорости почти полностью компенсируется соответствующим приращением гирочастоты ($\mu \ll \gamma_0^{-2}$). Однако, как следует из условий синхронизма (1.4), в случае встречного рассеяния фазовая скорость комбинационной волны приближается к скорости света, только когда частоты ω_n и Ω становятся сравнимы между собой, что выходит за рамки применимости усредненных уравнений (4.6). Для неколлинеарного рассеяния плоских однородных волн случай циклотронного авторезонанса электронов с комбинационной волной исследован в работе [27].

Стартовый ток определяется выражениями (2.47), (2.48), где под коэффициентом связи следует понимать величину, задаваемую (4.8). Это обстоятельство позволяет легко сопоставить стартовые токи в режимах черенковского и нормального доплеровского резонанса. Очевидно, что при малых начальных раскрутках электронов во втором режиме генерации коэффициент связи в $\gamma_{n0} \mathcal{E}_s$ раз меньше, а стартовый ток в $(\gamma_{n0} \mathcal{E}_s)^2$ раз больше, чем в первом. Поэтому экспериментальное наблюдение излучения на циклотронных комбинационных резонансах может быть затруднено из-за самовозбуждения систем на частотах, соответствующих черенковскому комбинационному синхронизму. Кроме того, значительную опасность представляет также конкуренция со стороны обычного однофотонного циклотронного излучения, поскольку стартовые токи для однофотонных процессов примерно в α_i^2 раз ниже, чем для двухфотонных.

Рассеяние в условиях аномального эффекта Доплера ($n = -1$). Если фазовая скорость комбинационной волны меньше поступательной скорости частиц, то, как уже отмечалось, для генерации может быть использован пучок электронов, не имеющих начальной вращательной энергии ($p_{10} = 0$). Уравнения движения (4.6) в этом случае при $|\omega| \ll 1$ могут быть сведены к универсальному для генераторов, основанных на аномальном эффекте Доплера, виду (ср. с [65, 68]):

$$\frac{du}{dz} = \sqrt{u} \sin \theta_c, \quad \frac{d\theta_c}{dz} = \Delta + u + \frac{1}{2\sqrt{u}} \cos \theta_c, \quad (4.9)$$

$$\text{где } u = \mu_0 \mu Z_{\text{хар}}, \quad \Sigma = Z/Z_{\text{хар}}, \quad \Delta = \delta Z_{\text{хар}}, \quad Z_{\text{хар}} = \left| \alpha_s \alpha_i \frac{c \sqrt{\mu}}{\omega_{\text{нб}} \omega_e} F_{-1} \right|^{-2/3}$$

Граничные условия для всех электронов первоначально прямолинейного электронного пучка идентичны

$$u|_{\Sigma=0} = 0, \quad \theta_e|_{\Sigma=0} = \pi/2. \quad (4.10)$$

Поэтому энергообмен с электромагнитным полем для всех частиц протекает совершенно одинаково и КПД генератора определяется энергообменом одного произвольного электрона

$$\eta = \frac{1}{\mu Z_{\text{хар}}} u(\Sigma_k). \quad (4.11)$$

С учетом фазового интеграла

$$\cos \theta_e = -\sqrt{u} (\Delta + u/2) \quad (4.12)$$

уравнения движения (4.9) легко интегрируются

$$\Sigma_k = \int_0^u \frac{du}{\sqrt{u} \sqrt{1-u(\Delta+u/2)^2}}. \quad (4.13)$$

На рис.14 приведены найденные из соотношений (4.12), (4.13) зависимости от начальной расстройки синхронизма Δ максимального уровня нормированных потерь энергии электронов $u(\Sigma_k)$ и оптимальной длины генератора $\Sigma_{k \text{ opt}}$.

Полный КПД при постоянной величине продольного магнитного поля и постоянных значениях фазовой скорости волн соответствии с (4.11), (4.13) относительно невысок:

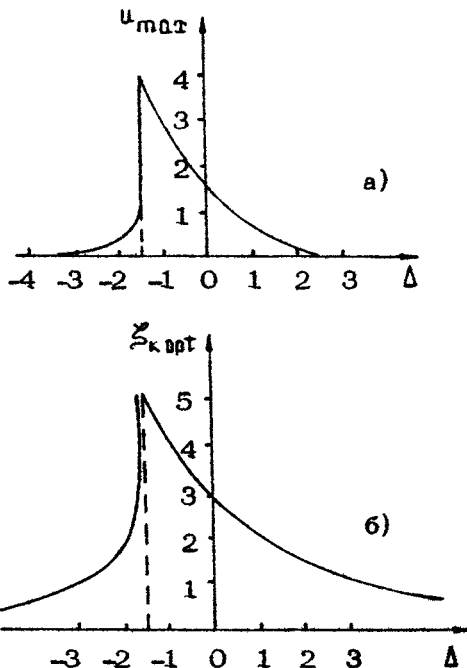
$\eta \sim N^{-1}$. Следует, однако, иметь в виду, что поскольку энергообмен электронов с электромагнитным полем не зависит от фазы влета электронов в генератор, теоретический КПД может быть сделан сколь угодно близким к 100%. Для этой цели можно варьировать величину магнитного поля H_0 или фазовые скорости волн с таким расчетом, чтобы электроны все время оставались в тормозящей фазе $\theta_e = \pi/2$. Другой метод состоит в использовании рекуперации энергии электронного пучка на коллекторе с пониженным напряжением.

В приближении малого сигнала $\alpha_s \rightarrow 0$, линеаризуя уравнения движения (4.9), получим

$$\eta_{\text{лин}} = \frac{|\alpha_s \alpha_i|^2 c^2}{2 \omega_{\text{нб}} \omega_e} |F_{-1}|^2 Z_k^2 x''(\psi), \quad (4.14)$$

где $x''(\psi) = \frac{1 - \cos \psi}{\psi^2}$, $\psi = \delta Z_k$. Подставляя (4.14) в уравнение баланса (2.42), найдем стартовый ток генератора

$$I_{ст} = \frac{m c^3}{e} \frac{S}{L \lambda_s} \frac{\gamma_0 N_s^{m.p}}{Q_s (c^2 / \omega_{H0} \omega) |F_{-1}|^2 x''(\psi)}. \quad (4.15)$$



Р и с. 14. Зависимость максимального u_{max} значения приведенного КПД (а), оптимальной длины генератора $Z_{k\ opt}$ (б) от расстройки синхронизма Δ при рассеянии в условиях аномального эффекта Доплера

Сравнение (4.15) со стартовым током (2.47) в режиме черенковского синхронизма показывает, что для аномально-доплеровского синхронизма при выполнении условия (2.21) значение стартового тока примерно в $N \omega_{H0} \psi_{\delta \omega_s} / \omega_c$ раз больше.

чем при генерации на черенковском синхронизме. Для дискриминации черенковского синхронизма необходимо использовать поля сигнала и накачки такой конфигурации, чтобы продольная составляющая усредненной ВЧ-силы в месте нахождения электронов была много меньше поперечной. Указанному требованию в приосевой области удовлетворяет поле, создаваемое периодической системой аксиально-симметричных магнитов ($\psi_i = I_0(h_i r)$) или волны накачки с азимутальным индексом $m_i = 0$ ($\psi_i = J_0(h_i r)$). Поле сигнальной волны должно быть близко по структуре к полю плоской волны ($\psi_s = J_1(x_s r) e^{i\psi}$).

Рассматриваемые выше убитроны и скаттроны представляют собой разумную альтернативу МЦР на аномальном эффекте Доплера [68], в которых для обеспечения синхронного взаимодействия с прямолинейными электронными пучками необходимо использовать медленные электромагнитные волны. Вопрос, что лучше, периодическая замедляющая система в МЦР или периодическая система магнитов в убитроне, остается пока открытым и требует дальнейшего исследования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Нарисованная выше картина режимов взаимодействия электронов с электромагнитными волнами в убитронах и скаттронах весьма разнообразна и, будем надеяться, далеко еще не закончена. Хотя с физической точки зрения все эти режимы в равной мере интересны, практическая их значимость естественно не одинакова. Некоторые акценты в этом вопросе мы пытались расставить по ходу изложения, однако окончательное слово здесь, очевидно, за экспериментом.

Несмотря на общность принципов, по простоте реализации убитроны и скаттроны существенно различаются между собой, причем в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах предпочтение должно быть отдано первым. Тем не менее и эффекты вынужденного рассеяния нельзя полностью сбрасывать со счетов, свидетельством этому является обнаружение мощного (10 ± 20 МВт) рассеянного миллиметрового излучения в релятивистских карсинотронах, о чем сообщалось в докладе А.С.Ельчанинова и др. (ИСЭ СО АН СССР) на 3-м Всесоюзном семинаре по релятивистской высокочас-

точной электронике (см. также [69]) Наряду с такой внутривидовой конкуренцией существует и межвидовая конкуренция убитронам и скаттронам со стороны других типов доплер-тронов, и прежде всего со стороны мазеров на циклотронном авторезонансе. Сравнительный анализ этих устройств проведен в работе [15]

Автор признателен М.И.Петелину за постоянное внимание к работе, а также В.Л.Братману, Н.Ф.Ковалеву, С.Ю.Крупину, В.И.Кубареву, Ю.В.Новожиловой, А.В.Сморгонскому, А.С.Сергееву, М.Д.Токману и В.И.Черепенину за полезные замечания и помощь в работе.

Приложение

ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ ОДНОПРОХОДНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ И ГЕНЕРАТОРОВ ВСТРЕЧНОЙ ВОЛНЫ

В отсутствие резонансных электродинамических систем продольная структура поля сигнальной волны не является фиксированной и устанавливается самосогласованным образом под воздействием электронного пучка. В однопроходном усилителе уравнение возбуждения сигнальной волны принимает вид

$$\frac{d\alpha_s}{dZ} = i M_s G \alpha_s \rho_1 \quad (\text{П.1})$$

Уравнения (П.1), (2.37), (2.39) образуют систему нелинейных уравнений, описывающих вынужденное рассеяние волн на трубчатом электронном пучке в гладком волноводе в условиях черенковского комбинационного синхронизма (1.1). При замене полных уравнений движения (2.39) на линейризованные получаем систему уравнений модифицированного распада (2.43), (2.37), (П.1). При $\alpha_i = \text{const}$, представляя решение уравнений (2.43) и (П.1) в виде $\rho, \alpha_s \sim e^{\pm i(\delta - \Gamma)Z}$, приходим к дисперсионному уравнению

$$(\Gamma - \delta) \left(\Gamma^2 - \hat{\omega}_{\beta n}^2 / \omega_c^2 \right) + \rho_1 M_s |G|^2 |\alpha_{i n}|^2 = 0 \quad (\text{П.2})$$

Заменой переменных $\hat{\Gamma} = \Gamma/\zeta$, $\hat{\delta} = \delta/\zeta$, $q = \frac{\hat{\omega}_{\beta 11}}{\omega_c} \zeta^{-1}$, где $\zeta = (\mu M_s |\hat{G}|^2 |\alpha_{i0}|^2)^{1/3}$ — обобщенный параметр Пирса, это уравнение сводится к хорошо известному дисперсионному уравнению ЛБВ типа "О" [48]

$$(\hat{\Gamma} - \hat{\delta})(\hat{\Gamma}^2 - q^2) + 1 = 0. \quad (\text{П.3})$$

Для режима рассеяния на частицах, реализующегося при исчезающе малом влиянии пространственного заряда пучка $q \ll 1$, максимальный инкремент сигнальной волны согласно (П.3) достигается при точном синхронизме электронов с комбинационной волной ($\hat{\delta} = 0$)

$$\text{Im } \Gamma_{\text{max}} = \frac{\sqrt{3} \zeta}{2}. \quad (\text{П.4})$$

В противоположном предельном случае $q \gg 1$, соответствующем режиму рассеяния на волнах пространственного заряда пучка, максимум инкремента достигается при синхронизме между комбинационной волной и медленной волной пространственного заряда ($\hat{\delta} = q$)

$$\text{Im } \Gamma_{\text{max}} = \frac{\zeta}{\sqrt{2} q}. \quad (\text{П.5})$$

Заменой переменных

$$\hat{z} = z \zeta^{-1}, \hat{\alpha}_s = \alpha_s \alpha_{i0} \zeta^{-2}, \mu, \hat{\alpha}_i = \alpha_i / \alpha_{i0}, \epsilon = \frac{|G| M_i \zeta}{|\alpha_{i0}|^2 \mu}. \quad (\text{П.6})$$

система уравнений (2.37), (2.39), (П.1) сводится к виду, содержащему минимальное число независимых параметров

$$\frac{d^2 \theta}{d \hat{z}^2} = \text{Im} \left(\hat{\alpha}_s \hat{\alpha}_i^* e^{i\theta} + q \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\rho_n}{n} e^{in\theta} \right), \quad (\text{П.7})$$

$$\frac{d \hat{\alpha}_s}{d \hat{z}} = i \hat{\alpha}_i \rho_1, \quad \frac{d \hat{\alpha}_i}{d \hat{z}} = -i \epsilon \hat{\alpha}_s \rho_1^*, \quad (\text{П.8})$$

$$\theta \Big|_{\hat{z}=0} = \theta_0, \quad \frac{d \theta}{d \hat{z}} \Big|_{\hat{z}=0} = -\hat{\delta}, \quad \hat{\alpha}_s \Big|_{\hat{z}=0} = \hat{\alpha}_{s0}, \quad \hat{\alpha}_i \Big|_{\hat{z}=\hat{z}_k} = 1.$$

Электронный КПД в новых переменных равен

$$\eta = \frac{c}{\mu} \hat{\eta} \quad , \quad \hat{\eta} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \left(\left. \frac{d\theta}{d\hat{z}} \right|_{\hat{z} = \hat{z}_k} + \delta \right) d\theta \quad (\text{П.9})$$

При $\varepsilon \ll 1$, когда истощением накачки можно пренебречь ($\hat{\alpha}_1 = 1$), система уравнений (П.7), (П.8) совпадает по форме с нелинейными уравнениями ЛБВ типа "0" в приближении малого параметра Пирса [37]. Исходя из этой аналогии получим, что при малом начальном сигнале $\hat{\alpha}_{s0} \ll 1$ при $\varphi = 0$ максимум приведенного КПД $\hat{\eta} = 2,56$ и достигается при $\delta = 1,78$. Ограничение роста амплитуды сигнальной волны в этом случае обусловлено смещением электронных сгустков в ускоряющую фазу поля комбинационной волны (захватом электронов комбинационной волной).

Рассмотрим теперь генераторы, в которых сигнальная волна распространяется навстречу электронному пучку. Неустойчивость пучка в таких условиях носит абсолютный характер, поэтому самовозбуждение колебаний возможно и в отсутствие отражений сигнальной волны от границ электродинамической системы [11]. В генераторах встречной волны возможны два типа синхронизмов:

$$\omega_s + h_s v_H \approx \omega_i - h_i v_H \quad , \quad (\text{П.10})$$

$$\omega_s + h_s v_H \approx h_i v_H - \omega_i \quad . \quad (\text{П.11})$$

Первый синхронизм реализуется, когда фазовая скорость волны накачки больше доступательной скорости электронов ($\omega_i / h_i > v_H$), второй - когда эта волна замедлена ($\omega_i / h_i < v_H$). В частности, второй случай имеет место в убитронах, где $\omega_i = 0$. Очевидно, синхронизм (П.10) соответствует ситуации, когда в элементарном акте рассеяния происходит поглощение кванта сигнала и излучение кванта сигнальной волны, причем, поскольку энергия кванта сигнала меньше энергии кванта накачки ($\hbar \omega_s < \hbar \omega_i$), часть энергии волны накачки передается электронам. При синхронизме (П.11) за счет энергии, отбираемой у электрона, происходит рождение двух квантов - кванта сигнала и кванта накачки.

Взаимодействие электронного пучка с электромагнитными волнами в условиях синхронизма (П.10) описывается уравнениями (2.37), (2.39), (П.1), в которых следует поменять местами индексы S и i . Для описания синхронизма (П.11) в этих уравнениях следует также положить $\omega_i, h_i < 0$ (при этом $\omega_c = \omega_s + |\omega_i|$, $h_c = h_c - |h_i|$). В результате после перехода к нормированным переменным (П.6) уравнения генераторов встречной волны примут вид

$$\frac{d^2 \theta}{d \hat{z}^2} = \text{Im} \left(\hat{\alpha}_s^* \hat{\alpha}_i e^{i\theta} + q \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\rho_n}{n} e^{in\theta} \right), \quad (\text{П.12})$$

$$\frac{d \hat{\alpha}_s}{d \hat{z}} = -(\text{sign } \omega_i) i \hat{\alpha}_i \rho_1^*, \quad \frac{d \hat{\alpha}_i}{d \hat{z}} = i \varepsilon \hat{\alpha}_s \rho_1, \quad (\text{П.13})$$

$$\theta \Big|_{\hat{z}=0} = \theta_0, \quad \frac{d\theta}{d\hat{z}} \Big|_{\hat{z}=0} = -\hat{\delta}, \quad \hat{\alpha}_s \Big|_{\hat{z}=\hat{z}_k} = 0, \quad \hat{\alpha}_i \Big|_{\hat{z}=0} = 1.$$

В приближении фиксированной амплитуды волны накачки ($\hat{\alpha}_i = 1$) в случае синхронизма (П.11) ($\text{sign } \omega_i = -i$) уравнения (П.12), (П.13) с точностью до замены $\alpha_s \rightarrow \alpha_s^*$ эквивалентны уравнениям ЛОВ типа "0" [49, 70]. Используя результаты оптимизации параметров ЛОВ, получим, что при исчезающе малом влиянии пространственного заряда ($q \ll 1$) максимум приведенного КПД равен $\hat{\eta}_{\text{max}} = 0,8$ и достигается при $\hat{z}_{k \text{ opt}} = 2,9$. Эта аналогия позволяет найти и условия самовозбуждения генераторов. Для основной моды с одной продольной вариацией поля стартовые условия при $q \ll 1$ имеют вид

$$\hat{z}_{k \text{ ст}} = 1,98, \quad \hat{\delta}_{\text{ст}} = 1,6. \quad (\text{П.14})$$

В случае синхронизма (П.10), когда $\text{sign } \omega_i = 1$, при $\hat{\alpha}_i = \cos \pi \hat{z}$ уравнения (П.12), (П.13) сводятся к уравнениям ЛОВ с помощью замены переменных $\theta \rightarrow -\theta$,

$\frac{d\theta}{d\hat{z}} \rightarrow -\frac{d\theta}{d\hat{z}}$, $\hat{\delta} \rightarrow -\hat{\delta}$. Стартовые условия (П.14) остаются в силе, однако генератор стартует при $\hat{\delta} < 0$,

т.е. при $v_c > v_H$. В стационарном режиме генерации КПД отрицателен: $\eta < 0$, при заданной длине генератора абсолютное значение КПД и продольное распределение амплитуды сигнальной волны те же, что и в предыдущем случае.

Интересно также рассмотреть работу генераторов встречной волны в режиме рассеяния на волнах пространственного заряда ($q > 1$). При $\omega_i > h_i v_{II}$ в электронном пучке, поглощающем энергию волны накачки, должна возбуждаться быстрая волна пространственного заряда:

$$\omega_s + h_s v_{II} - \omega_i + h_i v_{II} = \hat{\omega}_{\beta II} ; \quad (\text{П.15})$$

при $\omega_i < h_i v_{II}$ энергия на излучение волн сигнала и накачки черпается из электронного пучка, в котором должна возбуждаться медленная волна пространственного заряда:

$$\omega_s + h_s v_{II} + \omega_i - h_i v_{II} = -\hat{\omega}_{\beta II} . \quad (\text{П.16})$$

Вытекающая из уравнений (2.43), (2.37), (П.1) система уравнений трехволнового распада при выполнении условий (П.15), (П.16) может быть представлена в виде

$$\frac{d\alpha'_s}{dZ'} = (\text{sign } \omega_i) \alpha'_i \alpha'_{\beta}{}^* , \quad (\text{П.17})$$

$$\frac{d\alpha'_{\beta}}{dZ'} = (\text{sign } \omega_i) \alpha'_i \alpha'_{\beta}{}^* , \quad \frac{d\alpha'_i}{dZ'} = -\alpha'_s \alpha'_{\beta} , \quad (\text{П.18})$$

где $\alpha'_s = \alpha_s / \sqrt{M_s |G|}$, $Z' = Z/Z_{\text{к.р.}}$, $Z_{\text{к.р.}} = \sqrt{M_s M_i M_{\beta} |G|^3}$;

остальные обозначения совпадают с использованными при записи уравнений (2.53), (2.54). Интегралы уравнений (П.17), (П.18) представляют собой законы сохранения числа квантов в процессе распада

$$|\alpha'_s|^2 - |\alpha'_{\beta}|^2 = c_1 , \quad |\alpha'_s|^2 - \text{sign } \omega_i |\alpha'_i|^2 = c_2 . \quad (\text{П.19})$$

Счевидно, что при $\omega_i < h_i v_{II}$ имеет место рост амплитуд всех трех волн, поскольку в этом случае волна наибольшей частоты — медленная волна пространственного заряда — обладает отрицательным знаком энергии [61]. Однако вследствие того, что волны распространяются в разные стороны, взрывная неустойчивость не развивается.

Интегрируя уравнения (П.17) с учетом интегралов (П.19) и граничных условий $\alpha'_s|_{Z'=Z'_{\beta}} = 0$, $\alpha'_{\beta}|_{Z'=0} = 0$, $\alpha'_i|_{Z'=0} = \alpha'_{i0}$, приходим к следующим соотношениям для амплитуды сигнальной волны на выходе генератора:

$$\alpha'_{i0} Z'_k = (2n-1)K(\alpha_{s0}) , \quad \text{sign } \omega_i = 1 , \quad (\text{П.20})$$

$$\alpha'_{i0} \Sigma'_k = \frac{2n-1}{\sqrt{1+a_{s0}^2}} K\left(\frac{a_{s0}}{\sqrt{1+a_{s0}^2}}\right), \text{sign } \omega_i = -1, \quad (\text{П.21})$$

где K - полный эллиптический интеграл первого рода, $n = 1, 2, 3, \dots$ - число продольных вариаций поля, $a_{s0} = \alpha'_{s0} |_{\Sigma'_k=0} / \alpha'_{i0}$. При $a_{s0} \rightarrow 0$ из соотношений (П.20), (П.21) получаем стартовые условия возникновения генерации в режиме рассеяния на волнах пространственного заряда

$$(\alpha'_{i0} \Sigma'_k)_{\text{СТ}} = (2n-1) \frac{\pi}{2}. \quad (\text{П.22})$$

Л и т е р а т у р а

1. Deacon D.A.G., Elias L.R., Madey J.M.J. e.a. First operation of a free-electron laser. - Phys. Rev. Lett., 1977, v.38, N16, p.892.
2. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. Оптический клистрон. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.204.
3. Warren R.W., Newman B.E., Winston e.a. Results of the Los-Alamos free-electron laser experiments. - IEEE J. of Quant. Electr., 1983, v.(QE-19, N3, p.391.
4. Bihardon M., Elleaume P., Ortega J.M. e.a. First operation of a storage-ring free-electron laser. - Phys.Rev.Lett., 1983, v.51, N18, p.1652.
5. McDermott D.B., Marshall T.C., Schlesinger S.P. e.a. High-power free-electron laser based on stimulated Raman back scattering. - Phys.Rev.Lett., 1974, v.41, N20, p.1368.
6. Birkett D.S., Marshall T.C., Schlesinger S.P., Mc Dermott D.B. A submillimeter free-electron laser experiment. - IEEE J. of Quant. Electr., 1981, v.QE-17, N8, p.1348.
7. Parker R.K., Freund H.P., Efthimion P.C. e.a. Design and operation of a collective millimeter-wave free-electron laser. - IEEE J. of Quant.Electr., 1983, v.QE-19, N3, p.346.

8. Жуков П.Г., Иванов В.С., Рабинович М.С. и др. Вынужденное комптоновское рассеяние на релятивистском электронном пучке. - ЖЭТФ, 1979, т.76, №6, с.2065.
9. Ботвинник И.Е., Братман В.Л., Волков А.Б. и др. Мазеры на свободных электронах с брегговскими резонаторами. - Письма в ЖЭТФ, 1982, т.3, №10, с.918.
10. Диденко А.Н., Жерлишин А.Г., Кожевников А.В. Вынужденное излучение сильноточного электронного пучка в периодическом магнитном поле. - ДАН СССР, 1981, т.256, №5, с.1106.
11. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И., Сморгонский А.В. Убитроны и скаттроны. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.217.
12. Варфоломеев А.А. Лазеры на свободных электронах и перспективы их развития. М.: ИАЭ им.И.В.Курчатова, 1980.
13. Федоров М.В. Взаимодействие электронов с электромагнитным полем в лазерах на свободных электронах. - УФН, 1981, т.135, №2, с.213.
14. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв.вузов. Радиофизика, 1967, т.10, №9-10, с.1414.
15. Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. FEL's with Bragg reflection resonators, Cyclotron autoresonance masers versus ubitrons. - IEEE J.Quant.Electr.,1983, v.QE-19, N3, p.282.
16. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г. Условия самовозбуждения генератора, основанного на рассеянии волны релятивистским электронным потоком в резонаторе с распределенной обратной связью. - Радиотехника и электроника, 1982, т.27, №7, с.1373.
17. Гинзбург Н.С., Черепенин В.А., Кубарев В.А. Вынужденное рассеяние волн в присутствии однородного магнитного поля. - ЖТФ, 1983, т.53, №5, с.824.
18. Мирошниченко В.И. Нелинейная теория вынужденного когерентного рассеяния электромагнитных волн релятивистским электронным пучком в магнитном поле. - Физика плазмы, 1980, т.6, №3, с.581.

19. Friedland L., Hirshfield J.L. Free-electron laser with a strong axial magnetic field. - *Phys. Rev.Lett.*, 1980, v.44, p.1456.
20. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Синадзе А.А. К нелинейной теории вынужденного рассеяния электромагнитных волн на замагниченном пучке электронов в волноводе. - *ЖТФ*, 1983, т.53, №4, с.396.
21. Белов С.Н., Карбушев Н.И., Рухадзе А.А. Теория вынужденного рассеяния электромагнитных волн. - *Изв. вузов. Радиофизика*, 1983, т.26, №1, с.64.
22. Жураховский В.А. Существенно нелинейная теория лазеров на свободных электронах. - *Радиотехника и электроника*, 1982, т.27, №5, с.965.
23. Коцаренко Н.Я., Силивра А.А. Параметрическое преобразование электромагнитных волн с повышением частоты в трубчатом электронном пучке. - *ЖТФ*, 1983, т.53, №1, с.201.
24. Фоменко Г.П., Шлапоковский А.С. Рассеяние электромагнитной волны на замагниченном релятивистском электронном пучке в волноводе. - *ЖТФ*, 1982, т.52, №3, с.556.
25. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В. Нелинейная теория вынужденного рассеяния E-волн на сильнозамагниченном ленточном релятивистском электронном пучке. - *ЖТФ*, 1983, т.53, №9, с.1681.
26. Гинзбург Н.С., Новожилова Ю.В. Нелинейная теория вынужденного рассеяния волноводных мод на релятивистском электронном пучке в магнитном поле. - *Радиотехника и электроника*, 1983, т.28, №12.
27. Ginzburg N.S., Tokman M.D. The increase in efficiency of free-electron laser by using cyclotron resonance of electrons with a combination wave. - *Opt.Comm.*, 1982, v.43, N2, p.137.
28. Миллер М.А. Движение заряженных частиц в высокочастотных электромагнитных полях. - *Изв. вузов. Радиофизика*, 1958, т.1, №3, с.110.
29. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. Энергетические возможности релятивистского комптоновского лазера. - *Письма в ЖЭТФ*, 1978, т.28, №4, с.207.
30. Гинзбург Н.С., Токман М.Д. Укороченные уравнения движения релятивистских частиц в поле двух разночас-

- тотных электромагнитных волн в лазерах на свободных электронах. - ЖТФ, 1983, т.52, №12, с.416.
31. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. Нелинейная теория вынужденного рассеяния волны на релятивистских электронных пучках. - ЖЭТФ, 1979, т.26, №3, с.930.
 32. Кацеленбаум Б.З. Высокочастотная электродинамика. М.: Наука, 1966.
 33. 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.
 34. Colson W.B. The nonlinear wave equation for higher harmonics in free-electron laser. - IEEE J.ofQuant.Electr., 1981, v.QE-17, N8, p.1417.
 35. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. и др. Общие свойства коротковолновых приборов с длительной инерционной группировкой электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.249.
 36. Bratman V.L., Ginzburg N.S., Petelin M.I. Common properties of free-electron lasers. - Opt. Comm., 1979, v.30, N3, p.409.
 37. Вайнштейн Л.А., Солицев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М.: Сов.радио, 1973.
 38. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. Приборы типа "О", основанные на индуцированном черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1974, с.76.
 39. Гайдук В.И., Палатов К.И., Петров Д.М. Физические основы электроники СВЧ. М.: Сов.радио, 1971.
 40. Bogomolov Yu.L., Bratman V.L., Ginzburg N.S. et al. Nonstationary generation in free-electron lasers. - Opt.Comm., 1981, v.36, N3, p.209.
 41. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Периодические и стохастические автомодуляционные режимы в электронных генераторах с распределенным взаимодействием. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.101.
 42. Вайнштейн Л.А. О релятивистских электронных приборах типа "О". - ЖТФ, 1979, т.49, №6, с.1129.

43. Родыгин Л.В., Сморгонский А.В. Влияние энергетического разброса электронов на условия самовозбуждения лазеров на свободных электронах. - ЖТФ, 1982, т.52, №10, с.2013.
44. Ginzburg N.S., Shapiro M.A. Quasi-linear theory of multimode free-electron laser with an inhomogeneous frequency broadening. - Opt. Comm., 1982, v.40, N3, p.215.
45. Ахманов С.А., Григорьев Ю.В., Дмитриев В.Г. и др. К теории параметрических генераторов света. - В кн.: Нелинейная оптика: Тр. 2-го Всесоюз. симпоз. по нелинейной оптике. Наука: Новосибирск, 1968, с.133.
46. Раппопорт Г.Н. О механизме нарастания КПД генератора обратной волны при увеличении параметра объемного заряда. - Радиотехника и электроника, 1958, т.3, №2, с.255.
47. Жураховский В.А., Кулиш В.В., Чемерис В.Т. Генерирование энергии потоком электронов в поле двух волн поперечно-электромагнитного типа; Препринт № 218. Киев: Ин-т электродинамики АН УССР, 1980.
48. Пирс Дж. Лампа с бегущей волной /Пер. с англ. Под ред. В.Г.Овчарова. М.: Сов. радио, 1952.
49. Роу Дж.Е. Теория нелинейных явлений в приборах СВЧ /Пер. с англ. Под ред. З.С.Чернова. М.: Сов.радио, 1964.
50. Филимонов Г.Ф. Изохронная лампа бегущей волны. - Радиотехника и электроника, 1958, т.3, №1, с.85.
51. Солнцев В.А. Анализ изофазных ламп с бегущей волной. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1971, вып.11, с.87.
52. Белявский Е.Д. О режиме работы приборов "O"-типа с захватом электронных сгустков электромагнитной волны. - Радиотехника и электроника, 1971, т.16, №1, с.208.
53. Kroll N.M., Morton P.L. Variable parameter free-electron laser. - In: Physics of Quantum Electronics, v.7. Addison-Wesley, 1980, p.89.
54. Sprangle P., Chu-Mei Tang, Manheimer W.M. The general nonlinear theory of FEL and efficiency enhancement. - Ibid., p.571.
55. Prosnitz D., Szöke A., Neil V.K. One-dimensional computer simulation of the variable wiggler FEL. - Ibid., p.571.

56. Коломенский А.А. Физические основы методов ускорения заряженных частиц. М.: МГУ, 1980.
57. Bekefi C. Rippled-field magnetron. - *Appl.Phys. Lett.*, 1982, v.40, N7, p.578.
58. Канавец В.И., Кубарев В.А., Черепенин В.А. Рассеяние электромагнитных волн релятивистским электронным пучком. - *ЖТФ*, 1977, т.47, №12, с.2472.
59. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977.
60. Реутов В.П. Взрывная неустойчивость в резонаторе с электронным пучком. - *ЖТФ*, 1979, т.49, № 4, с.903.
61. Рабинович М.И., Реутов В.П. Взаимодействие параметрически связанных волн в неравновесных средах. - *Изв. вузов. Радиофизика*, 1973, т.16, №6, с.815.
62. Буц В.А., Мирошниченко В.И., Огнивенко В.В. К теории лазеров на свободных электронах. - *ЖТФ*, 1980, т.50, №10, с.2257.
63. Бережной И.Л., Кулиш В.В., Захаров В.П. О взрывной неустойчивости релятивистских электронных потоков в поле поперечных электромагнитных волн. - *ЖТФ*, 1981, т.51, №3, с.660.
64. Юлпатов В.К. Укороченные уравнения автоколебаний гиротрона. - В кн.: *Гиротрон*. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.26.
65. Эратман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. Циклотронные и синхротронные мазеры. - В кн.: *Релятивистская высокочастотная электроника*. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.157.
66. Литвак А.Г., Трахтенгерц В.Ю. Об индуцированном рас- с янии волн в магнитоактивной плазме. - *ЖЭТФ*, 1972, т.62, №1, с.228.
67. Боровицкая Е.С. Рассеяние электромагнитной волны в магнитоактивной плазме при резонансном взаимодействии виртуальной волны с электронами на аномальной доплеровской частоте. - *Изв. вузов. Радиофизика*, 1975, т.18, № 8, с.1222.
68. Гинзбург Н.С. Нелинейная теория усиления и генерации электромагнитных волн на аномальном эффекте Доплера. - *Изв. вузов. Радиофизика*, 1979, т.22, №4, с.470.

69. Carmel Y., Granatstein V.L., Gover A. Demonstration of two-stage backward-wave-oscillator free-electron laser. - *Phys.Rev.Lett.*, 1983, v.51, N7, p.566.
70. Раппопорт Г.Н. Предварительные результаты нелинейной теории автоколебаний ламп обратной волны с продольным полем. - *Радиотехника и электроника*, 1958, т.3, №2, с.249.
71. Беспалов В.И., Пасманик Г.А. Параметрическое преобразование и вынужденное рассеяние некогерентного света. - *Изв.вузов. Радиофизика*, 1976, т.19, №5-6, с.624.

Институт прикладной физики АН СССР

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ДОПЛЕРОВСКИЕ СВЧ-УМНОЖИТЕЛИ ЧАСТОТЫ

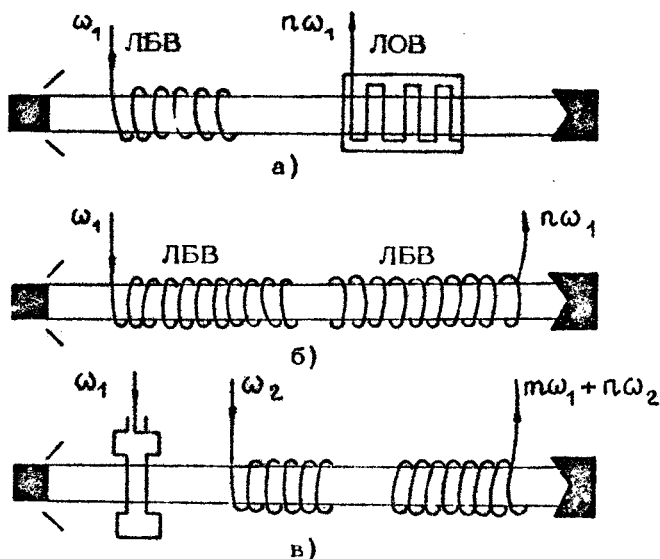
А.Ф.Александров, А.Н.Власов, С.Ю.Галузо,
В.И.Канавец, А.В.Корженевский, В.А.Кубарев,
С.А.Соколов, В.А.Черепенин

Введение

Умножение частоты на электронном потоке — частный случай преобразования частоты, основанного на нелинейных свойствах потока. В электронике СВЧ принцип умножения используется для получения сигналов кратных частот. Умножители нужны для перехода из одного частотного диапазона в другой. Они применяются в качестве источников когерентных колебаний в коротковолновой части СВЧ-диапазона. Их роль особенно велика в тех случаях, когда трудно осуществить самовозбуждение генераторов в требуемом частотном интервале и нет других источников когерентных колебаний.

Умножители и преобразователи нашли широкое применение в нерелятивистской электронике. Особенно часто они используются в устройствах с продольным взаимодействием потока и поля, содержащих каскады клистронного усилителя, секции ЛБВ и ЛОВ [1-4]. Характерными примерами могут служить умножитель частоты на распределенном взаимодействии, впервые реализованный в работе [1], умножитель на ЛБВ-ЛОВ с выделением сигнала диапазона 4 мм [2], умножитель типа ЛБВ-ЛБВ с выделением 30-й гармоники основного сигнала [3], преобразователь частоты с клистронным группирователем и секциями ЛБВ [4] (рис.1). Оптимизация этих устройств с помощью численных методов привела к су-

ущественному повышению их эффективности. В ряде случаев выходная мощность умноженного или преобразованного сигнала существенно превышает мощность сигнала на входе [3 4].



Р и с. 1. Схемы нерелятивистских умножителей частоты на распределенном взаимодействии (а,б) и нерелятивистского преобразователя частоты (в)

В релятивистской электронике наиболее перспективны умножители частоты на распределенном взаимодействии. Умножение может использоваться для повышения мощности генерируемых колебаний, рассматриваться как средство электронной селекции мод в многомодовых волноводах, применяться совместно с доплеровским преобразованием частоты в устройствах на резонансном рассеянии [5]. В релятивистской сильноточной электронике проблему дальнейшего повышения мощности СВЧ-излучения часто связывают со значительным увеличением диаметров потоков и электродинамических систем [6]; последние при этом становятся многомодовыми, и возникают трудности по получению одночастот-

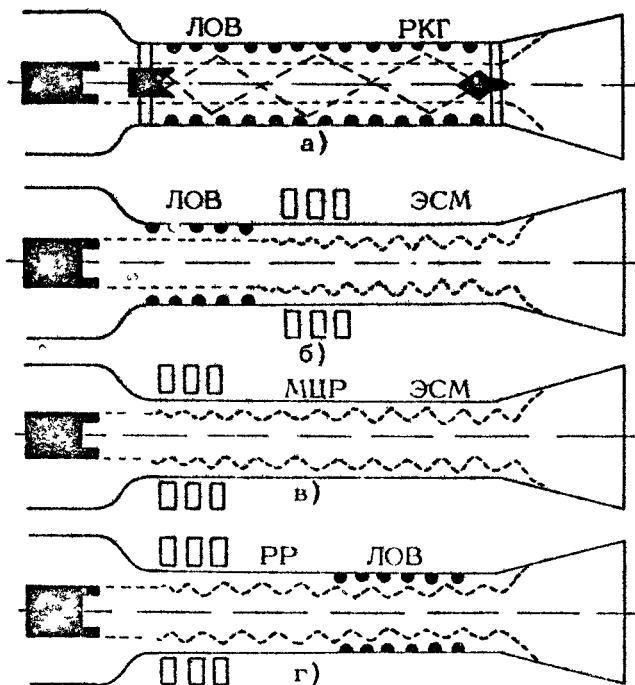
ной генерации Многие проблемы могут решаться посредством использования механизма умножения частоты, включающего самовозбуждение на одной из низших мод с последующим излучением сгустков на частотах высших гармоник Доплеровское преобразование частоты позволяет более эффективно выделять сигналы требуемых частот.

В релятивистской области возможно создание умножителей на продольном и поперечном взаимодействиях, а также устройств комбинированного типа Для выделения сигналов высших гармоник в многомодовом волноводе перспективны механизмы, использующие направленные свойства дифракционного и синхротронного излучений.

Для получения преимущественно двухчастотного процесса умножения частоты существен механизм резонансного рассеяния [7] Он заключается в резонансном (с учетом доплеровского сдвига) воздействии на осцилляции электронов полей падающей и рассеянной волн. Особенно эффективно резонансное рассеяние на потоках релятивистских циклотронных осцилляторов, т.е. на потоках электронов, движущихся в магнитном поле с ненулевыми начальными поперечными скоростями [7-9] Излучение таких осцилляторов в широких электродинамических системах является многоволновым и тесно связано с механизмом направленного излучения потока в электронном синхротронном лазере [10].

В нерелятивистских умножителях сигнал основной частоты задается, как правило, внешним генератором. В экспериментах с релятивистскими сильноточными пучками этот способ реализовать значительно труднее, поэтому обычно исследуются устройства с самовозбуждением на основной частоте. Образующиеся при этом электронные сгустки излучают на частотах высших гармоник совершенно так же, как и в приборах с внешним возбуждением. В качестве автогенераторов можно использовать устройства черенковского типа или некоторые разновидности МЦР. Умножители при этом могут быть одно- и многосекционными, содержать генератор в начале или в конце области взаимодействия (см., например, рис.2). Ниже представлены результаты теоретического и экспериментального исследования указанных систем [11-13].

Теоретические исследования были выполнены в основном методами численного моделирования на ЭВМ Эксперимент



Р и с. 2. Схемы релятивистских умножителей частоты с автогенераторами типа ЛОВ и МЦР, электронным параметрическим усилителем циклотронных осцилляций, релятивистским квазиоптическим генератором излучения на частоте высших гармоник, электронным синхротронным мазером и секцией преобразования частоты на резонансном рассеянии

проводились на сильноточном ускорителе при напряжениях на диоде 400–600 кВ, токах 3–5 кА, длительностях импульсов до 200 нс. Исходная генерация на частоте ω_1 выбиралась в диапазоне 3 см, на выходе выделялось излучение миллиметрового диапазона. В зависимости от размеров катода, а также величины и пространственной конфигурации магнитного поля B_0 тонкий кольцевой электронный пучок имел диа-

метр 40–50 мм. Электродинамические системы собирались из секций круглого волновода диаметром 56 мм. Часть секций содержала периодическую структуру в форме полуколес с радиусом $r_0 = 3$ мм и шагом $d = 14$ мм, остальные секции оставались гладкими (рис.2). На волновод могла крепиться магнитная система для получения периодических пульсаций фокусирующего магнитного поля B_0 [11–13].

1. Доплеровское умножение частоты на релятивистском потоке

Действие релятивистского умножителя заключается в генерации колебаний на частоте ω_1 и выделении энергии гармоник тока на кратных частотах $\omega_n = n\omega_1$, $n = 2, 3, 4, \dots$. Преимущественное излучение на частоте одной из гармоник ω_n обеспечивается условиями резонанса и синхронизма. В общем случае амплитуды гармоник тока убывают с ростом их номера и можно было бы ожидать падения эффективности умножителя с увеличением частоты выделяемого сигнала. Однако этому препятствуют резонансные эффекты, связанные с доплеровским преобразованием частоты поля, действующего на электронные осцилляторы.

Если имеется электронный осциллятор, колеблющийся на частоте Ω или кратных частотах $m\Omega$ и движущийся в направлении оси x со скоростью U_x , то он находится в резонансе с волнами падающего или излучаемого полей при выполнении условий, соответствующих нормальному (НД) или аномальному (АД) эффектам Доплера

$$\omega \left(1 - \frac{U_x}{v_{\phi m}} \right) = m\Omega, \quad \begin{cases} m = 1, 2, 3 \dots & (\text{НД}), \\ m = -1, -2, -3 \dots & (\text{АД}), \end{cases} \quad (1)$$

где ω – частота падающей или излучаемой волны, m – номер гармоники колебания осциллятора, $v_{\phi m}$ – фазовая скорость волн вдоль оси x . Если электрон осциллирует в однородном магнитном поле с индукцией B_0 , то $\Omega = \omega_H$, $\omega_H = (e/m_0 \gamma) B_0$ – релятивистская циклотронная частота, e/m_0 – отношение заряда электрона к его массе покоя, γ – релятивистская поправка к массе. Если электрон движется равномерно и прямолинейно, пролетает вблизи периодической поверхности с периодом структуры d , то излучение вызы-

вается переменными наведенными зарядами и токами, колеблющимися с частотами $m\Omega$, $\Omega = 2\pi v_z/d$. На плоскости дисперсионных характеристик $\left\{ \omega, k_z = \omega/v_{\phi m} \right\}$ резонансным условиям (1) соответствуют наклонные пунктирные прямые $\omega = k_z v_z + m\Omega$, $m \neq 0$ (рис.3). Линия $m=0$ относится к условию черенковского синхронизма потока и поля в однородной среде $v_z = v_{\phi 0}$.

Для получения эффективного преобразования частоты наиболее существен основной резонанс $m=1$. Если осциллирующий заряд одновременно находится в резонансе с полем автогенерации на частоте ω_1 (с падающей волной) и с полем высшей гармоники на частоте ω_n (с излученной или рассеянной волной), то частоты лежат на одной прямой (рис.3) и выполняются условия двойного преобразования частоты, характерные для резонансного рассеяния:

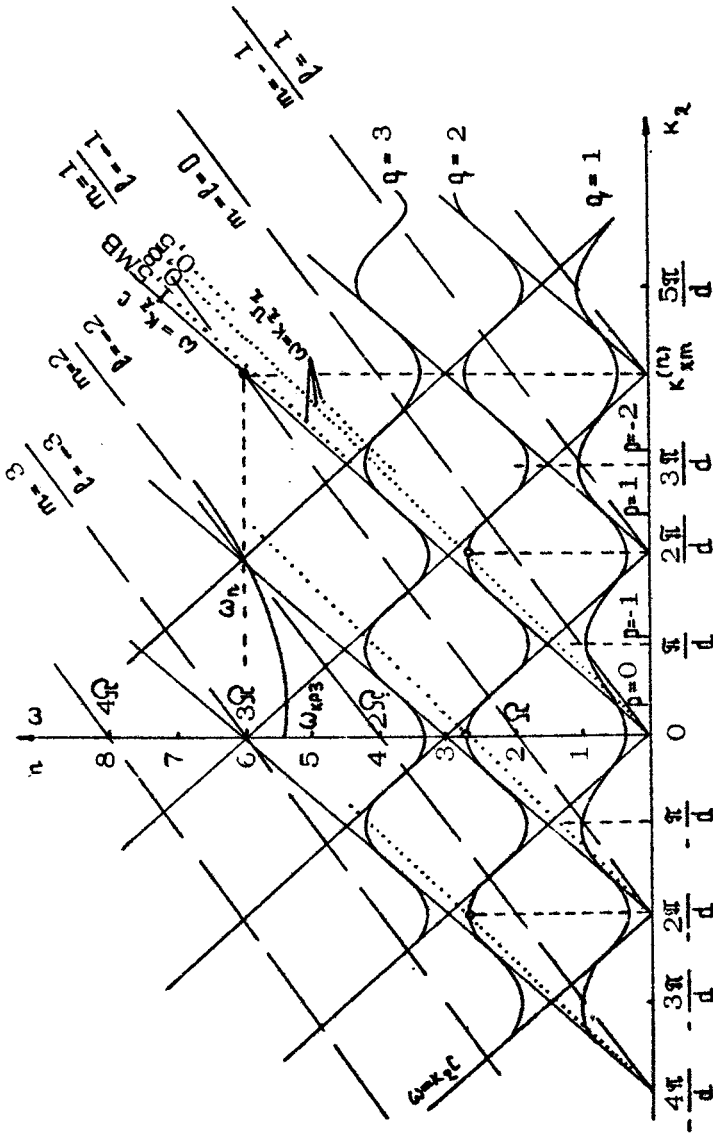
$$\omega_1 \left(1 - \frac{v_z}{v_{\phi_1}^{(1)}} \right) = \Omega, \quad \omega_n = \left(1 - \frac{v_z}{v_{\phi_1}^{(n)}} \right) \Omega, \quad \frac{\omega_n}{\omega_1} = n \approx \frac{1 + v_z/v_{\phi_1}^{(1)}}{1 - v_z/v_{\phi_1}^{(n)}}. \quad (2)$$

Последнее соотношение определяет номер наиболее эффективно выделяемой гармоники. Максимальное преобразование частоты достигается тогда, когда излучение происходит в направлении движения потока $v_{\phi_1}^{(n)} = c$, а автогенерация осуществляется на обратной волне $v_{\phi_1}^{(1)} \approx -c$; номер гармоники в ультрарелятивистском приближении ($\gamma^2 = (1 - v_z^2/c^2)^{-1} \gg 1$) дается соотношением

$$n = 4\gamma^2, \quad \gamma = 1 + V_0 [\text{МВ}] / 0.51, \quad (3)$$

где V_0 — ускоряющее напряжение. При типичных параметрах сильноточных ускорителей $V_0 = 0.3 \div 2.5$ МВ [14] релятивистский фактор изменяется в пределах $\gamma = 1.5 \div 6$, что в соответствии с соотношением (3) означает возможность эффективного выделения сигналов высших гармоник с номерами $n = 5 \div 70$.

Невозмущенный поток осцилляторов производит только шумовое излучение. В умножителе генерируются поля на частотах $n\omega_1$. При больших n особый интерес представляют объемные волны синхротронного (СИ) или дифракционного (ДИ) излучения электронов, движущихся в вакууме по периодическим траекториям или вблизи периодической струк-



Р и с. 3. Диаграмма частот и постоянных распространения для умножителя частоты на дифракционном излучении

туры. Интенсивность и направленность излучения определяются амплитудами пространственных гармоник тока пучка или наведенного тока

$$\vec{I}_{nl}(\vec{r}, t) = \vec{I}_{nl}^+ \exp[i(\omega_n t - \kappa_{z\ell} z)];$$

$$\Omega = \omega_n, \kappa_{z\ell}^{(n)} = \frac{\omega}{v_z} + \frac{2\pi\ell}{\Lambda_n}, \cos\theta_{\ell}^{(n)} = \frac{c}{v_z} + \ell \frac{\lambda_n}{\Lambda_n} \quad (\text{СИ}), \quad (4)$$

$$\Omega = 2\pi \frac{v_z}{d}, \kappa_{z\ell}^{(n)} = \frac{\omega}{v_z} + \frac{2\pi\ell}{d}, \cos\theta_{\ell}^{(n)} = \frac{c}{v_z} + \ell \frac{\lambda_n}{d} \quad (\text{ДИ}),$$

где $\kappa_{z\ell}^{(n)} = \omega / v_{\varphi\ell}^{(n)}$ — постоянная распространения ℓ -й пространственной гармоники, $c/v_{\varphi\ell}^{(n)} = \cos\theta_{\ell}^{(n)}$, $\theta_{\ell}^{(n)}$ — угол между направлением распространения объемной волны номера ℓ и осью z , d — период структуры, возмущающей собственное поле электронов, Λ_n — пространственный период криволинейного потока, направляемого однородным магнитным полем ($\Lambda_n = 2\pi v_z / \omega_n$). Значения ℓ (4) и m (1) взаимосвязаны: $\ell = -m$. На плоскости $\{\omega, \kappa_z\}$ постоянные распространения $\kappa_{z\ell}^{(n)}$ изображаются точками прежних наклонных прямых, соответствующих различным $\ell = -m$ (см. рис. 3).

В достаточно длинном гладком волноводе или в волноводе со слабой гофрировкой реализуются не все направления, задаваемые линиями $\ell \neq 0$. Если возможно пренебрежение вторичными полями рассеяния на периодических неоднородностях, то должны еще выполняться условия синхронизма с модами гладкого волновода. Им соответствуют точки пересечения прямых $\ell = 1, 2 \dots$ с дисперсионными кривыми $\omega^2 = \kappa_z^2 c^2 + \omega_{kps}^2$, ω_{kps} — критическая частота s -й моды (см. рис. 3). Точкам синхронизма соответствуют постоянные распространения $\kappa_{z\ell}^{(n)}$ и углы $\theta_{s\ell}^{(n)}$

$$\kappa_{z\ell}^{(n)} = \frac{\omega_n}{v_{\varphi s}^{(n)}} + \frac{2\pi\ell}{\Lambda_{\Omega}}, \cos\theta_{s\ell}^{(n)} = \frac{c}{v_{\varphi s}^{(n)}} + \ell \frac{\lambda_n}{\Lambda_{\Omega}},$$

$$\Lambda_{\Omega} = d \quad (\text{ДИ}),$$

$$\Lambda_{\Omega} = 2\pi \frac{v_z}{\omega_n} \quad (\text{СИ}). \quad (5)$$

При учете вторичных полей рассеяния и при условии, что они успевают установиться, следует переходить к рассмотрению синхронизма волн потока и пространственных гармоник электромагнитных полей в периодическом волноводе. Постоянные распространения пространственных гармоник номера ρ на частоте ω_n для волноводной моды номера s даются выражениями

$$k_{zsp}^{(n)} = \frac{\omega_n}{v_{\varphi sp}^{(n)}} + \frac{2\pi\rho}{d}, \quad k_{zso}^{(n)} = \frac{\omega_n}{v_{\varphi so}^{(n)}} = \frac{\psi_0}{d}, \quad 0 \leq |\psi_0| \leq \pi, \quad \rho = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (6)$$

где $v_{\varphi so}^{(n)}$ и $v_{\varphi sp}^{(n)}$ — фазовые скорости основной пространственной гармоники ($\rho = 0$) и высших пространственных гармоник ($\rho \neq 0$), ψ_0 — сдвиг фазы на период d . Примеры дисперсионных кривых гармоник $\rho = 0, \pm 1, \pm 2$ для нескольких полос прозрачности $q = 1 \dots 3$ моды E_{01} даны на рис.3. Поток ($\rho = 0$) и его пространственные гармоники ($\rho \neq 0$) могут находиться в синхронизме с пространственными гармониками поля волновода $k_{z\rho}^{(n)} = k_{zsp}^{(n)}$, что соответствует взаимодействию типа ЛОВ или ЛБВ.

Для получения устойчивой генерации на частоте ω_1 особенно важны резонансы у границ нижних полос прозрачности. Частоте 0-вида границы (критической частоте волновода, $\psi_0 = 0$) сопоставляется генерация МЦР-типа на винтовом потоке ($\omega_1 = \omega_{k\rho s} = \omega_H$) (см.рис.3). Частоте π -вида границы соответствует режим черенковской генерации типа ЛБВ-ЛОВ [6], которая возникает при синхронизме потока (линия $m = 0$) одновременно с пространственными гармониками прямой $\rho = 0$ ($\psi_0 > 0$) и обратной волны $\rho = -1$ ($\psi_0 < 0$):

$$v_z = v_{\varphi sp}^{(n)}, \quad \omega_n / v_z = k_{zsp}^{(n)} \approx \pi / d. \quad (7)$$

Если используется синхронизм потока с полями пространственных гармоник у 2π -вида ($\psi_0 \approx 2\pi$), то возможна реализация режима релятивистского генератора дифракционного излучения [15], отличающегося преимущественным распространением объемных волн в поперечном направлении $\theta_1^{(1)} \approx \pi/2$ на длине волны $\lambda_1^{(1)} = d$.

В реальных конструкциях умножителей частоты (см.далее разд. 2-7) используются отрезки многомодовых волноводов с длинами, всего в несколько раз превышающими их

диаметры. На частотах высших временных гармоник фазовые скорости волн различных мод оказываются близкими к скорости света, а углы $\theta^{(n)}$ — достаточно малы. Излучаемые поля испытывают одно-два отражения от стенок, и их структура не устанавливается. Она переменна и зависит от потока. В этих условиях следует говорить о многоволновом дифракционном или синхротронном излучениях.

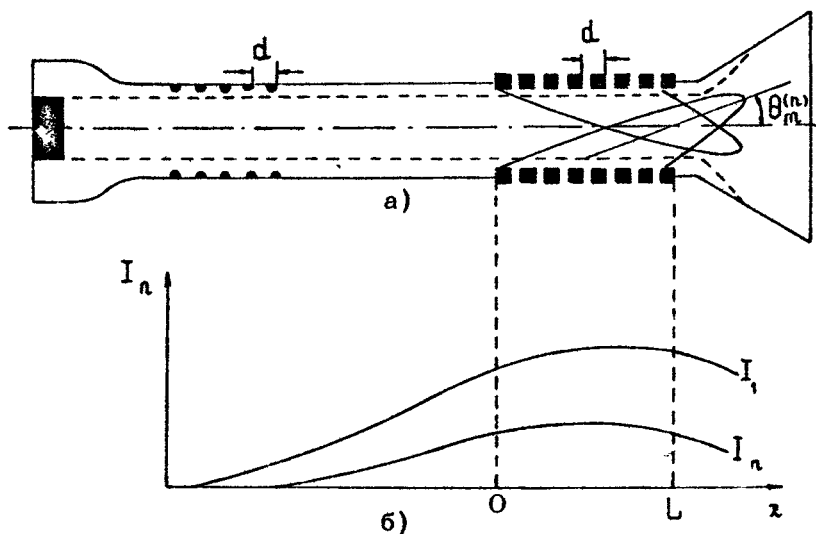
Подчеркнем, что в одноволновом приближении получаются только основные выводы о физике нелинейного взаимодействия. Достаточно полный анализ излучения требует привлечения методов теории дифракции и рассмотрения многоволнового приближения.

2. Умножение частоты с использованием дифракционного излучения

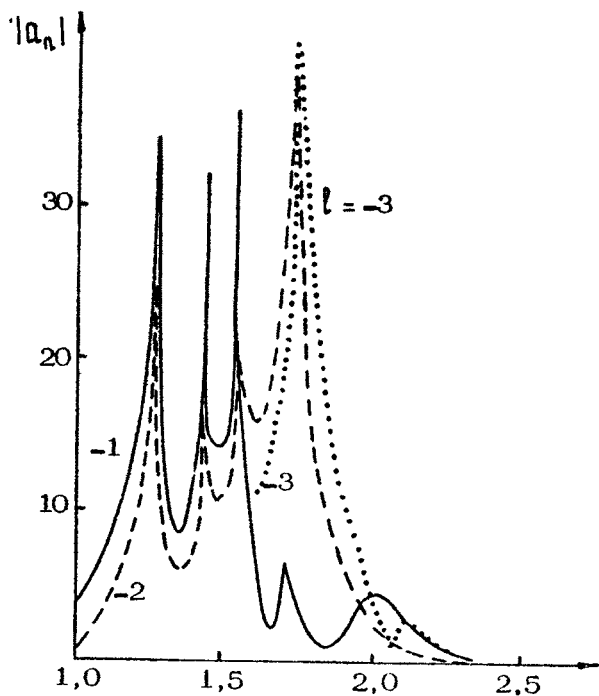
Принципы действия многоволновых умножителей частоты легче всего иллюстрируются на примерах двухсекционных устройств с самовозбуждением на низшей частоте в первой секции, образованием электронных сгустков в области дрейфа и дифракционным излучением на частотах высших гармоник во второй секции.

Схема двухсекционного многоволнового умножителя частоты на продольном взаимодействии показана на рис. 4, а [12, 13]. Тонкий кольцевой электронный поток, направляемый (достаточно сильным магнитным полем, проходит вблизи гребенчатой структуры в первой секции и открытой периодической системы из металлических проводников во второй секции. Считается, что генерация в первой секции возбуждается на частоте Π -вида $\omega_1 \approx \omega_{\pi}$ и в потоке возникает скоростная модуляция, приводящая к образованию сгустков на входе во вторую секцию. Пусть амплитуды высших гармоник тока мало меняются в пределах второй секции (рис. 4, б). В этих предположениях для нахождения результирующего электромагнитного поля справедливы формулы теории дифракционного излучения [16]. На рис. 5 представлены численно зависимости относительных значений мощности дифракционного излучения заданного тока $|d_n|^2 = \rho_n / \rho_{n0}$ вблизи открытой структуры в форме прямоугольных брусьев от частоты высшей гармоники тока ($d = 1,5$ см; $c/v_2 = 1,06$; $D - D_n = 0,6$; $D/\lambda_1 \gg 1$). Зависимости построены для ряда

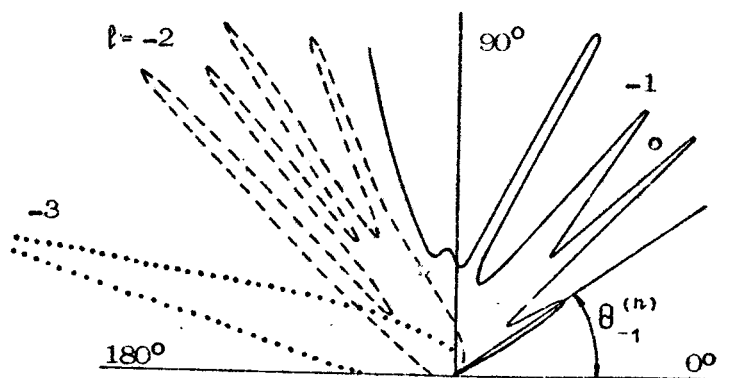
пространственных гармоник $l = -1, -2, -3$. Характерным свойством дифракционного излучения у данной структуры является резонансное увеличение амплитуды при определенных значениях d/λ_n . Оно объясняется возникновением аномалий Вуда вблизи точек рождения новых пространственных гармоник, а также возбуждением резонансных колебаний в проводниках и в промежутках между ними. Угловая диаграмма направленности излучения представлена на рис.6. Максимумы интенсивности излучения приходятся на узкий интервал частот, в то же время направления излучения пространственных гармоник сильно отличаются. Выбирая параметры умножителя, можно получить излучение "вперед" для вывода энергии из устройства и "назад" для обеспечения обратной связи в системе.



Р и с. 4. Схема двухсекционного умножителя частоты (а) и продольное изменение амплитуд гармоник тока (б)



Р и с. 5. Зависимости мощности дифракционного излучения от частоты для пространственных гармоник $l = -1, -2, -3$



Р и с. 6. Угловые распределения мощности излучения для пространственных гармоник.

Условия появления аномалий Вуда иллюстрируются рис.3. Новые объемные пространственные гармоники рождаются в точках пересечения наклонных прямых $\omega = \kappa_z v_z + \ell \Omega \left(\Omega = \frac{2\pi c}{d} \right)$ с линией $\omega = -\kappa_z c$. Однако лишь точки с четными ℓ приходятся на частоты 0-вида границ высших полос прозрачности. При синхронизме потока и поля на этих частотах возникает излучение под углом $\theta_{sp}^{(n)} \approx \pi/2$. В волноводе возбуждаются поперечные резонансные колебания, увеличивающие связь потока с электромагнитным полем и приводящие к общему возрастанию интенсивности дифракционного излучения в системе. Соотношения (1), (4) и (6) позволяют записать условие аномального увеличения амплитуды моды номера s

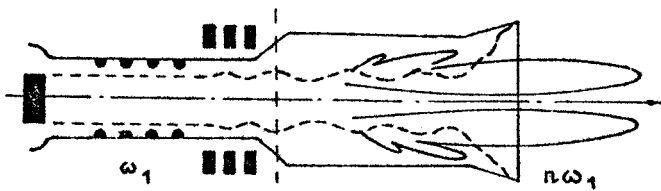
$$\sqrt{1 - \frac{\omega_{kps}^2}{\omega^2}} = \frac{1}{\ell} + \frac{c}{v_z} \left(1 + \frac{1}{\ell} \right), \ell = -\infty, -2, -4, -6, \dots; \ell_{\max} = \frac{c+v_z}{c-v_z}, \quad (8)$$

где ℓ_{\max} - общее число объемных пространственных гармоник в волноводе.

3. Умножение частоты с использованием циклотронного резонанса и синхротронного излучения электронных осцилляторов

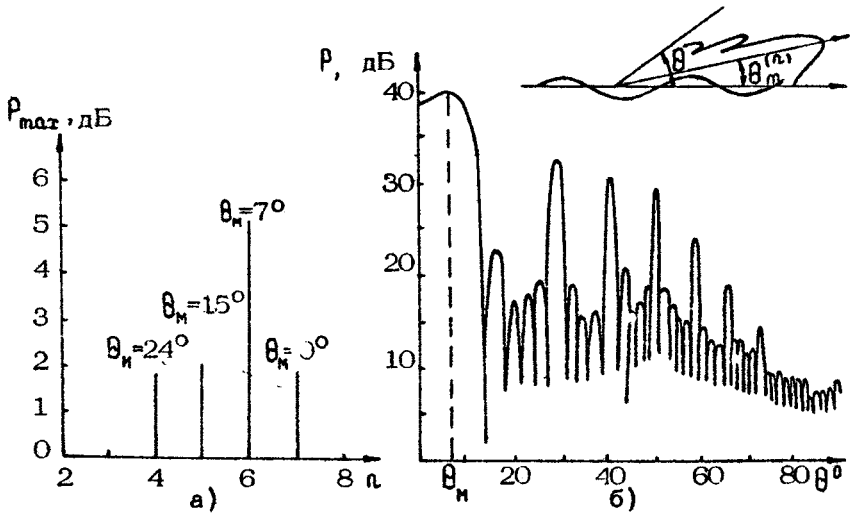
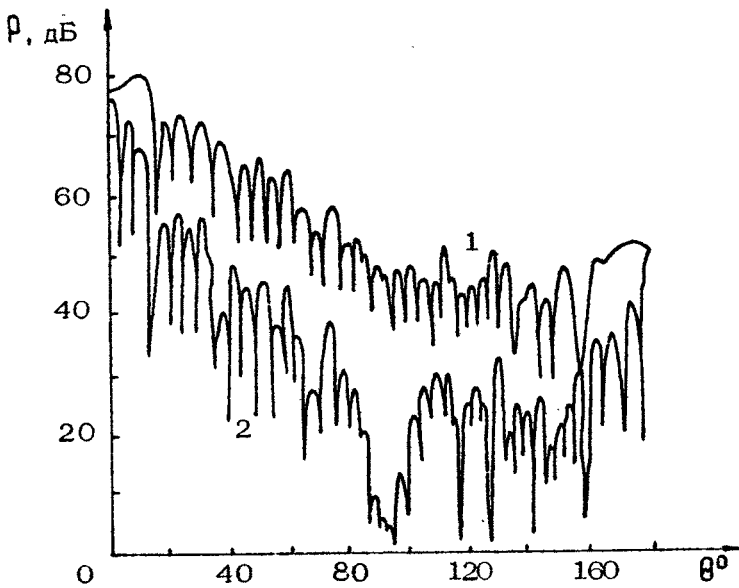
Для вывода энергии высших гармоник тока перспективно использование направленных свойств синхротронного излучения. Известно, что релятивистский электрон, движущийся по криволинейной траектории, излучает в конусе с раствором угла $\Delta\theta \sim 1/\gamma$. Если электрон осциллирует в однородном магнитном поле с циклотронной частотой ω_H , имея поперечную скорость $v_{\perp} \ll c$ и продольную $v_z \sim c$, то излучение направлено вперед и, вообще говоря, может не касаться стенок электродинамической системы. Характеристики излучения могут быть проанализированы в рамках приближения заданного тока временных гармоник с помощью запаздывающих потенциалов.

Схема соответствующего двухсекционного умножителя частоты показана на рис.7 [11,13]. Электронный поток в первой секции испытывает модуляцию по скорости.



Р и с. 7. Схема двухсекционного умножителя частоты на синхротронном излучении сгустков заряда

На входе во вторую секцию поток группируется в сгустки и приобретает необходимую поперечную закрутку. Во второй секции происходит синхротронное излучение сгустков на частотах гармоник исходной модуляции. Результаты численного исследования направленных свойств излучения даны на рис.8 для двух моделей потока. Первая модель (кривая 1) в невозмущенном состоянии содержит 8 тонких спиралей, равномерно распределенных по ларморовской окружности. Модель 2 представляет собой аксиально-симметричный гофр (см. рис.7). В расчетах влияние боковых стенок не учитывалось. Параметры потока были выбраны следующими: $v_z/c = 0,9$, $v_1/v_z = 0,4$, $L_{B3}/\lambda_H = 5,6$, где L_{B3} — длина области взаимодействия. Основная мощность излучения сосредоточена в конусе с углом $\Delta\theta \approx 20^\circ$, что оправдывает пренебрежение влиянием стенок волновода. Мощность излучения зависит от номера гармоники (рис.9,а) и достигает максимума при $n=6$. Преимущественное излучение на гармонике определенного номера свидетельствует о влиянии доплеровского преобразования частоты циклотронных осцилляторов на характеристики рассматриваемого умножителя. Основной поток мощности приходится на угол $\theta_m = 7^\circ$, что соответствует диаграмме направленности излучения отдельного электрона на частоте 6-й гармоники (рис.9,б).



Р и с. 8. Зависимости мощности синхротронного излучения от угла θ для двух моделей потока.
 Р и с. 9. Зависимость мощности излучения от номера гармоники (а) и диаграмма направленности излучения отдельного электрона (б)

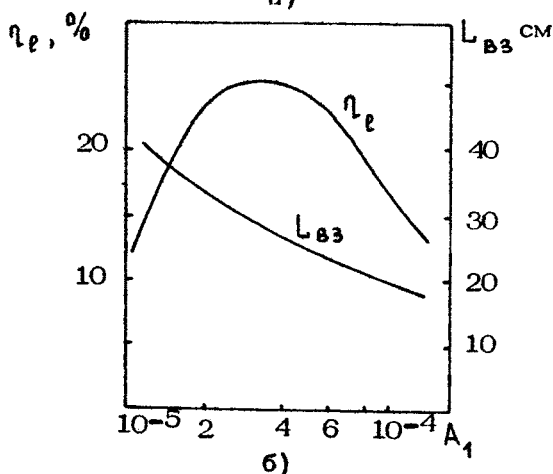
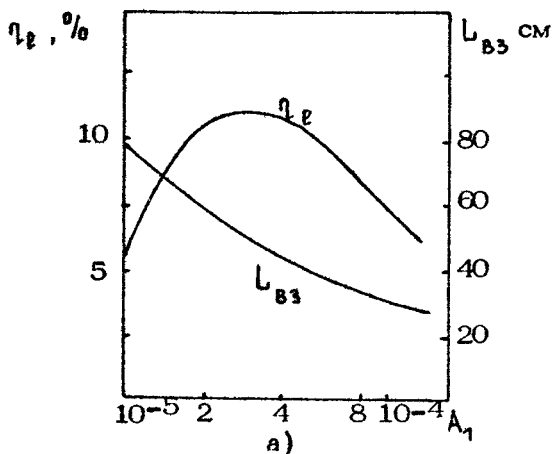
4. Умножение частоты на потоке циклотронных осцилляторов с использованием резонансного рассеяния

Умножение частоты на потоке релятивистских циклотронных осцилляторов может быть сведено к более общему процессу двойного индуцированного резонансного рассеяния электромагнитного поля (см. разд. 1). При рассеянии в многомодовом волноводе поле падающей волны на частоте ω_1 может распространяться практически под любым углом к оси системы. Однако для получения максимального преобразования частоты "рассеянная" волна должна излучаться под небольшими углами к оси x .

Преобразование частоты в гладком волноводе при резонансном рассеянии может быть исследовано численными методами. Рабочие уравнения аналогичны полученным ранее [9], однако в них были учтены произвольные значения фазовых скоростей волн $U_{\varphi 1}$ и $U_{\varphi 2}$. Амплитуда волны накачки A_1 частота ω_1 считается заданной; на частоте ω_2 решается самосогласованная задача. Влияние сил кулоновского расталкивания не учитывается.

Можно рассмотреть следующие три режима резонансного рассеяния:

1) Резонансное рассеяние на невозмущенном потоке [7-9, 13]. Энергия электронов 0,5 МэВ. Индукция фокусирующего поля $B_0 = 12$ кГс. Начальная раскрутка потока $\frac{U_{10}}{U_{z0}} = 0,5$. Фазовые скорости волн $U_{\varphi 1}/c \gg 1$ и $U_{\varphi 2}/c = 1,004$ соответствуют группировке потока в МЦР-генераторе на частоте ω_1 , близкой к критической частоте мощи H_{02} ($\omega_1 \approx \omega_{kp}$), и излучению электронов на частоте ω_2 в режиме МЦР на авторезонансе при взаимодействии потока с модой H_{01} . Коэффициент преобразования частоты $\omega_2/\omega_1 = 4$. Схема умножителя аналогична схеме рис.2, в. Зависимости КПД процесса в точке насыщения η_2 и соответствующих длин области взаимодействия L_{B3} от амплитуды волны накачки A_1 показаны на рис.10, а. Максимум КПД без учета разброса скоростей достигает 11% на длине $L_{B3} = 55$ см. Учет скоростного разброса приводит к уменьшению КПД и смещению оптимальных L_{B3} в сторону меньших длин.



Р и с. 10. Зависимости КПД умножителя и длины области взаимодействия до точки насыщения при резонансном рассеянии на потоке циклотронных осцилляторов: а - на невозмущенном потоке; б - на предварительно сгруппированном потоке

2) Резонансное рассеяние с учетом обратной связи в МЦР. В режиме малых начальных амплитуд КПД умножителя (см.рис. 2, в) сильно падает. Для его увеличения возможен переход к режиму больших начальных амплитуд на

входе во вторую секцию — МЦР на авторезонансе. Увеличение начальной амплитуды достигается введением обратной связи по полю. Она обеспечивается помещением дополнительных отражателей на входе и выходе. Численное исследование такой системы показало, что при оптимальном значении амплитуды на длине области взаимодействия $L_{83} \approx 60$ см с преобразованием частоты $\omega_n / \omega_1 = 4$ КПД возрастает до 10%.

3) Резонансное рассеяние на предварительно сгруппированном потоке [9, 11]. Моделируются процессы в умножителе частоты с предварительной продольной группировкой и последующей поперечной раскачкой (см. рис. 2, б). Поток представляется в виде последовательности заряженных элементов, неравномерно распределенных по начальной фазе. Результаты расчетов показаны на рис. 10, б. Сравнение данных рис. 10, а и 10, б показывает, что предварительная продольная группировка уменьшает оптимальную длину области взаимодействия и увеличивает максимальное значение КПД. Так же, как и при резонансном рассеянии на невозмущенном потоке, разброс скоростей может быть до некоторой степени скомпенсирован увеличением амплитуды накачки, что равнозначно уменьшению длины пространства взаимодействия.

5. Релятивистский квазиоптический умножитель частоты на аномалиях Вуда

Рассмотренный в разд. 2 умножитель частоты с разделенными секциями наиболее эффективен при повышенных ускоряющих напряжениях. Для экспериментов на ускорителе с энергией электронов 0,5 МэВ более удобной оказалась схема устройства, показанная на рис. 2, а [12]. Электродинамическая система представляет собой круглый волновод диаметром 56 мм, нагруженный диафрагмами в виде полупоров с радиусами кривизны 3 мм. Период структуры $d = 1,4$ см обеспечивает взаимодействие потока с -1 -й пространственной гармоникой вблизи π -вида границы полосы прозрачности. С обеих сторон волновод закрывался заглушками с отверстиями для прохождения кольцевого электронного пучка. В коллекторной части отверстия в заглушках были увеличены для лучшего вывода энергии электромагнитного поля. С внут-

ренной стороны к заглушкам крепились отражатели конической формы. Углы раствора конусов при фиксированном диаметре волновода D и заданном отношении $\beta_x = v_x/c$ выбирались из условия

$$\frac{D}{\lambda_n} = \frac{|l| \beta_x}{1 + \beta_x}, \quad |l| \leq \frac{1 + \beta_x}{1 - \beta_x}, \quad |l| = 2, 4, 6, \dots, \quad (9)$$

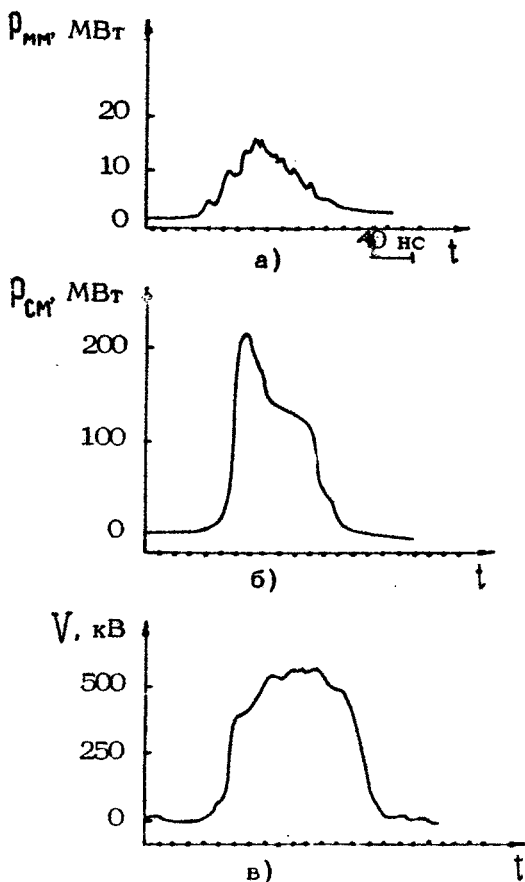
соответствующего аномалиям Вуда (разд.2). Значение длины волны, найденное из условия (9), подставлялось в выражение для косинуса угла между направлением излучения основной пространственной гармонике $l = -1$ дифракционного излучения и осью z (4). Аномалии Вуда проявляются тогда, когда угол $\theta_1^{(n)}$ равен бриллюэновскому углу одной из мод E_{05} :

$$\theta_1^{(n)} \approx \arccos \left(1 - \frac{\lambda_n}{\lambda_{кр}(E_{05})} \right)^{1/2}, \quad \lambda_{кр}(E_{05}) = \frac{\pi D}{\mu_{05}}, \quad (10)$$

где μ_{05} - корень уравнения $J_0(\mu) = 0$. Для выделения моды E_{05} из множества других углов раствора конусов необходимо выбирать таким, чтобы электромагнитная волна, отраженная от их поверхностей, переизлучалась обратно в ту же моду. Поставленным условиям удовлетворяет угол $\varphi = 105^\circ$ ($\lambda_n = 5$ мм, рабочая мода E_{07}).

Умножитель с описанной электродинамической системой экспериментально исследовался на ускорителе [12, 13]. Выходное излучение регистрировалось с помощью наборов полупроводниковых детекторов на горячих носителях. Длины волн излучения определялись с помощью секций запердельных волноводов.

На выходе устройства прежде всего был зафиксирован сигнал генерации 3-сантиметрового диапазона ($\lambda_1 = 31$ см) мощностью 100-200 МВт. С помощью конических зеркал была выделена доплеровски сдвинутая компонента дифракционного излучения, приходящаяся на диапазон 5 мм. Ее мощность достигает 15 МВт. Характерные формы импульсов показаны на рис.11, где $V(t)$ - импульс напряжения на диоде ускорителя, $P_{см}(t)$ - импульс мощности сантиметрового излучения, $P_{мм}(t)$ - импульс миллиметрового сигнала [12].



Р и с. 11. Осциллограммы мощности миллиметрового (а) и сантиметрового (б) излучения и импульс напряжения на диоде ускорителя (в) для релятивистского квазиоптического умножителя частоты на аномалиях Вуда

В ходе эксперимента исследовалось также излучение на выходе умножителя со снятыми зеркалами и заглушками. В спектре присутствуют линии, соответствующие частотам гармоник $\omega_n = n\omega_1$. Интенсивность излучения быстро убывала с уменьшением длины волны и при $\lambda_n = 8$ мм

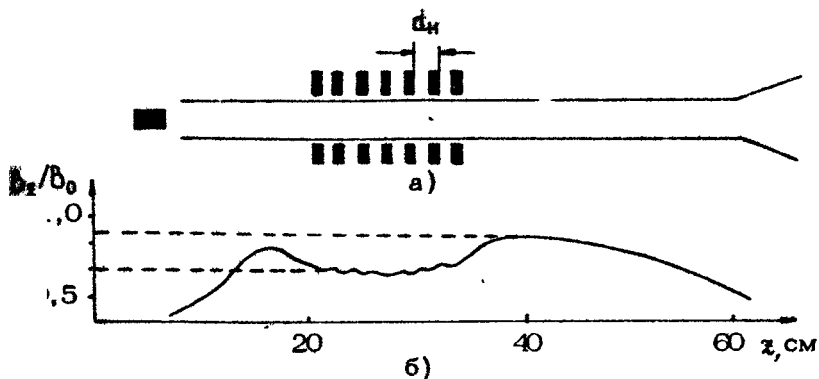
находилась на пределе уровня регистрации. При неоптимально выбранных зеркалах (например, $\varphi = 74^\circ$) миллиметровое излучение практически отсутствовало.

Полученные результаты свидетельствуют о возможности реализации умножителей частоты с дифракционным излучением на частотах высших гармоник под углом к оси системы и доплеровским преобразованием частоты исходного сигнала.

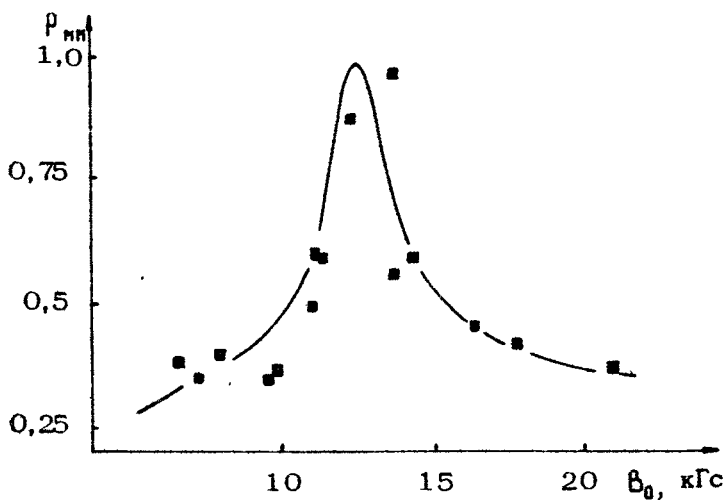
6. Релятивистский доплеровский умножитель частоты на циклотронном резонансе

Схема умножителя частоты показана на рис.2, б [11]. Она аналогична рассмотренной в разд.3, однако при выборе конструкции учитывались особенности, связанные с величиной энергии потока - $\mathcal{E}_0 \approx 0,5$ МэВ. Двухсекционная система состоит из мощного черенковского генератора (предварительная продольная группировка на частоте ω_1) и выходной секции с параметрической раскачкой циклотронных осцилляций и многоволновым синхротронным излучением на частоте высшей гармоники $n\omega_1$. Электродинамическая система черенковского генератора аналогична описанной в разд.5, однако ее длина уменьшена для снижения скоростной модуляции, и тем самым расширения области существования сгустков заряда. Кольца магнитной структуры были изготовлены из мягкого железа, крепились на внешней стенке волновода и обеспечивали необходимую пульсацию магнитного поля в области прохождения потока. При ширине колец 10 мм, толщине 7 мм и периоде структуры 21 мм пульсация составляла 5%, при общем уменьшении поля в области структуры на 20% (рис.12). Магнитная система помещалась сразу же за черенковским генератором в области гладкого волновода [11].

Электронный поток с энергией 0,5 МэВ и силой тока 3-5 кА эмитировался тонким кольцевым катодом диаметром 51 мм. Измерения частоты проводились с помощью заперделенных волноводов и резонансных фильтров. Мощность сантиметрового излучения составила 100 МВт на длине волны 3,1 см [11].



Р и с. 12. Схема устройства магнитостатической расфаски циклотронных осцилляций (а) и продольное изменение магнитного фокусирующего поля (б)



Р и с.13. Зависимость мощности миллиметрового сигнала от индукции магнитного поля B_0 для доплеровского умножителя частоты на циклотронном резонансе

Измерения показали, что основная мощность синхротронного излучения на выходе умножителя приходится на диапазон 5 мм. Мощность излучения зависит от величины фокусирующего магнитного поля и при значениях $B_0 = 12,5$ кГс достигает порядка 50 МВт. Зависимость мощности миллиметрового излучения от величины магнитного поля (рис.13) имеет резонансный характер с максимумом вблизи параметрического резонанса в периодически неоднородном магнитном поле [11, 13]

$$\omega_H = k_H v_x, \quad k_H = 2\pi/d_H, \quad \lambda_H = d_H \frac{v_x}{c} \approx 24 \text{ мм.} \quad (11)$$

Индукция $B_0 = 12,5$ кГс соответствует резонансному значению ω_H (11) при учете примерно 20% уменьшения магнитного поля в области колец и некоторого его ослабления в стенке волновода.

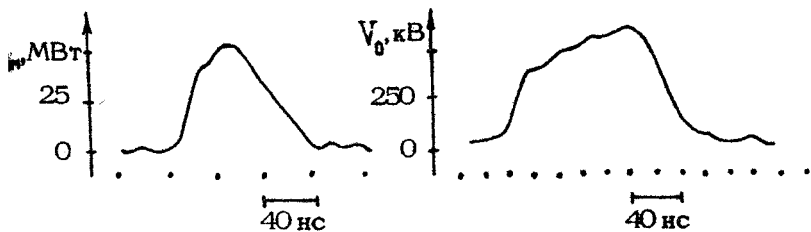
В выбранной схеме умножителя важно обеспечение условия доплеровского резонанса на частоте выделяемого сигнала с учетом конечного значения поперечной скорости потока v_\perp / c

$$\frac{\omega_H}{\omega_n} \approx 1 - \frac{v_x}{c} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \frac{v_\perp^2}{c^2} \right). \quad (12)$$

При ускоряющем напряжении 0,5 МВ ($\gamma = 2$) и типичной раскрутке потока $v_\perp / v_x \approx 0,4$ получаем отношение $\frac{\omega_n}{\omega_H} = 5$, соответствующее данным эксперимента.

Осциллограммы импульса напряжения на диоде и импульса миллиметрового сигнала представлены на рис.14. Длительность импульса излучения примерно соответствует длительности импульса тока. Контрольные измерения сигнала на выходе умножителя без периодической магнитной структуры показали отсутствие заметного излучения в диапазоне 5 мм.

Таким образом, умножитель комбинированного типа, состоящий из черенковского генератора (ЛОВ), электронного параметрического усилителя и электронного синхротронного лазера на циклотронном резонансе перспективен для получения мощного излучения миллиметрового диапазона в режиме резонансного воздействия на поток циклотронных осцилляторов.



Р и с. 14. Импульсы мощности миллиметрового сигнала (а) и напряжения на диоде (б) для доплеровского умножителя частоты на циклотронном резонансе

7. Релятивистский генератор синхротронного излучения на резонансном рассеянии

Прямое использование резонансного рассеяния волн на потоке релятивистских циклотронных осцилляторов возможно при работе первой секции в режиме МЦР [13]. В этом случае обеспечиваются условия двойного резонанса, характеризуемые соотношением (1). Эффективность процесса зависит от разброса скоростей в потоке и быстро уменьшается с его увеличением. Предварительная параметрическая раскачка циклотронных осцилляций, примененная в умножителе частоты на резонансном рассеянии (см.рис. 2, в), характеризуется повышенным разбросом скоростей, поэтому выбран гиротронный режим работы МЦР, малочувствительный к разбросу. Частота генерации выбрана близкой к критической частоте моды H_{02} . В МЦР происходит образование фазовых сгустков на частоте $\omega_1 \approx \omega_H$, которые затем излучают в следующей секции на доплеровски сдвинутой частоте $\omega_n = n \omega_1$.

В области параметрического усиления продольная компонента индукции магнитного поля меняется по закону $B = B_0(1 + \mu \cos k_n z)$, $\mu \ll 1$, $k_n = 2\pi/d_n$, $d_n = 21$ мм. При резонансном условии $\omega_H = k_n v_z$ (11) осуществляется параметрическая раскачка циклотронных осцилляций [17]. Коэффициент их усиления дается формулой [18]

$$\frac{v_{\perp}(L_N)}{v_{\perp}(0)} = \frac{v_{\perp}(L_N)}{v_{\perp}(0)} \approx \text{ch} \left(\frac{\pi}{2} \mu N_N \right), \quad (13)$$

где N_N - число периодов пульсаций поля, $L_N = \frac{2\pi}{k_N} N_N$.

При типичной пульсации $\mu = 0,02 \div 0,05$ достаточно всего нескольких периодов для получения требуемой закрутки $\frac{v_{\perp}}{v_z} = 0,2-0,5$.

Гладкий круглый волновод, выбранный в качестве электродинамической системы умножителя, образует открытый цилиндрический резонатор. Для нахождения резонансных частот $\omega_{m,n}$ справедлива формула теории дифракции [19]

$$\frac{2\pi c}{\omega_{m,n}} = \frac{\mu_{m,n}}{\pi D} + \frac{\rho}{b_m}, \quad (14)$$

где $\mu_{m,n}$ - корень функции Бесселя $J_m(\mu) = 0$; $b_m = (D^2 - D_m^2)^{1/2}$; $D_m = \pi D / \mu_{m,n}$ - диаметр внутренней каустики; ρ - параметр теории дифракции, $\rho = \frac{\pi q^2}{4(M + b + i\delta)^2}$ ($q = 1, 2, 3, \dots$),

$$M = \left(\frac{\pi L^2}{\lambda_{m,n} b_m} \right)^{1/2}, \quad \delta = 0,824. \text{ Второй член в правой}$$

части (14) обычно мал и собственная частота цилиндрического резонатора близка к критической частоте волновода $\lambda_{m,n} \approx \lambda_{крит,n} = \pi D / \mu_{m,n}$. В зависимости от диаметра потока и напряженности магнитного поля волновод может возбуждаться на модах шепчущей галереи $H_{m,n}$ ($m \gg n$) или же аксиально-симметричных модах $E_{0,n}$ и $H_{0,n}$. Заметная концентрация каустик и максимальная эффективность взаимодействия достигаются при прохождении потока на расстоянии $\Delta r \leq \lambda$ от поверхности волновода. Каустики занимают узкие области и от них можно отстраиваться изменением диаметра потока. Ввиду большой добротности открытого резонатора условия самовозбуждения легко выполняются при длинах $L \geq 10 \lambda$. В реальной конструкции умножителя эффективно действует только начальная часть открытого резонатора. При дальнейшем движении электронов возникает значительный динамический разброс скоростей и осцилляторы выходят из синхронизма с электромагнитным полем.

Фазовые сгустки, возникающие в МЦР, излучают на доплеровски сдвинутых частотах. Интерференция излучения многих зарядов приводит к тому, что остаются только

частоты гармоник исходной модуляции $\omega_n = n \omega_1$. Номер преимущественно выделяемой гармоники $n \gg 1$ находится из условия двойного резонанса (1) на основной частоте циклотронных осцилляций $m = 1$ при синхротронном излучении вдоль оси системы ($v_{\varphi_1}^{(n)} \rightarrow c$):

$$\frac{1}{n} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{1}{j^2} + \frac{v_1^2}{c^2} + \frac{\omega_{kps}^2}{\omega_n^2} \right), \quad (15)$$

где ω_{kps} — критическая частота моды номера s , возбуждаемой на частоте ω_n . При $j = 2$ и поперечной раскрутке $q = v_1/v_2 = 0,5$, типичной для МЦР-генератора, выделяется гармоника с номером $n = 4$.

Высокоэффективное излучение на частотах гармоник вперед по направлению движения потока возможно только при самовозбуждении аксиально-симметричных мод на частоте ω_n . В случае генерации на модах шепчущей галереи фазы сгустков зависят от угловой координаты и электронные волны распространяются под углом к оси z . Излучение вперед оказывается ослабленным.

Авторезонансное взаимодействие потока и поля на частоте $n\omega_1$ может привести к достаточно эффективному преобразованию кинетической энергии электронов в энергию СВЧ-колебаний. Характер процесса зависит от значений интеграла движения:

$$\mathfrak{z} = j \left(1 - v_2 v_{\varphi_1}^{(n)} \right) = j_0 \left[1 - v_2(L_H) v_{\varphi_s}(L_H) \right], \quad (16)$$

где $j_0 = j(L_H) = \left[1 - \frac{v_{z0}^2}{c^2} + \frac{v_{\perp 0}^2}{c^2} \right]^{-1/2}$. Если $v_{\varphi_s}^{(n)} \rightarrow c$ и выполняется условие доплеровского резонанса (1), то в

режиме точного авторезонанса справедливы выражения $\mathfrak{z} = \frac{\omega_n j_0}{\omega_n} = j_0/n$ и $\mathfrak{z} = \frac{q(L_H) j_0}{2}$, откуда следует связь номера выделяемой гармоники с величиной начальной закрутки:

$$n \approx 2/q(L_H). \quad (17)$$

Для закрутки $q(L_H) \sim 1$, наиболее эффективной при работе МЦР в режиме высокого КПД, выделяется вторая гармоника $n = 2$. Если $j_0 = 2$, то выполняется также условие взрывной неустойчивости потока циклотронных осцил-

ляторов $Q \gg 1$ [20]. При закрутке $q(L_n) = 0,5$ выделяется гармоника с номером $n = 4$.

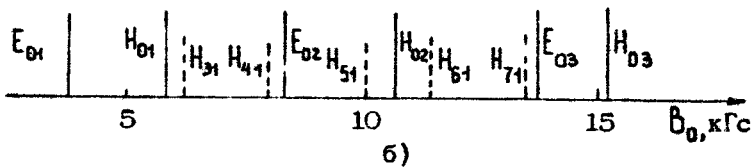
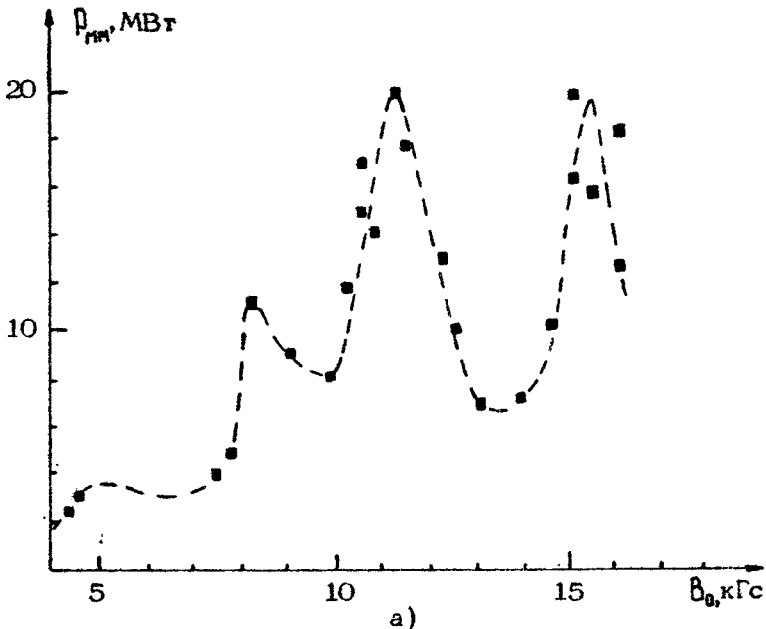
Эксперименты по резонансному рассеянию в умножителе (рис. 2, в) были проведены с использованием электронных пучков диаметром от 40 до 50 мм [13]. Индукция фокусирующего поля менялась в пределах 5–20 кГс. Электродинамическая система, выполненная в виде круглого волновода, имела длину 500 мм. На выходе умножителя, в зависимости от режима работы, диаметра катода, числа магнитных колец и других условий, наблюдались сигналы различной интенсивности, приходящиеся на диапазоны 2,4 см, 12 мм, 5 мм.

Сигнал диапазона 2 см преобладал при фокусировке потока сильным однородным магнитным полем в области катода ($B_0 = 12$ кГс) и выборе диаметра потока близким к диаметру каустик мод шепчущей галереи. Мощность сигнала зависела от условий отражения от концов волновода и достигала максимума при подборе коэффициента отражения с помощью специальных решеток, помещаемых в плоскости выходного рупора.

Максимум сигнала в диапазоне 12 мм был получен при диаметре потока около 42 мм и размещении в плоскости выходного рупора решеток, приводящих к обратному отражению сигналов только в диапазоне 2–2,4 см. Напряженность магнитного поля близка к резонансному значению. Приемным рупором снималось излучение, направленное вдоль оси системы. Полученный результат, по-видимому, можно объяснить с точки зрения неустойчивости в потоке при авторезонансе. Действительно, при $B_0 = 12$ кГс и $\lambda_n = 2,4$ см выполняется условие возникновения неустойчивости на частоте второй гармоники уже в линейном приближении $Q = \omega_n \gamma_0 / \omega_1 \gg 1$. При достаточной длине системы может также развиваться взрывная неустойчивость в нелинейном приближении. Эти процессы могут обеспечить преимущественное выделение сигнала второй гармоники $n = 2$.

Сигнал диапазона 5 мм существенно превышал остальные сигналы, в том числе диапазона 2 см, при диаметре потока 48 мм, сходящемся магнитном поле в области катода и отсутствии специальных отражателей на выходе. Этот режим характеризуется преимущественным синхротронным излучением на частоте 4-й гармоники исходной слабой генерации ($\lambda_1 \approx 2$ см). Вследствие больших поперечных размеров

волновода на генерацию поля накачки влияют резонансы, связанные с возбуждением различных мод. Зависимость мощности миллиметрового излучения от магнитной индукции B_0 оказывается сильно изрезанной (рис. 15, а). На рис. 15, б отмечены значения индукции, соответствующие условию резонанса $\lambda_H = \lambda_{m,n}$, где $\lambda_{m,n}$ - критические длины волн различных мод. Сравнение рис. 15, а и 15, б позволяет сделать следующие выводы. При изменении магнитного поля по обе стороны от значения $B_0 = 12,5$ кГс, соответствующего



Р и с. 15. Умножитель частоты на резонансном рассеянии. Зависимость мощности миллиметрового сигнала от индукции B_0 (а). Диаграмма резонансных значений индукции B_0 (б)

параметрическому резонансу, создаются условия для преимущественного возбуждения одной из мод. Если генерация происходит на аксиально-симметричных модах H_{02} , H_{03} или E_{01} , E_{02} , то излучение в диапазоне 5 мм достигает максимума. Резонансы на модах шепчущей галереи $H_{31} - H_{81}$ существенно уменьшают интенсивность миллиметрового сигнала, так как отдельные участки потока излучают в противофазе. Абсолютный максимум 5-миллиметрового сигнала, с мощностью не менее 20 МВт, приходится на моду H_{02} [13], что соответствует генерации МЦР гиротронного типа. Глубокий минимум при $\nu_0 = 13$ кГц соответствует моде H_{71} , диаметр каустики которой наиболее близок к диаметру потока ($D_m = 4,5$ см). Кроме того, поток проходит вблизи минимума поперечного поля моды E_{03} .

Таким образом, умножитель частоты типа ЭПУ-МЦР-ЭСМ на резонансном рассеянии может действовать в качестве источника преимущественного излучения миллиметрового диапазона на частоте одной из высших гармоник исходной генерации МЦР [13].

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования указывают на возможность создания нескольких типов релятивистских доплеровских умножителей частоты с автогенерацией на частоте одной из низших мод и многоволновым излучением на частоте выделенной высшей гармоники. Вывод энергии гармоники может производиться с помощью механизмов дифракционного и синхротронного излучений. На выходе умножителя могут быть получены мощные когерентные колебания миллиметрового диапазона.

Л и т е р а т у р а

1. Канавец В.И. Двухлучевой умножитель частоты с разделенными спиральями. - В кн.: Труды 2-й Всесоюз. конф. по радиоэлектронике. Саратов: СГУ, 1957, с.59; Изв. вузов. Радиотехника, 1960, т.3, №5, с.497.
2. Канавец В.И. Захватывание колебаний, генерируемых лампой с обратной волной миллиметрового диапазона. - Вест. МГУ. Сер. физ., 1961, №2, с.34.

3. Бурнейка К.П., Канавец В.И., Ни Н.П., Сандалов А.Н. Исследование двухсекционного умножителя частоты на ЛБВ. – Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1970, №6, с.31.
4. Бурнейка К.П., Григоренко Л.П., Канавец В.И. Исследование ЛБВ преобразователя частоты с предварительно модулированным электронным пучком. – Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1970, № 5, с.73.
5. Канавец В.И. Электронная селекция мод и направленное излучение релятивистского электронного потока в сверхразмерных волноводах. – В кн.: Докл. 4-го Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск: ИСЭ СО АН СССР, 1982, т.2, с.140.
6. Александров А.Ф., Афонин А.М., Галузо С.Ю. и др. Релятивистские черенковские генераторы с резонансными замедляющими структурами. – В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.145.
7. Канавец В.И. Дифракционное и рассеянное излучение релятивистских электронных потоков. – В кн.: Лекции по электронике СВЧ, кн.4 Саратов: СГУ, 1978, с.119.
8. Канавец В.И., Кубарев В.А., Черепенин В.А. Рассеяние электромагнитной волны на релятивистском электронном потоке. – ЖТФ, 1977, т.47, № 12, с.2572.
9. Канавец В.И., Руднев А.П., Соколов С.А., Черепенин В.А. Рассеяние электромагнитной волны на потоке релятивистских осцилляторов. – Радиотехника и электроника, 1980, т.25, №1, с.209.
10. 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.1915.
11. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И. и др. Релятивистский доплеровский умножитель частоты на циклотронном резонансе. – Радиотехника и электроника, 1982, т.27, №3, с.578.
12. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И. и др. Релятивистский квазиоптический черенковский генератор на аномалиях Вуда. – Радиотехника и электроника, 1983, т.28, № 4, с.763.

13. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И. и др. Релятивистские СВЧ-умножители частоты. - В кн.: Докл. 4-го Всесоюз. симпозиума по сильноточной электронике. Томск: ИСЭ СО АН СССР, 1982, т.2, с.144.
14. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977.
15. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И. и др. Исследование релятивистского генератора дифракционного излучения миллиметрового диапазона. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №10, с.587.
16. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. Харьков: Вища школа, 1976.
17. Канавец В.И., Черепенин В.А. КПД излучения релятивистского электронного потока, направляемого периодически-неоднородным магнитным полем. - ЖТФ, 1975, т.45, №11, с.2281.
18. Лопухин В.М., Рошаль А.С. Электронно-лучевые параметрические усилители. М.: Сов.радио, 1968.
19. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов.радио, 1966.
20. Канавец В.И., Черепенин В.А. О взрывной неустойчивости в релятивистском потоке электронных осцилляторов. Радиотехника и электроника, 1978, т.23, №11, с.2460.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР

МАЗЕРЫ НА ЦИКЛОТРОННОМ АВТОРЕЗОНАНСЕ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

В.Л.Братман, Г.Г.Денисов, М.М.Офицеров

1. ВВЕДЕНИЕ

Генераторы, основанные на индуцированном тормозном излучении электронов-осцилляторов, уже давно признаны в качестве наиболее перспективных приборов для освоения диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн на высоких уровнях мощности. В слаборелятивистской электронике представитель этого класса гиротрон обеспечивает послучение мощности порядка 1 МВт во всем миллиметровом диапазоне [1] и более 100 кВт на волнах до 0,6 мм [2]. Однако при переходе к релятивистским энергиям электронов гиротрон утрачивает часть своих достоинств, и в первую очередь он становится "менее коротковолновым", так как из-за релятивистского убывания циклотронной частоты $\omega_H = eH_0 / mc \gamma$ с ростом энергии электрона $\mathcal{E} = mc^2 \gamma$ (при заданной напряженности магнитного поля H_0) убывает и частота излучения гиротрона $\omega \approx \omega_H$. Кроме того, сильная зависимость циклотронной частоты от энергии электронов ведет также (при постоянных структурах магнитостатического поля и волны) к относительно быстрому нарушению его резонанса с волной и соответственно к некоторому снижению КПД генератора по сравнению со слаборелятивистским случаем [3].

Оба эти недостатка отсутствуют у другой разновидности МЦР - мазера на циклотронном авторезонансе (МЦАР) [3-5], где в отличие от гиротрона электроны индуцированно излучают не поперек, а почти вдоль магнитостатическо-

го поля. Поэтому вследствие эффекта доплера частота излучения в МЦАР

$$\omega \approx \omega_H / (1 - v_H / v_\phi), \quad (1)$$

как и в других мазерах и лазерах на свободных электронах (МСЭ и ЛСЭ), не падает, а увеличивается с ростом энергии частиц по закону $\omega_{\text{маз}} \approx 2\gamma^2 \omega_H$. В то же время МЦАР выгодно отличается от других МСЭ и ЛСЭ тем, что в нем резонанс электронов с волной поддерживается даже при большом изменении энергии частиц (при совпадении скорости волны в направлении магнитостатического поля v_ϕ со скоростью света имеет место точный авторезонанс [6,7]). Поэтому, согласно теории [5], КПД мазера на циклотронном авторезонансе может составлять десятки процентов.

Теоретическому анализу МЦАР посвящено уже довольно много работ (см. обзоры [5,8,9] и цитированную в них литературу), но целенаправленные эксперименты с этим новым типом генераторов только начались [10-12]. В данной статье будут представлены основные идеи, результаты теории и эксперимента, а также изложены соображения о перспективах развития МЦАР.

2. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ МЦАР

В МЦАР электроны, движущиеся по винтовым траекториям в однородном магнитостатическом поле $\vec{H}_0 = H_0 \vec{x}_0$, взаимодействуют с электромагнитной волной $e^{i\mathbf{r} \cdot \mathbf{k}}$ [i(\omega t - h z)], распространяющейся под малым углом к \vec{H}_0 и имеющей, следовательно, фазовую скорость $v_\phi = \omega / h$, близкую к скорости света c . Соответствующие условия могут быть реализованы, например, в цилиндрических волноводах или резонаторах, которые удобны для транспортировки и волны, и высокоэнергетического электронного пучка.

Усилительный режим

В случае цилиндрического волновода кругового сечения и тонкого трубчатого пучка дисперсионное уравнение для волн, находящихся в циклотронном резонансе

$$\omega - h v_H \approx n \omega_H \quad (n=1,2,\dots) \quad (2)$$

с электронами, имеет вид [13]

$$\delta^2 (\delta - \epsilon) = D^2 \delta + C^3. \quad (3)$$

Здесь $\delta = \left(h - \frac{\omega - n\omega_H}{v_{H0}} \right) / h_0$ и $\epsilon = \left(h_n - \frac{\omega - n\omega_H}{v_{H0}} \right) / h_0$ - "горячая" (с учетом пучка) и "холодная" (при исчезающе малой концентрации частиц) расстройки резонанса электронов с волной на n -й гармонике циклотронной частоты, h_0 - постоянная распространения волны в отсутствие пучка;

$$D = \left[\frac{I}{mc^3/e} \frac{1}{\gamma_0 \beta_{H0}^2} \frac{\lambda^2}{\pi S N_{m,p}} \beta_\varphi^3 \cdot \rho \cdot n \left(1 - \frac{\beta_{H0}}{\beta_\varphi} \right) \right]^{1/2};$$

$$C = \left[\frac{I}{mc^3/e} \frac{1}{\gamma_0 \beta_{H0}^2} \frac{\lambda^2}{\pi S N_{m,p}} \cdot \beta_\varphi^3 \cdot \rho \cdot \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{H0} \beta_\varphi} (\beta_\varphi^2 - 1) \right]^{1/3}.$$

параметр Пирса, I - электронный ток, $mc^3/e \approx 17$ кА, λ - длина волны, S - сечение волновода, $N_{m,p}$ - норма волны:

$N_{m,p} = (1 - m^2/v_{m,p}^2) J_m^2(v_{m,p})$ для магнитных мод $H_{m,p}$ и $N_{m,p} = J_m'^2(\tilde{v}_{m,p})$ для электрических мод $E_{m,p}$ ($v_{m,p}$ и $\tilde{v}_{m,p}$ - корни уравнений $J_m(v) = 0$ и $J_m'(v) = 0$);
 $\beta_\varphi = v_\varphi/c$, $\beta_{\perp, n} = v_{\perp, n}/c$,

$$\rho = \frac{(k_\perp r_H)^{n-1}}{2^n (n-1)!} J_{m-n}(k_\perp r_H)$$

для мод $H_{m,p}$ и

$$\rho = \frac{(\beta_{H0} - \beta_r)}{(1 - \beta_{H0} / \beta_\varphi)} \frac{(k_\perp r_H)^{n-1}}{2^n (n-1)!} J_{m-n}(k_\perp r_H)$$

для мод $E_{m,p}$; $k_\perp = (\omega^2/c^2 - h^2)^{1/2}$ - поперечное волновое число, r_H - ларморовский радиус электрона, r_B - радиус электронного пучка.

Первое слагаемое в правой части уравнения (3) ответственно за непосредственную силовую группировку электронов в поле волны (взаимодействие типа "М"), а второе слагаемое - за их инерционную группировку (взаимодействие типа "О"). Инерционная группировка обусловлена двумя механизмами: релятивистской зависимостью циклотронной частоты от энергии частиц, которая ведет к азимутальной (фа-

зовой) группировке, и смещением частиц в продольно-неоднородном поле волны, приводящим к продольной группировке.

Следует отметить, что в уравнении (3) пренебрежено несинхронными волнами и полем высокочастотного пространственного заряда пучка. Для более простой модели - однородный электронный пучок в безграничном однородном диэлектрике - эти эффекты исследованы в работах [14,5].

При относительно низких токах, когда

$$C^2 \gg D^2, \quad (4)$$

доминирует инерционная группировка электронов, ведущая к усилению волны. Максимальный инкремент

$$\delta''_{\max} = C \frac{\sqrt{3}}{2} \quad (5)$$

достигается при точном синхронизме $\epsilon = 0$.

При относительно больших токах, когда

$$C^2 \ll D^2, \quad (6)$$

доминирует силовая группировка, которая в гладком волноводе, как правило, ведет не к излучению, а к циклотронному поглощению волны (исключение составляет случай очень больших вращательных скоростей частиц, когда $\beta_{\perp 0}^2 > 2\beta_{\perp 0} \beta_{\phi} (1 - \beta_{\perp 0} / \beta_{\phi})$ - см. [14,5]).

Уравнение (3) и его решение описывают линейное усиление одной волны. Если же на вход пространства взаимодействия поступает несколько волн или случайный (шумовой) сигнал, содержащий "затравки" на многих модах, то в рамках применимости линейного приближения возможно одновременно нарастание нескольких или многих мод, происходящее для каждой из них в своей полосе частот отрицательной реабсорбции

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \sim C \frac{\beta_{\perp 0}}{\beta_{\phi}} \frac{i}{(1 - \beta_{\perp 0} / \beta_{\phi})}, \quad (7)$$

где ω_0 - частота точного синхронизма, когда $\omega_0 - h_0 v_{\perp 0} = n \omega_{H0}$ (полоса отрицательной реабсорбции существенно расширяется, если линия синхронизма касается дисперсионной кривой $\omega(h)$, так что $\beta_s = \beta_r$; в этом случае $\Delta\omega / \omega_0 \sim [1/2]$).

По аналогии с квантовыми системами к режиму однопроходного усиления шумового сигнала будем применять термин

"суперлюминесценция" (в литературе часто встречается также термин "сверхизлучение").

Генераторный режим

Если для одной из волн обеспечена селективная обратная связь, а другие волны не успевают сильно нарасти на длине пространства взаимодействия, то при превышении стартового тока [8,15]

$$I_{ст} = \frac{m c^3}{e} \gamma_0 \beta_{н0}^2 \frac{R_0^2}{L^2 Q} \frac{N_{m,p}}{(1 - \beta_\varphi^{-2}) \beta_\perp^2 \rho [x_1(\varphi) + x_2(\varphi)]} \quad (8)$$

возможно возникновение одномодовой генерации. В выражении (8) L , Q — длина и добротность резонатора,

$$x_1(\varphi) = \frac{1}{\mu} \left\{ -\varphi(\varphi) + b [\varphi(\varphi + \varphi \varphi'(\varphi))] \right\}, \quad (9)$$

$$x_2(\varphi) = -\varphi'(\varphi) \quad (10)$$

силовая и инерционная составляющие восприимчивости, вносимой винтовым пучком в резонатор; функция $\varphi(\varphi)$ пропорциональна интенсивности пространственного спектра высокочастотной силы, действующей на электроны; если амплитуда волны постоянна на отрезке $0 \leq z \leq L$, то $\varphi = (1 - \cos \varphi) / \varphi^2$; $\varphi = \delta \mu$ — угол пролета электронов,

$$\mu = \frac{\beta_{\perp 0}^2 (1 - \beta_\varphi^{-2}) \omega L}{2(1 - \beta_{н0} / \beta_\varphi) v_{н0}} \quad (11)$$

параметр инерционной группировки частиц.

Электронный КПД генератора равен [3]

$$\eta = \eta_{s,p} \cdot \eta_\perp, \quad (12)$$

где

$$\eta_{s,p} = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2(1 - \beta_{н0} / \beta_\varphi) (1 - \gamma_0^{-1})} \quad (13)$$

одночастичный (single particle) КПД, т.е. максимальная доля энергии, которая может быть в принципе отобрана волной с заданной фазовой скоростью у одного электрона или идеально компактного сгустка (при полном отборе осцилляторной энергии).

$$\eta_{\perp} = 1 - \frac{\overline{\rho_{\perp}^2(L)}}{\rho_{\perp 0}^2} \quad (14)$$

показатель компактности группировки частиц, или орбитальный КПД (ρ_{\perp} – поперечный импульс электрона, черта означает усреднение по начальным фазам частиц относительно волны). При постоянной амплитуде синхронной волны орбитальный КПД η_{\perp} зависит от четырех параметров: от параметра инерционной группировки μ , безразмерной амплитуды волны F (или превышения тока над стартовым значением), расстройки резонанса δ и параметра отдачи

$$\tilde{b} = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{\parallel 0}\beta_{\Phi}(1-\beta_{\parallel 0}/\beta_{\Phi})}, \quad (15)$$

характеризующего изменение продольного импульса электрона при его взаимодействии с волной.

Для гиротрона, где $\beta_{\Phi} \gg 1$, параметр отдачи очень мал и соответственно продольный импульс частиц почти не меняется. В МЦАР, где $\beta_{\Phi} \approx 1$, параметр отдачи может принимать значения близкие к единице; в соответствующих режимах изменение продольного импульса частиц очень существенно, так что, несмотря на поперечный характер взаимодействия при циклотронном резонансе, энергия волны черпается главным образом из их поступательного движения. Важно отметить, что в МЦАР параметр \tilde{b} отличается от одночастичного КПД $\eta_{\text{э.р}}$ лишь близким к единице множителем $(1-\beta_{\parallel 0}^{-1})/\beta_{\parallel 0}\beta_{\Phi}$.

Для МЦАР с постоянной продольной структурой синхронной волны и основного циклотронного резонанса ($n=1$) на рис.1 изображены значения орбитального КПД в зависимости от параметров μ и \tilde{b} , оптимизированные по расстройке δ и амплитуде волны F (подробнее см. [5,8]).

Как ясно из соотношения (12), для получения высокого КПД в МЦАР необходимо одновременно обеспечить достаточно большие значения как одночастичного КПД $\eta_{\text{э.р}}$, так и показателя компактности группировки – орбитального КПД η_{\perp} [4,5]. При ультрарелятивистских ($\gamma_0 \gg 1$) энергиях частиц $\eta_{\text{э.р}}$ и η_{\perp} могут одновременно быть величинами порядка единицы вблизи авторезонанса, если фазовая скорость волны очень мало отличается от скорости света

$$|1 - \beta_{\Phi}^{-2}| \ll \gamma_0^{-2}, \quad (16)$$

осцилляторная скорость частиц достаточно велика

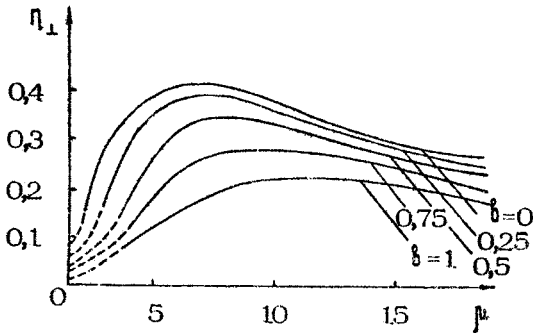
$$\beta_{\perp 0} \sim \gamma_0^{-1} \quad (17)$$

и параметр инерционной группировки близок к оптимальному значению (см. рис.1)

$$\mu \sim \mu_{opt}. \quad (18)$$

При выполнении всех этих условий в МЦАР реализуется также большое доплеровское преобразование частоты колебаний

$$\omega/\omega_H \lesssim \gamma_0^2. \quad (19)$$



Р и с. 1. Зависимость орбитального КПД, оптимизированного по расстройке синхронизма и амплитуде волны, от параметров инерционной группировки μ и отдачи δ для МЦАР с постоянной продольной структурой поля

Допустимый разброс параметров электронного пучка

Эффективные циклотронные усиление и генерация волн, описываемые приведенными выше формулами, имеют место, если на длине взаимодействия мала вызванная разбросом начальных скоростей дисперсия углов пролета частиц:

$$|\delta\Phi| \lesssim 2\pi. \quad (20)$$

Для произвольных скоростей частиц и волн отсюда получаем следующие достаточные ограничения на разброс энергий и поступательных скоростей:

$$\frac{\delta \gamma_0}{\gamma_0} \leq \frac{1}{N}, \quad (21)$$

$$\frac{\delta \beta_{\parallel 0}}{\beta_{\parallel 0}} \leq \frac{2\pi}{kL}. \quad (22)$$

Для МЦАР с параметрами близкими к оптимальным, задаваемым формулами (16) и (17), вследствие компенсации уходов от резонанса циклотронных частот электронов $\delta\omega_n$ доплеровскими смещениями $\delta(k_{\parallel} v_{\parallel})$ условие на разброс энергии (21) заменяется на существенно более мягкое [16]

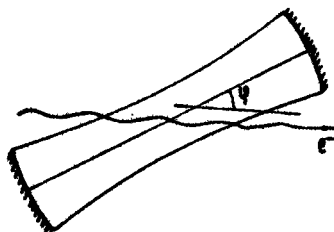
$$\frac{\delta \gamma_0}{\gamma_0} \leq \frac{\gamma_0^2}{N}. \quad (23)$$

3. ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ МЦАР

В соответствии с принципом действия МЦАР поле рабочей моды должно содержать волну, распространяющуюся под небольшим углом

$$0 < \varphi < \gamma_0^{-1}$$

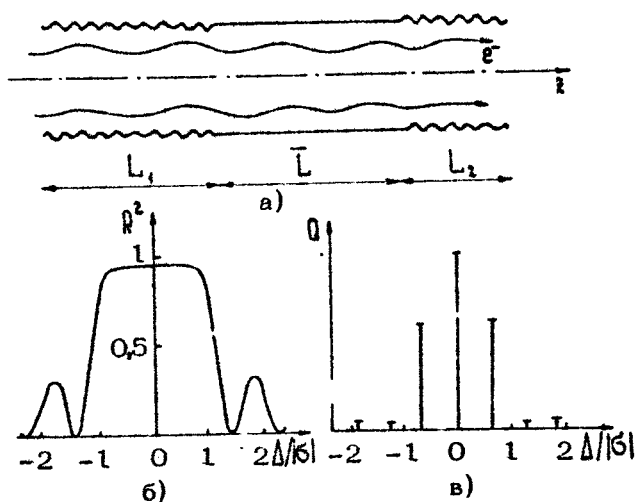
к направлению поступательного движения частиц. Этому условию в принципе легко удовлетворить, используя в качестве электродинамической системы обычный двухзеркальный резонатор, ось которого наклонена под углом φ к пучку (рис.2). Однако в этом варианте очень велики трудности проводки сильнооточного электронного пучка вдали от прово-



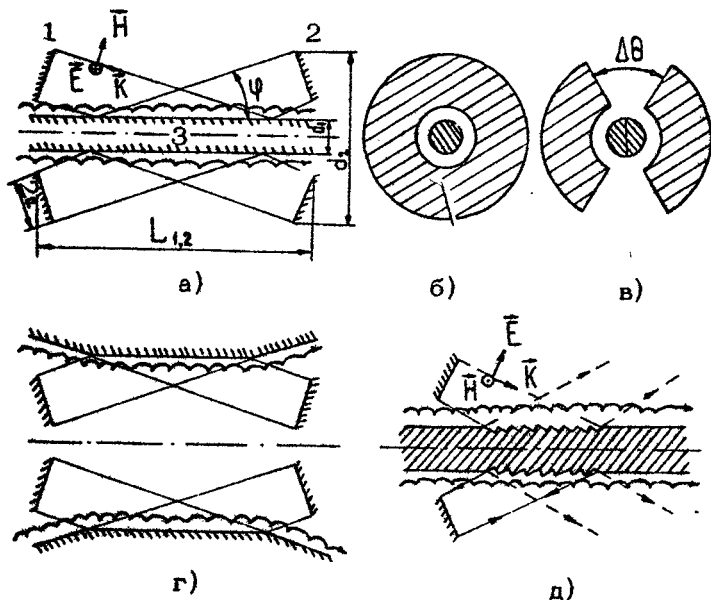
Р и с. 2. Двухзеркальный квазиоптический резонатор

дящих поверхностей. Транспортировка пучка наиболее проста в системах, обладающих аксиальной симметрией. Среди последних для обеспечения одномодовой генерации необходимо выбрать такие, в которых осуществляется селективная обратная связь.

В миллиметровом диапазоне длин волн одним из наиболее простых решений проблемы является использование цилиндрического резонатора, в котором зеркалами служат отрезки слабооффрированных волноводов – брэгговские зеркала (рис.3) [17–19]. Такие системы обеспечивают высокую электродинамическую селекцию мод по продольным индексам, и благодаря ей при не слишком большом поперечном сечении резонатора осуществляется также электронная селекция мод по поперечным индексам. В субмиллиметровом и более коротковолновых диапазонах, где сечение пространства взаимодействия (в длинах волн) неизбежно очень велико, более естественны квазиоптические системы, например трехзеркальные осесимметричные резонаторы (рис.4,а,г). В таких системах достаточно просто обеспечивается электродинамическая селекция по поперечным, а при использовании эшелетта (рис.4,д) – так же и по продольным индексам (см. [20]).



Р и с. 3. Цилиндрический резонатор с брэгговскими зеркалами (а); зависимость коэффициента отражения волны от брэгговского зеркала от частоты (б); спектр резонатора (в)



Р и с. 4. Зеркальные квазиоптические электродинамические системы для МЦАР: а, г – трехзеркальные резонаторы (на рис.4,б,в показаны два варианта зеркал для резонатора, изображенного на рис.4,а, – сплошной и с вырезами для селекции аксиальных мод), д – резонатор с эшелеттом.

Резонаторы с брэгговскими зеркалами

Действие зеркала в виде отрезка цилиндрического волновода с неглубокой гофрировкой боковой поверхности основано на том, что на периодических неоднородностях гофрировки происходит резонансное брэгговское переотражение друг в друга двух встречных волн \vec{E}_1 и \vec{E}_2 . Пусть, например, волновод имеет круговое сечение, а гофрировка является синусоидальной с винтовой симметрией

$$R = R_0 + l \cos(\bar{h}z + m\varphi), \quad (24)$$

где $\bar{h} = 2\pi/d$, d и m – период и азимутальный индекс гофрировки (при $m = 0$ гофрировка является аксиально-сим-

метричной). Тогда для связи волн

$$\vec{E}_{1,2} = A_{1,2}(z) \vec{E}_{1,2}(\varphi) \exp(i\omega t - ih_{1,2}z - im_{1,2}\varphi)$$

$$(h_1 > 0, h_2 < 0)$$

должны быть выполнены два резонансных условия

$$h_1 - h_2 = \bar{h},$$

$$m_1 - m_2 = \pm \bar{m}. \quad (25)$$

Если на гофрированном участке связь выбранных волн \vec{E}_1 и \vec{E}_2 с остальными волнами \vec{E}_s является пренебрежимо малой (для "паразитных" рассеяний $\vec{E}_{1,2} \leftrightarrow \vec{E}_s$, $s \neq 1, 2$ не выполнено хотя бы одно из условий, аналогичных (25)), то взаимодействие $\vec{E}_1 \leftrightarrow \vec{E}_2$ описывается системой двух уравнений связанных волн [21, 22, 19]:

$$\frac{dA_1}{dz} + (i\Delta + \alpha_1)A_1 = -i\epsilon_{2,1}A_2,$$

$$\frac{dA_2}{dz} - (i\Delta + \alpha_2)A_2 = i\epsilon_{1,2}A_1. \quad (26)$$

Здесь $\Delta = (h_1 - h_2 - \bar{h})/2$ - брэгговская расстройка волн, $\alpha_{1,2}$ - их постоянные затухания, $\epsilon_{1,2}$ и $\epsilon_{2,1}$ - коэффициенты связи, выражения для которых приведены, например, в [19].

Решая уравнения (26) с соответствующими граничными условиями, можно определить коэффициент отражения волны от гофрированного участка

$$\frac{A_2(0)}{A_1(0)} \equiv R(\omega) \exp[i\Phi(\omega)]. \quad (27)$$

В простейшем случае, когда гофрированный участок согласован таким образом, что падающая на него волна \vec{E}_1 не испытывает отражений от его конца

$$A_2(L) = 0 \quad (28)$$

и, кроме того, волны \vec{E}_1 и \vec{E}_2 имеют одинаковые поперечные структуры, коэффициент отражения равен

$$R(\omega) \exp[i\varphi(\omega)] = \frac{-i\epsilon \cdot \operatorname{sh} \hat{\gamma} L}{(\alpha + i\Delta) \operatorname{sh} \hat{\gamma} L + \hat{\gamma} \operatorname{ch} \hat{\gamma} L}, \quad (29)$$

где $\hat{\gamma}^2 = \sigma^2 + (\alpha + i\Delta)^2$, $\alpha = \alpha_1 = \alpha_2$, $\epsilon = \epsilon_{1,2} = \epsilon_{2,1}$.

Согласно (29) в случае малых омических потерь, когда $\alpha L \ll (1 - R^0)$,

$$\alpha L \ll (1 - R^0), \quad (30)$$

где R^0 - коэффициент отражения в отсутствие потерь (при $\alpha = 0$), гофрированный участок может иметь высокий коэффициент отражения внутри полосы непрозрачности

$$|\Delta| \leq |\epsilon| \quad (31)$$

и такие участки можно использовать для создания высокодобротных резонаторов.

Собственные частоты резонатора с двумя брэгговскими зеркалами (см. рис.3,в) определяются из условия цикличности для фазы

$$\varphi_1(\omega) + \varphi_2(\omega) + 2\Delta \bar{L} + \bar{H} \bar{L} + \varphi_0 = 2n\pi \quad (32)$$

$$(n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

где $\varphi_{1,2}(\omega)$ - фазы коэффициентов отражения от первого и второго зеркала, \bar{L} - длина гладкого участка между зеркалами, φ_0 - разность фаз гофров первого и второго зеркал. Добротности колебаний определяются соотношением

$$Q_n = \frac{\omega T}{1 - R_1 R_2}, \quad (33)$$

где $T = (\bar{L} + L_{\text{эф}}) / v_g$ - эффективное время высвечивания высокочастотной энергии, $L_{\text{эф}} = (\sigma^2 - \Delta^2)^{-1/2}$ - эффективная длина поля на зеркалах, $v_g = c (\hbar / 2k)$ - групповая скорость волны.

Согласно (29) и (32) число колебаний резонатора q зависит от длины гладкого участка \bar{L} и разности фаз гофров φ_0 . При большой длине, когда $|\epsilon \bar{L}| \gg 1$, q близко к целой части величины $2|\epsilon| \bar{L} / \pi$. Если же гладкий участок вообще отсутствует ($\bar{L} = 0$), то в полосе непрозрач-

ности в зависимости от Φ_0 находится либо одно, либо не содержится ни одного резонансного колебания [19]. Подчеркнем, что использование более сложных распределений амплитуды $I(z)$ и фазы $\Phi_0(z)$ гофрировки по длине резонатора позволяет в широких пределах изменять спектр и продольную структуру колебаний резонатора.

Изучение электродинамических характеристик брэгговских резонаторов в "холодных" экспериментах на волнах 4 - 8 мм [19] показало, что центральные частоты полос непрозрачности и коэффициенты связи волн находятся в хорошем соответствии с расчетом. В то же время измеренные добротности колебаний в некоторых случаях в полтора-два раза отличались от расчетных. Кроме колебаний, обусловленных брэгговскими отражениями волн, в эксперименте наблюдались также колебания на квазикритических частотах [23]. Хотя эти "паразитные" колебания обладают высокой добротностью и имеют густой спектр, в МЦАР (а также в убитроне) с небольшим по сравнению с периодом электронной траектории L_H радиусом резонатора

$$R_0 < \frac{1,84}{2\pi} L_H \quad (34)$$

они не могут возбуждаться электронным пучком на первой гармонике циклотронной (ондуляторной) частоты и потому не очень опасны. Но в резонаторах большого сечения, когда условие (34) не выполнено, квазикритические колебания могут, вообще говоря, возбуждаться (режим гиротрона) и их приходится дискриминировать.

Согласно оценкам, применение брэгговских резонаторов для МЦАР ограничено со стороны коротких волн длинноволновой частью субмиллиметрового диапазона. Если пытаться продвигаться в более короткие волны, пропорционально уменьшая размеры МЦАР с брэгговским резонатором, то резко возрастают трудности формирования электронного пучка и увеличиваются омические потери высокочастотной мощности. Если же сохранять поперечное сечение резонатора, то происходит быстрое сгущение спектра резонансных частот*).

*) Кроме того, при уменьшении периода гофрировки до значений $d^2 \leq 5 R_0$ в гофрированных участках появляются медленные волны, которые могут возбуждаться электронным пучком на черенковском синхронизме [24-26].

Зеркальные квазиоптические резонаторы

Для обеспечения высокой добротности и селективных свойств открытого резонатора (см. рис.4,а) его параметр Френеля должен быть величиной порядка единицы:

$$a^2 / \lambda L_{1,2} \geq 1, \quad (35)$$

где $2a$ - ширина зеркал 1 и 2, $L_{1,2}$ - расстояние между ними. Вследствие малости угла φ расстояние $L_{1,2}$ оказывается близким к длине взаимодействия электронов с волной:

$$L_{1,2} \approx N L_H, \quad (36)$$

где N - число колебаний частиц. С учетом соотношения между ларморовским шагом и излучаемой длиной волны $L_H \sim \gamma^2 \lambda$ получаем оценку для ширины зеркала

$$2a \geq 2\sqrt{N} \gamma \lambda, \quad (37)$$

из которой ясно, что зеркальные резонаторы имеют приемлемые поперечные размеры для не слишком длинных волн $\lambda \leq 1 - 3$ мм.

Следует подчеркнуть, что условие (37) обеспечивает селекцию колебаний только по радиальным индексам. Азимутальной селекции мод можно достичь, например, ценой отката от полной аксиальной симметрии системы - с помощью азимутальных вырезов на зеркалах 1 и 2 (или на одном из них), которые могут одновременно использоваться для вывода излучения (см. рис.4,в).

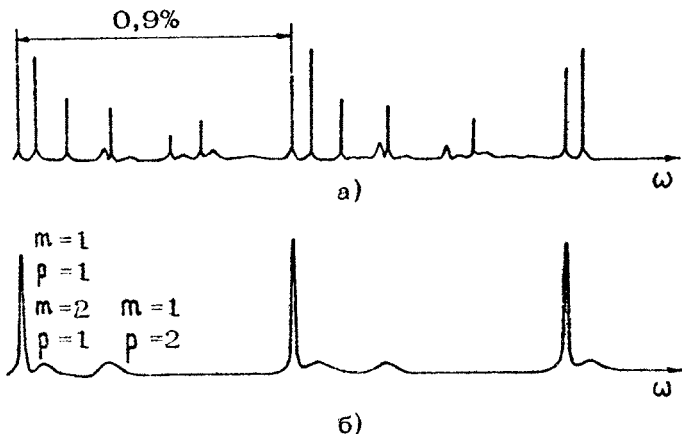
Экспериментальное исследование квазиоптических резонаторов проводилось на нескольких моделях в четырехмиллиметровом диапазоне длин волн.

1. Исследовались спектральные характеристики и структуры полей трехзеркальных резонаторов (рис.4,а) со следующими параметрами: $2a = 16\lambda$, $d_1 = 14\lambda$, $d_2 = 52\lambda$, $L_{1,2} = 56\lambda$, $L_3 = 47\lambda$. Для уменьшения размеров зеркал и упрощения юстировки среднее зеркало 3 имело в осевой плоскости квадратичный профиль с радиусом кривизны 300λ . Угол наклона зеркал 1 и 2 к оси системы составлял 70° .

Возбуждение и прием колебаний производились через отверстие связи в стенках зеркал 1 и 2. Для возможности эффективного возбуждения и приема колебаний, имеющих по не-

скольку радиальных или азимутальных вариаций, отверстия связи были смещены от середины зеркал.

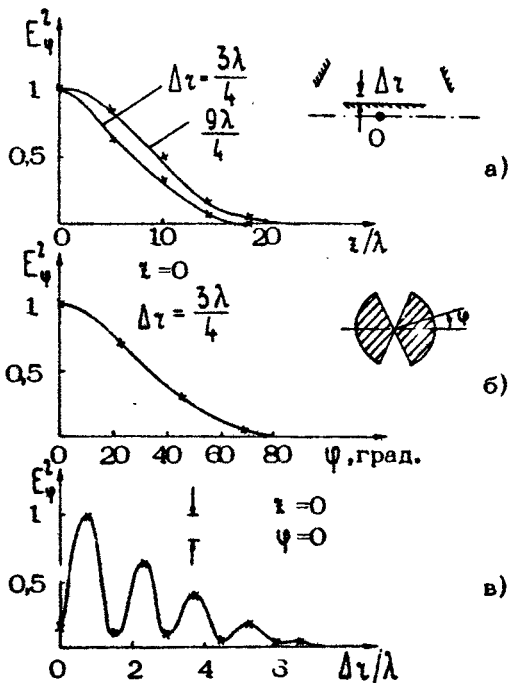
Наблюдавшийся спектр аксиально-симметричного резонатора состоял из групп, содержащих по 7-9 колебаний с одинаковыми продольными ($q \sim 100$) и различающимися азимутальными ($m = 1 - 5$) и радиальными ($p = 1, 2$) индексами (рис. 5, а). В каждой группе имелось по 4-5 колебаний с очень высокими добротностями порядка $20\,000 + 30\,000$, которые определялись дифракционным расплыванием волновых пучков по радиусу и рассеянием на отверстиях связи. Спектр и структуры полей очень чувствительны к малейшим перекосам или несоосности зеркал.



Р и с. 5. Спектры трехзеркальных резонаторов, изображенных на рис. 4, а-в

Для обеспечения селекции мод по азимутальным индексам в зеркале 2 было сделано симметрично два больших выреза с протяженностью по углу $\Delta\theta = 60^\circ$ и шириной порядка 2λ каждый (рис. 4, в). Кроме того, для коррекции расплывания волнового пучка в азимутальном направлении и упрощения юстировки системы была нарушена аксиальная симметрия зеркала 3: оно было разрезано в осевой плоскости на две части, которые были затем придвинуты друг к другу на расстояние $\lambda/12$. В результате система по существу содержала два независимых резонатора, соответствующих двум участкам зеркала 2, так что подавление колебаний в одном из резонаторов не сказывалось на колебаниях

второго. Наблюдавшийся спектр каждого из резонаторов (рис.5,б) содержал существенно меньше колебаний, чем в аксиально-симметричном резонаторе (рис.5,а): Наибольшей добротностью $Q_{1,1} \approx 7000$ обладало колебание, имеющее по одной вариации по азимуту и радиусу (рис.6). Его добротность определялась главным образом потерями через вырезы в зеркале 2. Добротности колебаний с двумя вариациями по углу или радиусу были не выше 1500. Спектр резонатора был устойчив к перекосам зеркал на углы до $0,2^\circ$ и несоосностям порядка $\lambda/20$.



Р и с. 6. Распределение электрического поля в трехзеркальном резонаторе: а - по продольной координате, б - по углу и в - по радиусу

2. Во втором эксперименте исследовались резонаторы, в которых одним из зеркал служил плоский (в отличие от изображенного на рис.4,д) эшелетт. Даже при малых углах падения волнового пучка на эшелетт ($\psi = 15-20^\circ$) и малых поперечных (по отношению к волновому пучку) разме-

рах эшелетта ($\sim 14 \lambda$) коэффициент отражения от него достигал 0,96 – 0,97. При этом эшелетт обеспечивал также селекцию резонансных колебаний по продольному индексу, если расстояние L между ним и вторым зеркалом было меньше длины эшелетта 26.

4. ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИЕ СИСТЕМЫ МЦАР

Для эффективной работы МЦАР требуется сильноточный пучок, в котором частицы имеют достаточно большие поперечные скорости $\beta_{\perp 0}$ с возможно меньшим разбросом поступательных скоростей $\delta\beta_{\parallel 0}$. В слаборелятивистских МЦР (гиротронах) для решения аналогичной задачи с успехом используются адиабатические магнетронные пушки, в которых эмиссия частиц происходит со специального эмиттирующего пояска. В то же время в сильноточных релятивистских инжекторах с холодными катодами, где взрывная эмиссия неизбежно происходит со всей поверхности катода, возможности этого метода существенно ограничены, и при его реализации приходится либо вырезать с помощью анодной диафрагмы малую часть пучка, содержащую частицы с требуемыми пичч-углами [27], либо использовать довольно сложную для расчета и регулировки неадиабатическую пушку [28]. Более простым и адекватным сильноточным пучкам представляется использующийся в ряде работ метод, основанный на резонансной раскатке первоначально прямолинейного пучка в пространственно-периодическом (ондуляторном) магнитостатическом поле (рис.7), которому и было отдано предпочтение в наших экспериментах.

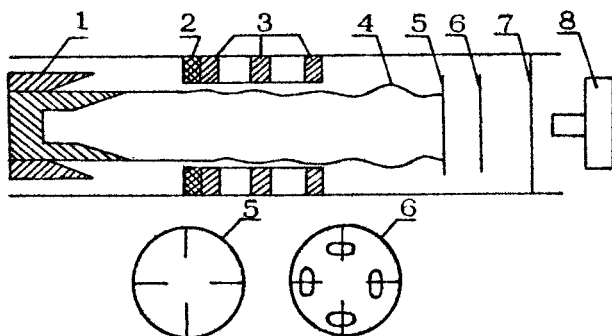
Резонансная раскатка электронного пучка

При реализации метода резонансной раскатки в работах [10–12,29] использовались кваксимальные пушки с магнитной изоляцией и двойным катодом, что позволяло в широких пределах менять величину электронного тока при сохранении импеданса диода. Прямолинейный электронный пучок, эмиттируемый с поверхности внутреннего катода (рис.7), поступает в секцию раскатки – короткий ондулятор, образованный системой из нескольких проводящих колец (сплошных или с радиальными разрезами), модулирующих поле импульсного

соленоида. При достаточной величине модуляции поля и выполнении условия резонанса

$$\Omega_{\beta} \approx \omega_n, \quad (38)$$

где $\Omega_{\beta} = 2\pi v_{10} / D$ - частота колебаний электронов в ондуляторе периода D , электроны могут приобретать в системе накачки большую поперечную скорость. В эксперименте при периоде $D = 1 - 2$ см и энергиях электронов $\mathcal{E} \sim 500$ кэВ в ондуляторах, состоящих из 2 - 4 колец, получена поперечная скорость $\beta_{10} \sim 0,2 - 0,4$ с приемлемым разбросом $\delta\beta_{10} \leq 0,05$. При заданной величине магнитного поля глубина его модуляции в ондуляторе, и соответственно поперечная скорость частиц β_{10} , регулируется в широких пределах путем изменения временной задержки импульса электронного тока относительно импульса поля соленоида.



Р и с. 7. Электронно-оптическая система МЦАР:

1 - двойной катод, 2 - графитовая диафрагма, 3 - медные кольца (сплошные или разрезанные по радиусу) системы накачки осцилляторной скорости частиц, 4 - электронный пучок, 5 - мишень с радиальными щелями, 6 - сцинтиллирующий экран (эллипсы - следы прошедшего через щели в мишени идеального электронного пучка, в котором отсутствуют скоростной разброс и радиальный разброс ведущих центров частиц), 7 - вакуумное окно, 8 - фотокамера

Следует иметь в виду, что при использовании описанной выше простейшей одноступенчатой системы резонансной рас-

качки электронного пучка укорочение волны МЦАР путем увеличения напряженности магнитного поля H_0 в соответствии с условием (38) влечет за собой уменьшение периода ондулятора D . При этом неизбежно снижается также и поперечный масштаб спадания ондуляторного поля $L_{\perp} \sim D/2\pi$. Поэтому для получения больших значений осцилляторной скорости приходится вести электронный пучок на очень малых расстояниях от колец, что сильно усложняет юстировку, или увеличивать число колец, что сужает полосу резонанса системы накачки $\Delta H/H_0 \sim 1/M$, где M - число колец. Этих трудностей не возникает, если вести раскочку в два этапа - сначала до относительно небольшой скорости β'_{10} в относительно слабом поле H'_0 , а затем адиабатически увеличивать скорость до $\beta_{10} = \beta'_{10} \sqrt{H_0/H'_0}$ в поле, нарастающем до рабочего значения H_0 .

Измерение параметров электронного пучка

Вследствие больших трудностей детального расчета характеристик сильноточных электронно-оптических систем в настоящее время особенно большое значение имеют методы диагностики параметров пучка. Следует признать, что эти методы развиты пока еще недостаточно. Из известных наиболее информативными являются методы фотографирования свечения электронов, реализованные в работе [27], а затем модифицированные в наших экспериментах [29].

Метод, описанный в [29], заключается в следующем. На пути кольцевого электронного пучка, прошедшего через систему накачки осцилляторной скорости, ставится диафрагма - тонкая металлическая пластина, в которой прорезано несколько узких радиальных щелей (см. рис.7). На определенном расстоянии l за диафрагмой располагается флуоресцирующий экран - пленка пластикового сцинтиллятора, свечающаяся в оптическом диапазоне при бомбардировке электронами, которые пролетают через щели в пластине. С помощью фотокамеры свечение регистрируется на чувствительную фотопленку.

В зависимости от расстояния между системой накачки и диафрагмой изображением щели является часть эллипса (когда электроны не перемешались по фазам вращения) или весь эллипс (когда электроны равномерно перемешаны по фазе вращения). Угол наклона эллипса относительно щели зави-

сит от соотношения между расстоянием диафрагма - экран ρ и ларморовским шагом L_H . Если $\rho = L_H/2$, эллипс вытянут поперек щели, а его полуоси равны $2\tau_H$ и τ_H (см. рис.7).

Анализ фотографий, соответствующих определенным расстояниям ρ и напряженностям магнитного поля H_0 , позволяет определить:

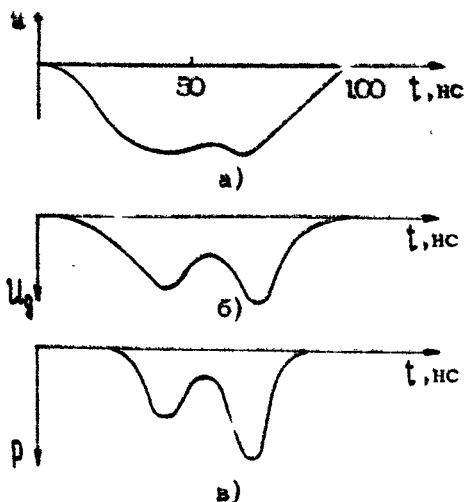
- 1) поперечные и продольные скорости частиц $v_{\perp, \parallel 0}$ и их разбросы $\delta v_{\perp, \parallel 0}$;
- 2) радиальный разброс δr_0 положений ведущих центров частиц;
- 3) качество юстировки пучка.

Следует подчеркнуть, что метод фотографирования свечения электронов является интегральным по времени, поэтому его использование эффективно лишь при хорошей ("достаточно прямоугольной") форме всего импульса напряжения. В противном случае происходит сильное размытие следа "рабочей" части электронного пучка следами "паразитных" фракций. В такой ситуации необходим дополнительный контроль параметров пучка методами, обеспечивающими временное разрешение. В наших экспериментах для этой цели использовались метод диамагнитного зонда и метод исследования циклотронной суперлюминесценции электронного пучка в гладком волноводе (рис.8; диамагнитные измерения проводились И.Е.Богвинником, Г.Л.Громовым и М.М.Офицеровым).

Следует иметь в виду, что диамагнитный сигнал наряду с составляющей, пропорциональной осцилляторной скорости электронов, включает в себя также составляющую, пропорциональную скорости, обусловленной дрейфом частиц в поле пространственного заряда пучка и во внешнем магнитном поле. Поэтому при обработке результатов диамагнитных измерений из полного сигнала вычитался сигнал, полученный при том же значении ведущего магнитного поля, но в отсутствие ондуляторного поля и вращательной скорости частиц.

Характеристики циклотронной суперлюминесценции сильного пучка в соответствии с формулой (5) сильно зависят от величины мгновенной осцилляторной скорости частиц (рис.8). Зависимость мощности суперлюминесценции от времени согласуется с аналогичной зависимостью диамагнитного сигнала (рис.8,б,в).

Описанные методы диагностики дают достаточно полное представление о качестве электронного пучка.



Р и с. 8. Осциллограммы напряжения (а), сигнала с диамагнитного зонда (б) и мощности циклотронной суперлюминесценции (в)

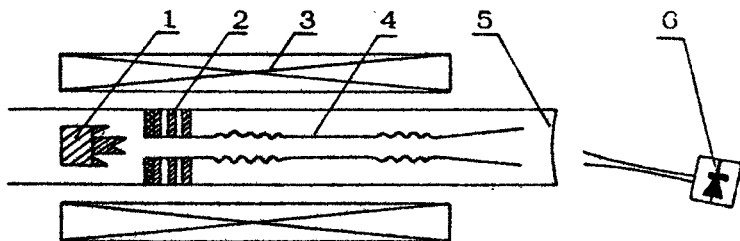
5. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ МЦАР

Уже в первых экспериментах с сильноточными пучками, транспортируемыми в однородных магнитных полях, наблюдалось интенсивное циклотронное излучение, возникающее при сообщении электронам вращательной скорости (краткий обзор этих работ см., например, в [5]) Однако в последние годы экспериментальные исследования циклотронного излучения сильноточных пучков почти прекратились, так как внимание подавляющего большинства исследователей в области коротковолновой релятивистской электроники было переключено на убитроны – приборы, основанные на индуцированном ондуляторном излучении электронов, колеблющихся в пространственно-периодических магнитных полях. (Важное исключение составляют работы [30,28], в которых реализованы эффективные релятивистские гиротроны.) Популярность убитронов, по-видимому, оправдана для электроники,

базирующейся на инжекторах, которые обеспечивают частицам энергии в десятки – сотни МэВ. В то же время при использовании современных сильноточных инжекторов прямого действия с энергиями, не превышающими, как правило, 1–2 МэВ, убитрон уступает по простоте и эффективности МЦАР [9].

В наших экспериментах, направленных на создание лазеров на циклотронном авторезонансе, было проведено исследование циклотронной суперлюминесценции сильноточного пучка, а также реализовано несколько генераторов миллиметрового диапазона длин волн [10–12].

Схема экспериментальной установки представлена на рис.9. В качестве инжекторов электронов использовались сильноточные ускорители прямого действия на энергии 350–700 кэВ. Во всех экспериментах применялись системы резонансной раскочки пучка в пространственно-периодическом магнитном поле с ондуляторами из 2–4 медных колец (сплошных или разрезанных по радиусу), помещенных в однородное поле импульсного соленоида. В качестве электродинамических систем в режиме суперлюминесценции использовались участки регулярных волноводов, а в режиме генерации – цилиндрические резонаторы с брэгговскими зеркалами.



Р и с. 9. Схема эксперимента: 1 – катод, 2 – система накачки осцилляторной скорости, 3 – соленоид, 4 – резонатор, 5 – вакуумное окно, 6 – детектор

Методика измерения параметров СВЧ-импульсов

Спектральный состав излучения определялся грубо – с точностью 10–20% – набором запердельных волноводов и

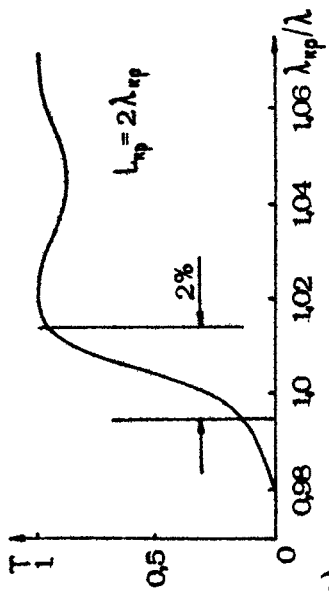
металлических сеток, а более детально - с точностью 2-5% - многослойными диэлектрическими фильтрами и эшелетами (рис.10; представленные характеристики дисперсионных элементов получены в четырехмиллиметровом диапазоне длин волн). Комбинация этих методов позволяет быстро и достаточно надежно измерять спектральные характеристики излучения в широком диапазоне длин волн.

Мощность излучения измерялась кремниевыми датчиками на горячих электронах, установленными в стандартных волноводах восьмимиллиметрового диапазона. Калибровка датчиков осуществлялась на волне 8 мм при помощи импульсного магнетрона, а на волнах 4, 2 и 1 мм - при помощи созданных в ИПФ АН СССР импульсных слабoreлятивистских гиротронов, описанных в работах [1,2]. Полная мощность излучения релятивистского пучка определялась интегрированием экспериментально снятых диаграмм излучения, а при одномодовой генерации - также путем пересчета плотности мощности в максимуме диаграммы с использованием коэффициента передачи, найденного для данной моды в "холодных" электродинамических измерениях.

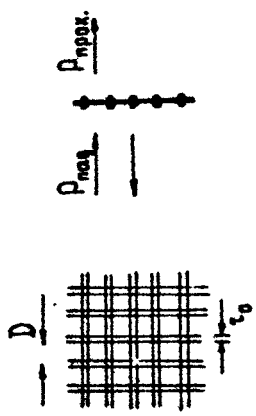
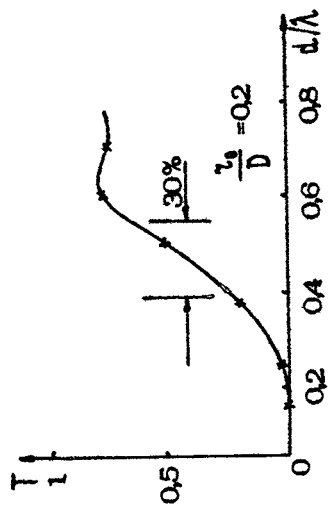
Циклотронная суперлюминесценция

Сильноточный пучок электронов, движущихся по криволинейным траекториям в гладком цилиндрическом волноводе, наряду с высокочастотными ($\omega \gg \omega_H$) попутными волнами, возбуждает также большое количество относительно низкочастотных ($\omega \lesssim \omega_H$) квазикритических и встречных волн (рис.11). Импульсы суперлюминесценции имеют плавную форму, а их длительность совпадает с длительностью импульса тока (см. рис.8). Возрастание мощности излучения при увеличении электронного тока, поперечной скорости частиц и длины пространства взаимодействия (рис.11) согласуется по порядку величины с формулами одноволнового усилителя (см. разд. 2).

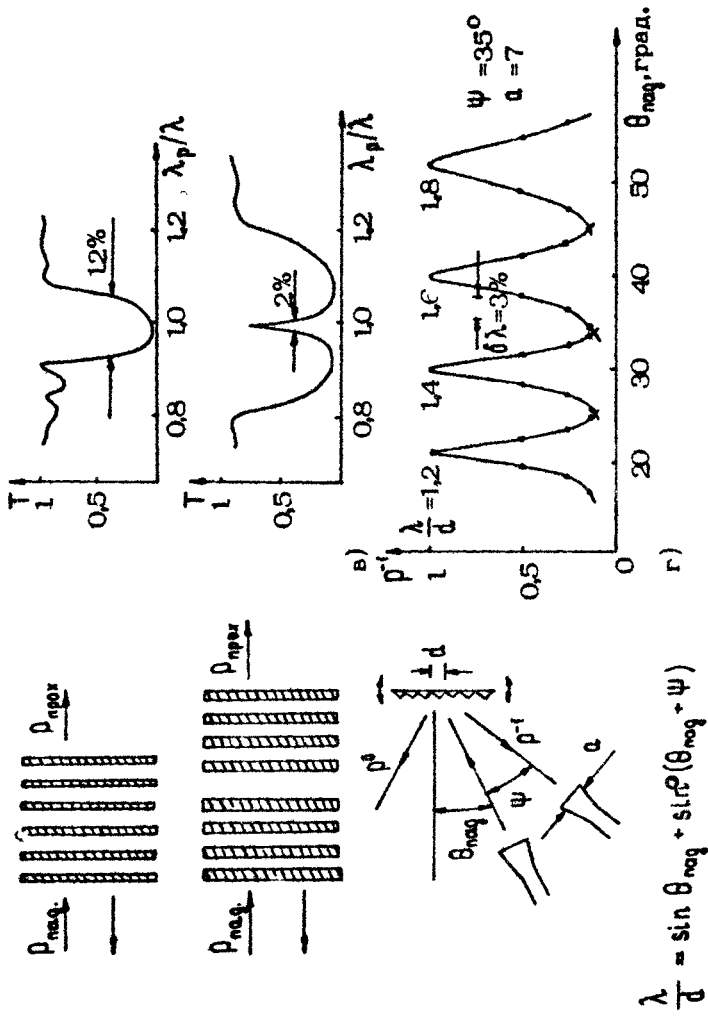
Спектр циклотронной суперлюминесценции существенно сужается при снижении магнитного поля и уменьшении диаметра волновода до значений, удовлетворяющих соотношению (34) (аналогичный метод использован для сужения спектра модуляционной суперлюминесценции [31]). Другой метод электродинамической селекции мод может быть основан на использовании волноводов с плавно расширяющимся



a)



b)

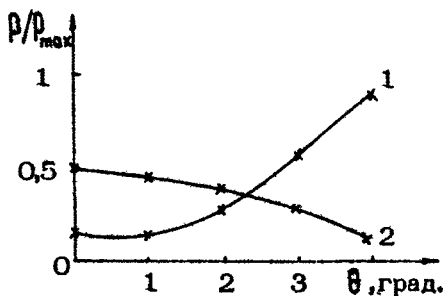


Р и с. 10. Определение спектральных характеристик СВЧ-импульсов с помощью заперденных волноводов (а), металлических сеток (б), многослойных диэлектрических фильтров (в) и элементов (г)

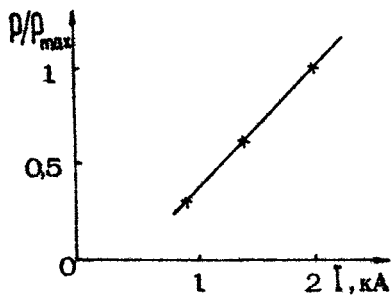
или сужающимся к выходу сечением. Если радиус волновода изменится в рабочем пространстве на величину ΔR , удовлетворяющую условиям

$$N^{-1} \geq \Delta R / R_0 \gg N^{-2}, \quad (39)$$

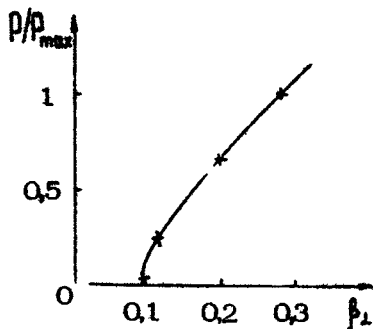
где N - число осцилляций электронов, то синхронизм электронов с высокочастотными волнами будет иметь место на всей длине, а с квазикритическими - лишь на малой ее части. Так, при установке вместо цилиндрического волновода



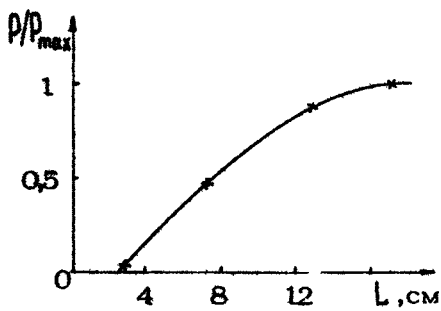
а)



б)



в)



г)

Р и с. 11. Характеристики циклотронной суперлюминесценции сильноточного электронного пучка: а - угловое распределение длинноволнового $\lambda > 3,5$ мм (1) и коротковолнового $\lambda < 3,5$ мм (2) излучения; б, в, г - зависимость мощности излучения от электронного тока, поперечной скорости частиц и длины пространства взаимодействия

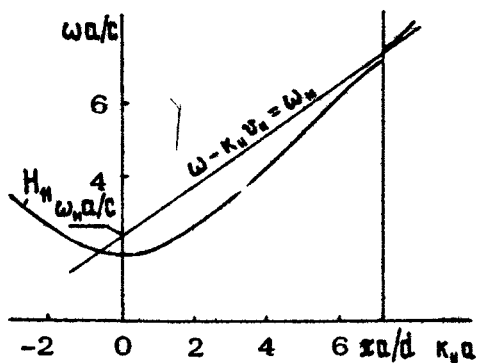
конического волновода, той же длины с углом раскрытия 40° ($N \leq 10$, $\Delta R/R_0 = 0,1$), независимо от ориентации (расширением к катоду или коллектору) низкочастотное излучение отсутствовало, а высокочастотное практически не изменялось.

Возможна также и электронная селекция мод, основанная, в частности, на различии для высокочастотных и низкочастотных мод оптических длин L/λ , и соответственно параметров инерционной группировки (см. также [15]). Благодаря этому различию при определенных параметрах пучка и длине пространства взаимодействия высокочастотные моды должны эффективно усиливаться, а низкочастотные — испытывать циклотронное поглощение. Такая ситуация была реализована в совместном эксперименте ИПФ АН СССР и ИСЭ СО АН СССР, где при использовании пучка с энергией 600 кэВ, током 5 кА и вращательной скоростью частиц $\beta_{\perp} \sim 0,2-0,3$ в отрезке гладкого цилиндрического волновода длиной 15 см и диаметром 24 мм было получено направленное вперед циклотронное излучение мощностью 5–10 МВт при длине волны до 1,5 мм, а излучение с длинами волн $\lambda \geq 10$ мм отсутствовало.

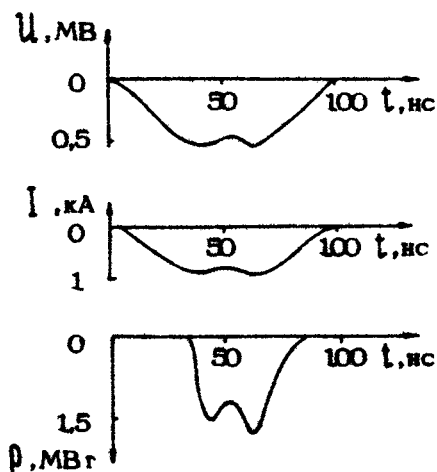
Одномодовые генераторы

В эксперименте [10] был впервые реализован МЦАР, работавший в режиме одномодовой генерации. В качестве рабочей использовалась низшая мода $H_{1,1}$ брэгговского резонатора малого сечения. При магнитном поле, резонансном для рабочей моды, условие резонанса (на первой гармонике циклотронной частоты) могло выполняться также для встречной ветви моды $H_{1,1}$ (рис. 12). Однако вследствие относительно малой длины пространства взаимодействия и небольших значений электронного тока ($I \leq 0,5$ кА) и поперечной скорости частиц ($\beta_{\perp} \leq 0,2$) мощность циклотронной суперлюминесценции как для рабочей высокочастотной, так и для паразитной низкочастотной ветвей моды $H_{1,1}$ была ниже предела чувствительности регистрирующей аппаратуры, составлявшего порядка 10 кВт. (При контроле суперлюминесценции вместо брэгговского резонатора использовался отрезок гладкого волновода той же длины и сечения).

При энергии электронов $\mathcal{E} = 350$ кэВ и поперечной скорости частиц $\beta_{\perp} \approx 0,2$ в соответствии с условием ре-



Р и с. 12. Бриллюэновская диаграмма для МЦАР с брэгговским резонатором



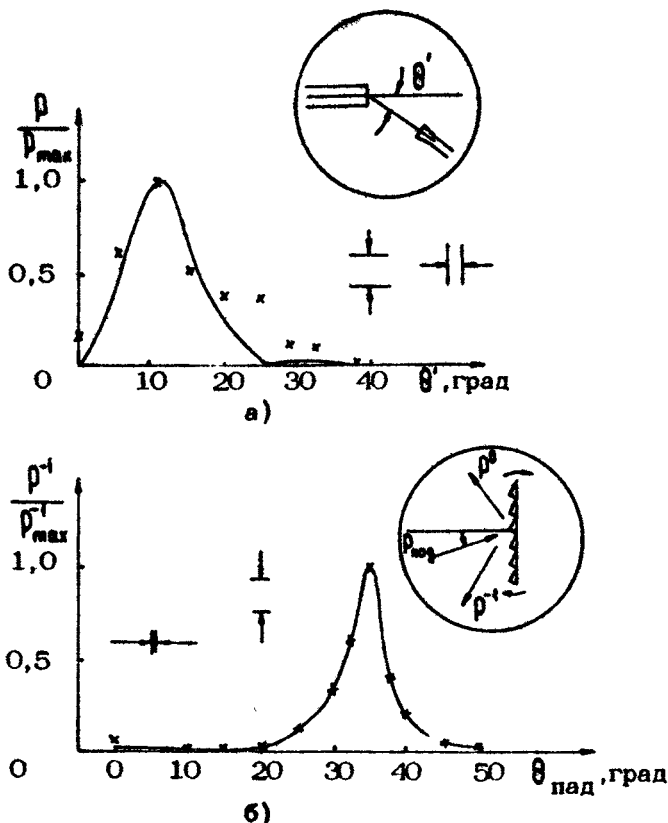
Р и с. 13. Осциллограммы напряжения, тока и мощности излучения для МЦАР с длиной волны 4,5 мм

зонанса (1) генерация рабочей моды $H_{1,1}$ с длиной волны 4,3 мм (фазовая скорость попутной электронам компоненты равна 1,03 с) осуществлялась при магнитном поле $H_0 \approx 10$ кЭ, т.е. коэффициент доплеровского преобразования частоты был равен 4. Пиковая мощность генерации достигала 6 МВт при электронном КПД 4%. Импульсы излучения имели длительность 5–30 нс.

В последующих экспериментах для увеличения мощности излучения и укорочения волны было увеличено сечение пространства взаимодействия и осуществлен переход к работе на модах брэгговского резонатора, обладающих более высокими азимутальными индексами. В совместном эксперименте ИФФ АН СССР и ФИ АН СССР [12] на моде $H_{2,1}$ с длиной волны 4,5 мм была получена пиковая мощность 15 МВт при КПД 3% (рис.13-14). В работе [11] на моде $H_{4,1}$ с длиной волны 2,4 мм получена мощность 10 МВт при КПД 2%.

Во всех экспериментах генерация носила устойчивый характер. Экспериментальные значения стартовых и рабочих токов, а также электронного КПД находятся в удовлетворительном согласии с расчетом. Достигнутые мощность и КПД являются рекордными для указанных диапазонов^{*)}, однако они еще существенно меньше значений, предписываемых теорией. Последнее обстоятельство в значительной степени связано с тем, что для получения большого доплеровского преобразования частоты при использовании пучков электронов сравнительно невысокой энергии $\gamma \sim 2$ пришлось ограничиться относительно небольшими значениями поперечных скоростей частиц и использовать малые отстройки фазовой скорости синхронной электронам волны от скорости света. Малость поперечных скоростей сильно ограничивает одночастичный КПД $\eta_{\text{э.р}}$, а также из-за ограниченности длины пространства взаимодействия вследствие разброса начальных скоростей частиц ведет к малым значениям параметра инерционной группировки $\mu = 2-3$ и орбитального КПД $\eta_{\text{л}}$.

^{*)} Следует отметить, что недавно близкие значения КПД и мощности были получены в совместном эксперименте ИФФ АН СССР и ИСЭ СО АН СССР [26] с помощью черенковских генераторов с брэгговскими резонаторами, в которых вследствие относительно большой глубины гофрировки основная гармоника волны была достаточно замедленной.



Р и с. 14. Определение модового и спектрально-го состава излучения МЦАР с длиной волны 4,5 мм: а - теоретическая (————, для моды $H_{2,1}$) и экспериментальная (x) диаграммы излучения; б - зависимость от угла падения на шеллест мощности (-1) -й пространственной гармоники волны

Для повышения КПД следует увеличивать энергию электронов, а при заданной энергии, жертвуя коэффициентом доплеровского преобразования частоты, увеличивать поперечную скорость частиц.

В заключение подчеркнем еще раз, что брэгговские резонаторы являются эффективной электродинамической систе-

мой для МЦАР миллиметрового диапазона длин волн, но при укорочении волны они начинают уступать по селективным свойствам зеркальным квазиоптическим резонаторам, которые представляются наиболее перспективными для освоения диапазона субмиллиметровых волн.

Авторы благодарны М.И.Петелину за полезные обсуждения и постоянное внимание к данной работе.

Л и т е р а т у р а

1. Andronov A.A., Flyagin V.A., Gaponov A.V. e.a. The gyrotron: high-power source of millimeter and submillimeter waves. - *Infrared Physics*, 1978, v.18, N 5-6, p.385.
2. 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.
3. Петелин М.И. К теории ультрарелятивистских мазеров на циклотронном авторезонансе. - *Изв. вузов. Радиофизика*, 1974, т.17, №6, с.902.
4. Bratman V.L., Ginzburg N.S., Petelin M.I. Common properties of free electron lasers. - *Optics Commun.*, 1979, v.30, N3, p.409.
5. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. Циклотронные и синхротронные мазеры. - В кн.: *Релятивистская высокочастотная электроника*. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.157.
6. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Авторезонансное движение частицы в плоской электромагнитной волне. - *ДАН СССР*, 1962, т.145, №6, с.1259.
7. Давыдовский В.Я. О возможности ускорения заряженных частиц электромагнитными волнами в постоянном магнитном поле. - *ЖЭТФ*, 1962, т.43, №3(9), с.886.
8. Bratman V.L., Ginzburg N.S., Nusinovich G.S. e.a. Relativistic gyrotrons and cyclotron autoresonance masers. - *Int.J.Electronics*, 1981, v.51, N4, p.541.
9. Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. FEL's with Bragg reflection resonators. Cyclotron autoresonance masers versus ubitrons. - *IEEE J. of Quantum Electronics*, 1983, v.QE-19, N3, p.282.

10. Ботвинник И.Е., Братман В.Л., Волков А.Б. и др. Мазеры на свободных электронах с брэгговскими резонаторами. – Письма в ЖЭТФ, 1982, т.35, №10, с.418.
11. Ботвинник И.Е., Братман В.Л., Волков А.Б. и др. Мазер на циклотронном авторезонансе с длиной волны 2,4 мм. – Письма в ЖТФ, 1982, т.8, №22, с.1386.
12. Богаченков В.А., Братман В.Л., Денисов Г.Г. и др. Экспериментальное исследование мазера на свободных электронах. – Краткие сообщ. по физ., 1983, №6, с.38.
13. Гапонов А.В. Релятивистское дисперсионное уравнение для волноводных систем с винтовыми и трохoidalными электронными потоками. – Изв. вузов. Радиофизика, 1961, т.4, №3, с.547.
14. Железняков В.В. О неустойчивости магнитоактивной плазмы относительно высокочастотных возмущений. I. – Изв. вузов. Радиофизика, 1960, т.3, №1, с.57.
15. Абубакиров Э.Б. Возбуждение поперечно-магнитных волн и селекция мод в релятивистских МЦР. – Изв. вузов. Радиофизика, 1983, т.26, №4, с.492.
16. Гинзбург Н.С., Зарницына И.Г., Нусинович Г.С. К теории релятивистских МЦР усилителей. – Изв. вузов. Радиофизика, 1981, т.24, №4, с.481.
17. А.с. 720592 (СССР). Резонатор /Н.Ф.Ковалев, М.И.Петелин, М.Г.Резников. Приор. 14.08.78. – БОИПОТЗ, 1980, №9.
18. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г. Об использовании в ЛСЭ распределенной обратной связи. – Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №21, с.1320; Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г. ЛСЭ с распределенной обратной связью. – В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.237.
19. Денисов Г.Г., Резников М.Г. Готфрированные резонаторы для коротковолновых релятивистских СВЧ генераторов. – Изв. вузов. Радиофизика, 1982, т.25, №5, с.562.
20. Авербах В.С., Власов С.Н., Таланов В.И. Методы селекции типов колебаний в открытых квазиоптических системах. – Изв. вузов. Радиофизика, 1967, т.10, №9–10, с.1333.
21. Каценеланбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленноменяющимися параметрами. М.: Изд-во АН СССР, 1961.

22. Ковалев Н.Ф., Орлова И.М., Петелин М.И. Трансформация волн в многомодовом волноводе с гофрированными стенками. – Изв.вузов. Радиофизика, 1968, т.11, №5, с.783.
23. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М.: Сов.радио, 1966.
24. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И. Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием. – В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.62.
25. Александров А.Ф., Афонин А.М., Галузо С.Ю. и др. Релятивистские черенковские генераторы с резонансными замедляющими структурами. – В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.145.
26. Братман В.Л., Денисов Г.Г., Коровин С.Д. и др. Релятивистский черенковский генератор миллиметрового диапазона длин волн. – Письма в ЖТФ, 1983, т.9, №10, с.617.
27. Кременцов В.И., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. Измерение параметров релятивистского сильнопоточного электронного пучка методом регистрации свечения тонких диэлектрических пленок. – ЖТФ, 1980, т.50, №11, с.2469.
28. Воронков С.Н., Кременцов В.И., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. Вынужденное циклотронное излучение сильнопоточного релятивистского пучка электронов в миллиметровом диапазоне длин волн. – ЖТФ, 1982, т.52, №1, с.106.
29. Ботвинник И.Е., Братман В.Л., Денисов Г.Г. и др. Исследование электронно-оптических систем релятивистских электронных мазеров. – ЖТФ, 1984, №2.
30. Гинзбург Н.С., Кременцов В.И., Петелин М.И. и др. Экспериментальное исследование мазера на циклотронном резонансе с релятивистским сильнопоточным электронным пучком. – ЖТФ, 1979, т.49, №2, с.378.
31. Jackson R.H., Gold S.H., Parker R.K. et al. Design and operation of a collective millimeter-wave free-electron laser. – IEEE J. of Quantum Electronics, 1983, v.QE-19, N3, p.346.

ПЛАЗМЕННЫЙ СВЧ-ГЕНЕРАТОР НА СИЛЬНОТОЧНОМ РЭП

М.В.Кузелев, Ф.Х.Мухаметсянов, М.С.Рабинович,
А.А.Рухадзе, П.С.Стрелков, А.Г.Шкварунец

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазменный генератор основан на явлении пучковой неустойчивости в плазме, открытой в работах [1,2]. Экспериментальные исследования этой неустойчивости были направлены, с одной стороны, на изучение физики процессов, а с другой – параллельно на решение прикладных задач. В эксперименте изучались основные характеристики явления, а именно: измерялись спектр и величина ВЧ электрических полей в плазме и вне ее, изменения энергетического спектра электронов, параметров плазмы и т.д. Обзор экспериментальных исследований по этим вопросам и их теоретическая интерпретация даны в работе [3]. Прикладные исследования велись очень широко, в основном в двух направлениях: изучались возможности нагрева плазмы пучком и возбуждения в плазме когерентной волны большой амплитуды для ускорения заряженных частиц [3]. Проводились также работы по созданию СВЧ-приборов, в основном усилителей, на основе плазменно-пучкового взаимодействия. Такие плазменные усилители были разработаны, однако они оказались не способными конкурировать с имеющимися вакуумными СВЧ-приборами [4].

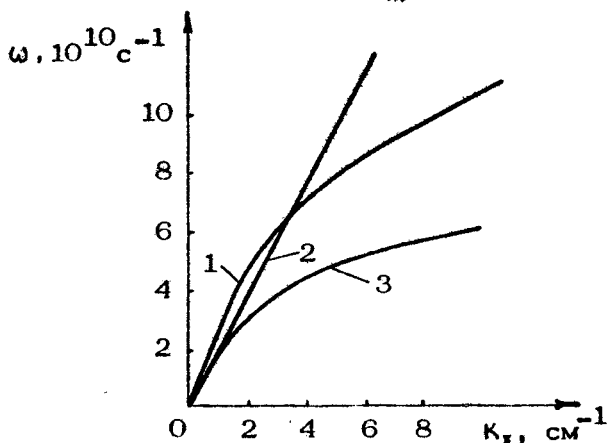
Возвращение к идее использования плазмы в качестве электродинамической системы СВЧ-прибора связано, в первую очередь, с появлением сильноточных релятивистских пучков. Известно, что при плазменно-пучковом взаимодействии

в плазме возбуждается волна с фазовой скоростью близкой к скорости электронов пучка, а значит, в случае релятивистских пучков — со скоростью близкой к скорости света. Это, в свою очередь, означает, что такая волна будет легко излучаться из плазмы в вакуум. Кроме того, плазма компенсирует пространственный заряд пучка и облегчает транспортировку высокоэнергетических пучков. Плазменные генераторы привлекают к себе внимание и еще по одной причине — изменение плотности плазмы в них позволяет перестраивать частоту генерации. В частности, в рассмотренном ниже генераторе частота излучения определяется как размерами волновода, так и плотностью плазмы.

Теоретический анализ показывает, что существует критическая плотность плазмы $n_{p,cr} = \frac{u^2 \gamma^2}{3 \cdot 10^9 S_p}$, вблизи которой ($n_p \gtrsim n_{p,cr}$) реализуется одномодовый режим генерации [5]. Здесь u — скорость электронов релятивистского пучка, γ — релятивистский фактор, а S_p — площадь сечения плазмы. Вопросы создания одномодового плазменного СВЧ-генератора на основе релятивистского электронного пучка обсуждались в работах [6,7,8], общая теория плазменного генератора построена в работах [9,10], а примеры конкретных плазменных генераторов, близких к исследованному в настоящем эксперименте, рассмотрены в статье [11]. Эти теоретические работы и послужили основой для проведения настоящего эксперимента. Первые результаты этого эксперимента описаны в работе [12].

Приведем сначала качественные рассуждения, которые лежат в основе выбора конструкции генератора. Дисперсионная характеристика волны в плазменном волноводе с сильным однородном продольном магнитном поле представлена на рис.1 кривой 1; кривой 2 изображена дисперсионная зависимость $\omega = k_z u$ для волны пространственного заряда пучка в приближении его малой плотности. В случае пересечения кривых 1 и 2 возможно возбуждение волны в плазме. При уменьшении плотности плазмы (кривая 3) фазовая скорость волны при $k_z = 0$ падает и возбуждение волн становится невозможным, т.е. оно происходит при $n_p > n_{p,cr}$, о чем шла речь выше. При плотности плазмы близкой к критической будут возбуждаться низкие частоты, с ростом плотности плазмы частота генерации увеличивается. Отметим также,

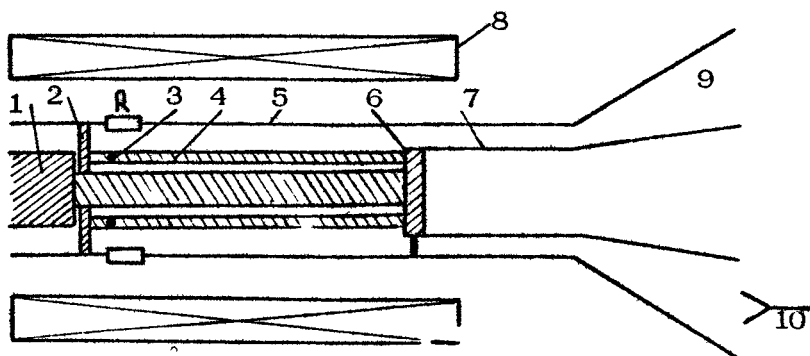
что волна с показанной на рис.1 дисперсионной зависимостью в плазме существует только в достаточно сильном магнитном поле, когда $\omega_H \gg \omega \sim \omega_{p,кр}$.



Р и с. 1. Дисперсионные кривые плазменного волновода (1 и 3) и пучка электронов (2). Радиус волновода $R_0 = 2$ см, радиус плазмы $r_p = 1$ см, $\Lambda = 0,2$ см; 1 - $\omega_p = 15 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$; 3 - $\omega_p = 9 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$

Наиболее эффективное возбуждение плазменных волн осуществляется моноэнергетическим электронным пучком с малым угловым разбросом. Такой пучок легче всего сформировать в плоском диоде, помещенном в сильное однородное магнитное поле.

Важным вопросом при реализации плазменного генератора является изоляция диодного промежутка сильноточного ускорителя от плазмы. Затекание плазмы в диодный промежуток приводит к его закорачиванию. Простейшее решение заключается в использовании тонкой металлической фольги в качестве анода, которая непрозрачна для плазмы и прозрачна для электронов пучка. Но анодная фольга неизбежно приводит к увеличению углового разброса электронов, что должно снизить эффективность генерации. Поэтому был выбран другой вариант, при котором сечения плазмы и пучка не совпадают. Конструкция диода и геометрия пучка и плазмы изображены на рис.2. Здесь тонкая трубчатая плазма окружает сплошной цилиндрический пучок и не может попасть в диод.



Р и с 2. Схема установки: 1 – графитовый катод, 2 – графитовый анод, 3 – кольцевой катод плазменного источника, 4 – трубчатая плазма, 5 – цилиндрический волновод, 6 – графитовый коллектор, 7 – центральный проводник коаксиального волновода, 8 – соленоид, 9 – выходной коаксиальный рупор, 10 – приемный рупор

Следующая проблема состоит в выборе конструкции устройства для вывода СВЧ-излучения. Из общих соображений ясно, что мощные генераторы должны иметь резонаторы с малой добротностью, т.е. переход от плазменного волновода к вакуумному должен обладать малым коэффициентом отражения. Этому требованию удовлетворяет коаксиальный волновод, диаметр внутреннего проводника у которого равен диаметру плазмы (рис.2). Это связано с тем, что фазовая скорость волны в плазменном волноводе ($v_{\text{ф}} \approx c \sqrt{1 - \frac{v_p^2}{c^2}}$) близка к фазовой скорости основной волны в вакуумном коаксиале. К тому же, как будет показано ниже, структура поля в зазоре между плазмой и стенкой волновода близка к структуре основной волны коаксиального волновода.

Перейдем теперь к изложению результатов экспериментального исследования предложенного генератора, а в конце статьи приведем более аккуратный теоретический анализ плазменного генератора и сравнение теории с экспериментом.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

1. Схема установки и диагностики

Эксперимент проводился на сильноточном релятивистском электронном ускорителе "Терек-II" с параметрами пучка: энергия электронов 480 кэВ, ток инжекции 0,9 кА, длительность импульса 45 нс. Электронный пучок инжектировался в цилиндрический резонатор, предварительно заполненный плазмой. Схема установки приведена на рис.2. Дiod состоит из графитового цилиндрического катода диаметром 14 мм и графитового плоского анода с отверстием диаметром 11 мм. Расстояние анод - катод равно 6 мм. Большая часть экспериментов проводилась с открытым анодным отверстием, однако иногда это отверстие перекрывалось графитовой фольгой толщиной 34 мкм или 90 мкм, что приводило к рассеянию электронов пучка на углы $\sqrt{\theta^2} = 12^\circ$ и $\sqrt{\theta^2} = 21^\circ$ соответственно. Плазменный резонатор представляет собой круглый волновод диаметром 29 мм и длиной до 30 см, ограниченный по длине графитовым коллектором. Коллектор является одновременно торцом центрального проводника выходного коаксиального волновода, который переходит в коаксиальный излучающий рупор. Диаметр коллектора и центрального проводника коаксиала 18 мм.

Большая часть экспериментов проводилась в условиях, когда ток пучка замыкался на волновод через стержень, как показано на рис.2.

Стабильная и простая структура поля в поперечном сечении выходного рупора наблюдалась, когда центральный проводник коаксиала крепился на двух продольных металлических перегородках, идущих почти от коллектора до апертуры выходного рупора. Именно для такой конструкции выводного устройства будут приведены результаты измерения поперечной структуры поля.

Плазма создавалась дополнительным трубчатым электронным пучком ($eV = 1,5$ кэВ, $I = 10$ А, диаметр пучка 14 мм, а толщина 0,6 мм), который включался за 20 мкс до выстрела ускорителя релятивистского пучка и, ионизуя криптон при давлении 10^{-3} мм рт.ст., создавал к моменту инжекции РЭП трубчатую плазму со средним диаметром 14 мм, с концентрацией до 10^{14} см $^{-3}$. РЭП и плазма фокусировались сильным однородным квазипостоянным (период

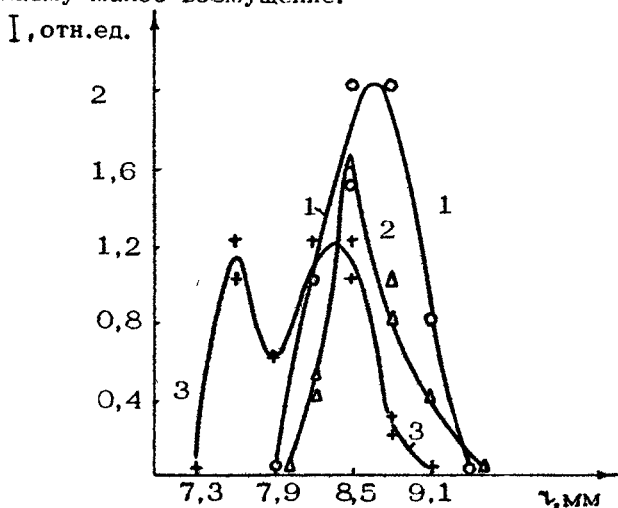
4 мс) магнитным полем с напряженностью до 3 Т, создаваемым соленоидом. Для измерения СВЧ-мощности использовалась 4-канальная система регистрации. Каждый канал представлял собой приемный рупор (открытый конец волновода 23x10 мм), запердельный волновод и детектор, откалиброванный в диапазоне мощностей от 20 до 350 кВт. Включение различных запердельных волноводов в приемный тракт позволяло измерить спектр СВЧ-излучения, причем за один выстрел можно было получить три точки спектральной плотности излучения. В эксперименте использовались запердельные волноводы с критическими длинами волн $\lambda_{кр} = 4,6, 3,8, 3,2, 2,3, 2,2$ и $1,8$ см, что дает возможность оценить интенсивность излучения в следующих диапазонах по длинам волн $4,2 \pm 0,4, 3,5 \pm 0,3, 2,9 \pm 0,3, 2,4 \pm 0,2$ и $2 \pm 0,2$ см, т.е. относительная ширина каждого диапазона составляет 20%.

Ток пучка измерялся с помощью шунта R , включенного в разрыв стенок цилиндрического волновода. Сопротивление шунта 0,2 Ом. При инжекции пучка в вакуум этот шунт измеряет ток пучка в резонаторе, при инжекции в плазму – суммарный ток пучка и плазмы. Все эксперименты проводились при токе инжекции пучка 0,9 кА, величина которого ниже предельного тока в вакууме $I_0 = 2,4$ кА. В этом случае компенсация пространственного заряда пучка не приводит к увеличению его тока, т.е. ток пучка не зависит от плотности плазмы. Измерение полного тока при инжекции пучка в плазму позволяет оценить величину плотности плазмы, точнее величину $n_p \Delta$, где Δ – толщина плазмы. При инжекции РЭП в плазменный волновод в плазме генерируется обратный ток $I_p = -\eta I_B$, который направлен навстречу току пучка, причем η зависит от плотности плазмы, геометрии пучка и плазмы, а при наличии диссипации и от времени. В работах [13, 14] показано, что при геометрии рп.2 ($\Delta < r_p$) и при малых токах в начальные моменты времени до срыва обратного тока (в нашем случае первые 2,5 нс) справедлива формула

$$\eta = \left[1 + \frac{c^2}{\omega_p^2} \frac{1}{r_p \Delta \ln(R_0/r_p)} \right]^{-1}.$$

Измерение η позволяло оценивать плотность плазмы в диапазоне $10^{12} \leq n_p \leq 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Толщина трубчатой плазмы измерялась миниатюрными зондами, вмонтированными в коллектор. Плазма попадает на зонды через отверстия в коллекторе диаметром 0,6 мм. Результаты измерения профиля плазмы на коллекторе при разных длинах столба плазмы приведены на рис.3. С учетом диаметра зонда 0,6 мм толщина плазменной трубки по уровню 0,01 от максимального значения при $L = 10,17$ см равна $\Delta = 0,9$ мм, а при $L = 24$ см — $\Delta = 1,2$ мм. Попутно заметим, что измерение распределения плотности плазмы в сильном магнитном поле и малой длине плазменного столба возможно только при импульсном включении смещения на зонд. При длительности импульса смещения 50 нс зонд вносил в плазму малое возмущение.



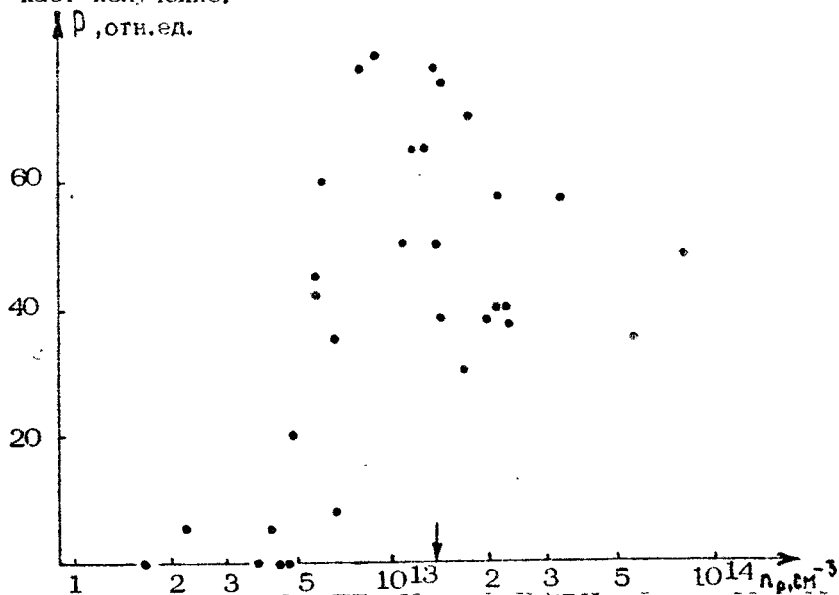
Р и с. 3. Распределение плотности плазмы по радиусу: 1 — $L = 10$ см, 2 — $L = 17$ см, 3 — $L = 24$ см; о — $z = 100$ мм, Δ — $z = 170$ мм, + — $z = 240$ мм

Экспериментально исследовались условия, при которых происходит генерация излучения (диапазон значений магнитного поля и плотности плазмы, начальный угловой разброс электронов пучка, длина резонатора), и измерялись параметры СВЧ-излучения (частотный спектр, тип моды, абсолютные значения мощности).

2. Условия генерации СВЧ-излучения

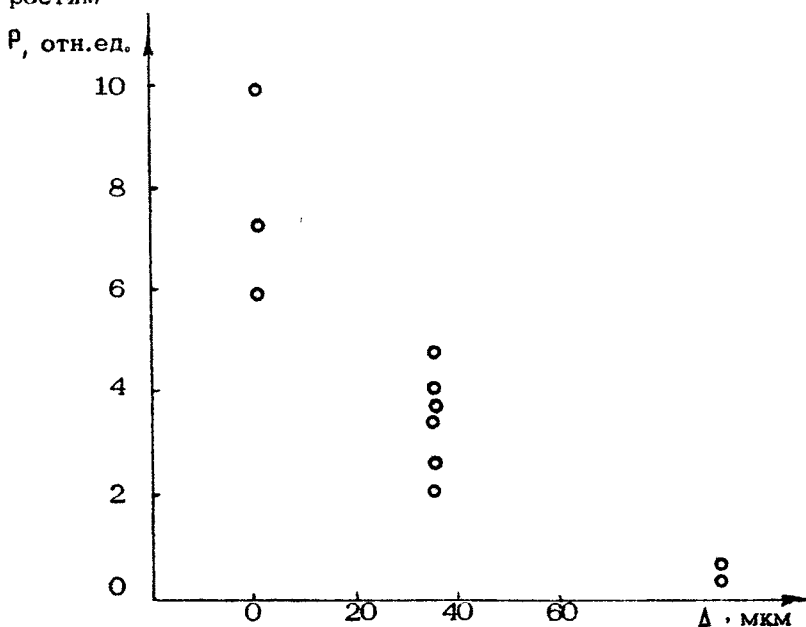
Диапазоны магнитных полей. Было установлено, что мощность излучения практически не зависит от напряженности магнитного поля H в диапазоне $1,5 \leq H \leq 3$ Т. При $1 \leq H < 1,5$ Т наблюдалось уменьшение мощности, связанное, по-видимому, с уменьшением напряжения на диоде, а вместе с ним и тока лучка. При $H < 1$ Т наступал пробой диодного промежутка. Все экспериментальные данные приводятся для $H = 2,25$ Т.

Диапазоны значений плотностей плазмы. На рис.4 приведены экспериментальные точки зависимости мощности СВЧ-излучения в диапазоне длин волн $1,5 \leq \lambda \leq 3$ см от плотности плазмы. При вычислении плотности плазмы величина Δ считалась равной 1,2 мм. Из рис.4 видно, что генерация наблюдается в диапазоне плотностей плазмы $n_p \geq 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, причем "зона" генерации простирается, по крайней мере, до плотностей $n_p = 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, существует значение критической плотности плазмы $n_{p \text{ кр}} \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, начиная с которой в системе возникает излучение.



Р и с. 4. Зависимость мощности СВЧ-излучения от плотности плазмы

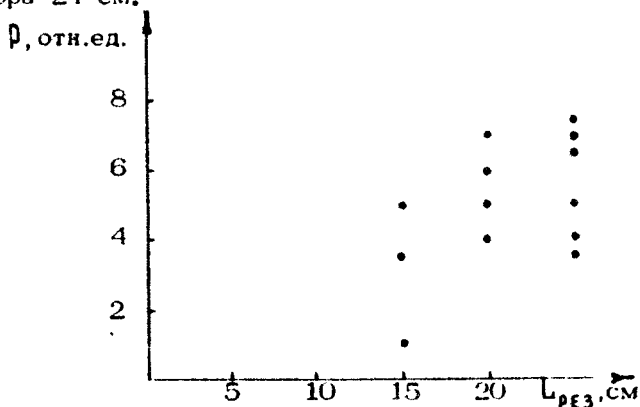
Начальное угловое рассеяние электронов пучка. На рис. 5 приведена зависимость мощности излучения от толщины графитовой анодной фольги при постоянном токе пучка; каждая точка получена для определенной толщины фольги и некоторой плотности плазмы в диапазоне от 10^{13} до 10^{14} см⁻³. Разброс точек по мощности СВЧ-излучения определяется, в первую очередь, разбросом плотностей плазмы от выстрела к выстрелу. Видно, что мощность СВЧ-излучения сильно зависит от толщины фольги, уменьшаясь почти в 20 раз для слоя углерода в 90 мкм по сравнению со случаем отсутствия анодной фольги. Этот факт еще раз указывает на то, что механизмом генерации является черенковская раскачка плазменных колебаний, для которой инкремент нарастания максимален при минимальном разбросе пучка по продольным скоростям*)



Р и с. 5. Зависимость мощности СВЧ-излучения от толщины графитовой анодной фольги

*) Факт сильной зависимости характера возбуждения колебаний от разброса электронов высокоэнергетического релятивистского пучка по скоростям отмечался еще в работе [15].

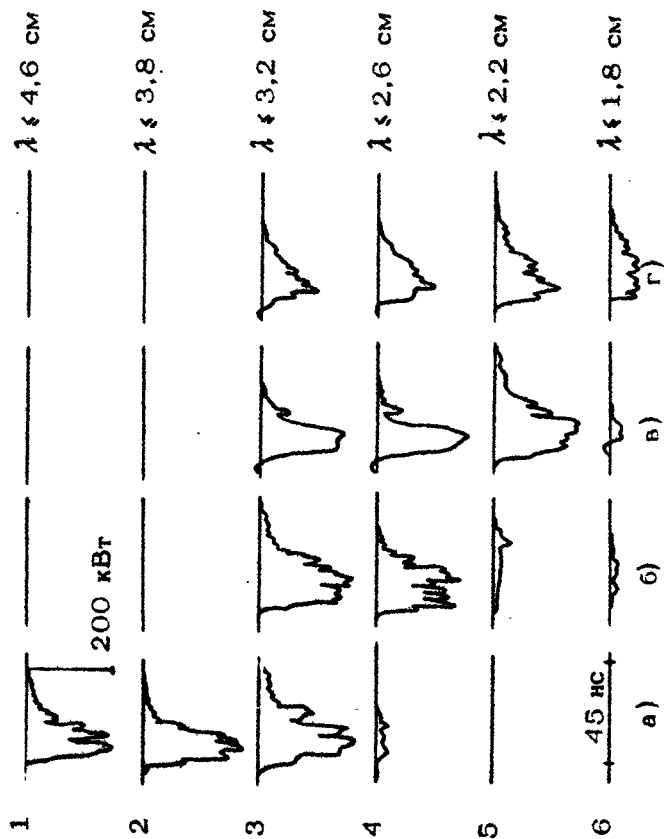
Зависимость от длины резонатора. В режиме генерации, в отличие от режима усиления, должна существовать пороговая длина взаимодействия $L_{кр}$, начиная с которой мощность излучения резко возрастает. В эксперименте длина резонатора менялась за счет перемещения коллектора, с соответствующим изменением длины центрального проводника коаксиального волновода. Зависимость мощности СВЧ-излучения от длины резонатора приведена на рис.6. Каждая точка соответствует одному выстрелу при некоторой плотности плазмы в диапазоне $5 \cdot 10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Из рис.6 видно, что мощность излучения резко возрастает (по крайней мере, в 100 раз) при увеличении длины резонатора от 10 до 15 см. Это означает, что при длинах резонатора больше 15 см система переходит в режим генерации. Основная часть экспериментальных результатов получена при длине резонатора 24 см.



Р и с. 6. Зависимость мощности излучения от длины плазменного резонатора

3. Параметры СВЧ-излучения

Спектр излучения. Спектр излучения измерялся в условиях моноглового пучка (без анодной фольги), когда генерируемая СВЧ-мощность была максимальна. На рис.7 приведены осциллограммы сигналов с четырех детекторов СВЧ-излучения. Каждая вертикальная колонка осциллограмм получена за один выстрел ускорителя, причем выстрелы "а", "б"



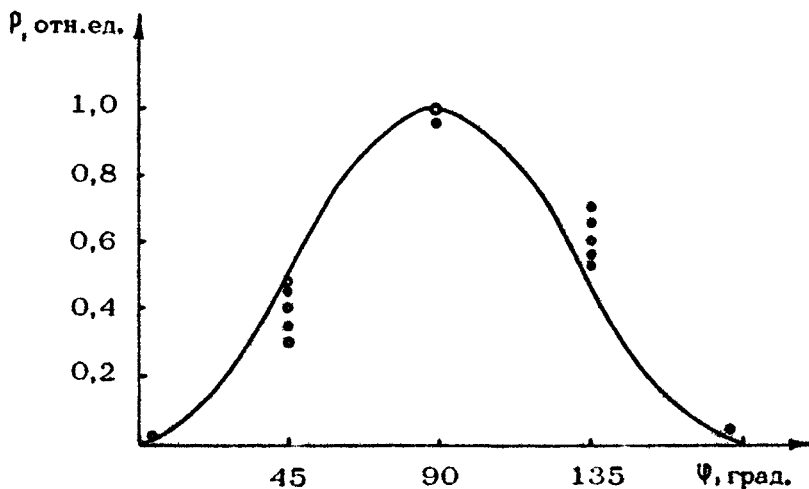
Р и с. 7. Спектр СВЧ-излучения при различных плотностях плазмы:
 а - $\rho_p = 2,2 \cdot 10^{13}$ б - $\rho_p = 6 \cdot 10^{13}$
 в - $\rho_p = 4,5 \cdot 10^{13}$ г - $\rho_p = 1,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$

"в", "г" отличаются плотностью плазмы. Каждый горизонтальный ряд осциллограмм соответствует определенному заперделенному волноводу, включенному в тракт регистрации СВЧ-сигнала. Все осциллограммы имеют одинаковую временную развертку, масштаб приведен на осциллограмме 6 (рис. 7, а). На осциллограмме 1 (там же) приведен масштаб мощности СВЧ-излучения в приемном тракте. При сравнении осциллограмм, полученных в одном выстреле, учитывается лишь амплитуда импульса, различия же в форме импульсов связаны с несовершенством приемной системы.

Сравнение осциллограмм 1, 2, 3, 4 (выстрел "а") показывает, что в данном выстреле излучение лежит в диапазоне длин волн $2,6 \leq \lambda \leq 3,2$ см; осциллограмм 3, 4, 5, 6 ("б") - $2,2 \leq \lambda \leq 2,6$ см; 3, 4, 5, 6 ("в") - $1,8 \leq \lambda \leq 2,2$ см; 3, 4, 5, 6 ("г") - $\lambda \leq 1,8$ см. Осциллограммы "а", "б", "в", "г" подобраны так, что длина волны излучения уменьшается от выстрела "а" к выстрелу "г", причем ширина полосы излучения в случае "а", "б", "в" $\Delta\omega/\omega \leq 0,2$, а в случае "г" - $\Delta\omega/\omega > 0,2$. Плотности плазмы, при которых получены осциллограммы на рис. 7, составляют: $2,2 \cdot 10^{13}$ см⁻³ для случая "а"; $6 \cdot 10^{13}$ - "б"; $4,5 \cdot 10^{13}$ - "в" и $1,6 \cdot 10^{14}$ см⁻³ - "г". В диапазоне плотностей плазмы от $5 \cdot 10^{12}$ до 10^{14} см⁻³ наблюдается немонотонная зависимость длины волны излучения от плотности плазмы, хотя и существует тенденция увеличения частоты излучения с ростом плотности плазмы. Однако частота излучения всегда в несколько раз меньше ленгмювской плазменной частоты.

Структура волны в излучающем рупоре и абсолютное значение мощности излучения. Структура поля волны исследовалась 4-канальной приемной системой, когда на апертуре излучающего рупора диаметр внутреннего проводника коаксиала был равен 250 мм, а наружного - 350 мм. Если для осуществления электрического соединения коллектора с вакуумной камерой используется стержень, то в поперечном сечении выходного коаксиального рупора наблюдается следующая картина. Высокочастотное излучение поляризовано, радиальная компонента электрического высокочастотного поля значительно превышает азимутальную. В большинстве случаев наблюдается равномерное распределение $E_r(\varphi)$ по азимуту, т.е. возбуждается основная мода коаксиального волновода. Иногда проявляется зависимость $E_r(\varphi)$, и отношение E_r/E_z также становится заметным (см. [12]). К сожалению, не удалось установить четкую связь факта возбуждения

моды ТЕМ с величиной плотности плазмы. Стабильное распределение высокочастотного поля на апертуре выходного рупора наблюдается, если коллектор электрически соединяется с камерой при помощи двух радиально расположенных пластин. Перегородки располагаются почти от коллектора до апертуры выходного рупора. Четыре приемные антенны измеряли распределение по азимуту плотности мощности СВЧ-излучения ρ пропорциональной квадрату радиальной компоненты $\rho \sim E_r^2$. Экспериментальные точки и теоретическая кривая $\rho \sim \sin^2 \psi$ приведены на рис. 8. О распределении по радиусу компоненты поля E_r можно судить по отношению плотности мощности на радиусе $R_1 = 130$ мм и $R_2 = 170$ мм. Это отношение в эксперименте было равно 1,78, тогда как $(R_2/R_1)^2 = 1,71$, т.е. $E_r \sim 1/R$. Измерение азимутальной компоненты электрического поля показало, что величина E_ψ/E_r мала, а именно $E_\psi/E_r = 0,06$. Таким образом, структура поля соответствует основной моде коаксиального волновода с перегородками и близка к моде H_{10} прямоугольного волновода с размерами $(R_2 - R_1) \times R$.



Р и с. 8. Распределение интенсивности СВЧ-излучения в выходном рупоре по азимуту

Хорошая повторяемость распределения мощности по сечению рупора во всем диапазоне изменения плотности плазмы позволяет для оценки полной мощности излучения измерять плотность мощности в одной точке. Абсолютное значение мощности оценивалось по измерению максимальной плотности мощности по сечению рупора с использованием формулы

$$P = \frac{\pi R^2}{S} \ln \frac{R_2}{R_1},$$

где S — сечение приемного рупора, R_1 и R_2 — радиусы коаксиального рупора, R — радиус расположения приемного рупора. Максимальное значение мощности достигало 35 МВт при КПД генератора 8%.

В заключение этого раздела приведем сводку основных экспериментальных результатов.

1. Режим работы генератора не чувствителен к изменению величины магнитного поля от 1,5 до 3 Т.

2. Генерация наблюдается при плотностях плазмы, больших чем $n_p \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, вплоть до $n_p \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

3. Начальный угловой разброс электронов пучка $\sqrt{\theta^2} \sim 12^\circ$ приводит к уменьшению мощности излучения примерно в 3 раза, а $\sqrt{\theta^2} \sim 21^\circ$ — к уменьшению мощности в 20 раз.

4. Существует пороговая длина генератора равная 15 см для тока пучка 0,9 кА и энергии электронов 480 кэВ.

5. Относительная ширина частотного спектра излучения не превышает 20%.

6. При изменении плотности плазмы от $5 \cdot 10^{12}$ до 10^{14} см^{-3} длина волны генерации изменяется от 2,8 до 1,8 см.

7. Не наблюдалось излучение в диапазоне длин волн от 3,2 до 4,6 см.

8. При использовании выводного устройства в виде коаксиального рупора с перегородками на выходе регистрируется одномодовое излучение.

9. Достигнута мощность излучения 35 МВт при КПД 8%.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ТЕОРИИ И ОБСУЖДЕНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

Для понимания результатов эксперимента приведем теоретический анализ данной генераторной задачи в предположении бесконечного сильного внешнего магнитного поля H .

Прежде всего рассмотрим спектры колебаний $\{$ -типа в цилиндрическом волноводе с тонкой трубчатой плазмой [11]. Считаем, что зависимость электронной плазменной частоты от радиуса имеет следующий вид:

$$\omega_p^2(r) = \omega_p^2 \Delta \delta(r-r_p), \quad (1)$$

где $\omega_p^2 = \text{const}$. В этом случае спектры колебаний $\{$ -типа определяются из следующего дисперсионного уравнения:

$$r_p \Delta \frac{\omega_p^2}{\omega^2} x_0^2 \left[\frac{K_p(x_0 r_p)}{I_p(x_0 r_p)} - \frac{K_p(x_0 R_0)}{I_p(x_0 R_0)} \right] I_p^2(x_0 r_p) = 1, \quad (2)$$

где $x_0^2 = k_z^2 - \omega^2/c^2$, а $K_p(x)$ и $I_p(x)$ - функции

Бесселя мнимого аргумента порядка p . Компоненты электрического и магнитного поля волны определяются по формулам

$$\begin{aligned} E_z &= -x_0^2 \psi, & E_r &= i k_z \frac{d\psi}{dr}, & E_\varphi &= -k_z \frac{p}{r} \psi, \\ B_z &= 0, & B_r &= \frac{\omega}{c} \frac{p}{r} \psi, & B_\varphi &= i \frac{\omega}{c} \frac{d\psi}{dr}, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$\psi = \begin{cases} I_p(x_0 r), & 0 < r < r_p \\ \frac{I_p(x_0 r) K_p(x_0 R_0) - K_p(x_0 r) I_p(x_0 R_0)}{I_p(x_0 r_p) K_p(x_0 R_0) - K_p(x_0 r_p) I_p(x_0 R_0)} I_p(x_0 r_p), & r_p < r < R_0. \end{cases} \quad (4)$$

Нас интересуют только медленные волны, которые могут раскачиваться пучком при выполнении условия $\omega = k_z c$.

Отсюда следует, что $\omega^2 < k_z^2 c^2$ и $x_0^2 > 0$.

В длинноволновом пределе, когда

$$x_0 R_0 \ll 1, \quad (5)$$

решения дисперсионного уравнения (2) имеют следующий вид:

$$\omega^2 = \frac{k_z^2 c^2}{1 + \frac{k_z^2 c^2}{\omega_p^2}}. \quad (6)$$

Здесь поперечное волновое число определяется выражениями

$$k_{\perp}^2 = \begin{cases} [\gamma_p \Delta \ln(R_0/\gamma_p)]^{-1}, & \ell=0 \\ 2\ell \left\{ \gamma_p \Delta [1 - (\gamma_p/R_0)^{2\ell}] \right\}^{-1}, & \ell=1, 2, \dots \end{cases} \quad (7)$$

Из соотношений (6) и (7) и из условия возбуждения волны электронным пучком $\omega = k_z u$ следует, что если выполнено условие [9,11]

$$\frac{1}{\ln(R_0/\gamma_p)} < \frac{\gamma_p \Delta \omega_p^2}{u^2 \gamma^2} < \frac{2}{1 - (\gamma_p/R_0)^2}, \quad (8)$$

то электронный пучок возбуждает только основную моду плазменных колебаний с $\ell = 0$, т.е. генерация одномодовая по поперечным волновым числам. Заметим, что при увеличении R_0/γ_p диапазон плотностей плазмы, в котором осуществляется одномодовая генерация, расширяется. Из формул (3) и (4) находим структуру поля основной моды плазменных колебаний в пределе (5):

$$\psi = \begin{cases} 1, & 0 \leq r \leq \gamma_p \\ \ln(r/R_0)/\ln(\gamma_p/R_0), & \gamma_p \leq r \leq R_0. \end{cases} \quad (9)$$

При этом распределение, например, компоненты E_z по радиусу будет иметь вид

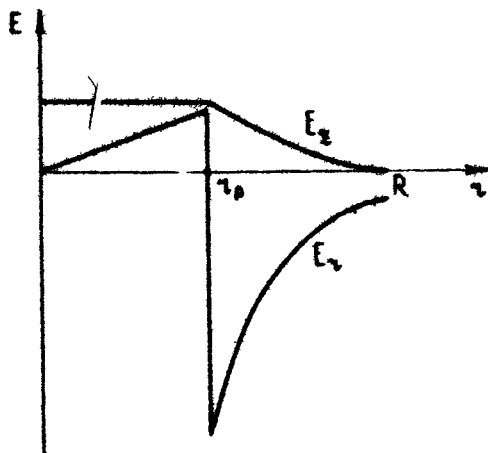
$$E_z = i k_z \begin{cases} \frac{1}{2} \alpha_0^2 r, & 0 \leq r \leq \gamma_p \\ \frac{1}{r \ln(\gamma_p/R_0)} + 0(\alpha_0^2 r), & \gamma_p \leq r \leq R_0. \end{cases}$$

Структура поля в волноводе приведена на рис.9. Фазовая скорость волны для этой моды определяется выражением

$$v_{\varphi} = e / \sqrt{1 + \frac{c^2}{\gamma_p \Delta \omega_p^2 \ln(R_0/\gamma_p)}}. \quad (10)$$

Кроме того, легко показать, что в длинноволновом пределе отношение потока электромагнитной энергии при $0 < r < \gamma_p$ к потоку при $\gamma_p < r < R_0$ в основной моде имеет следующий вид:

$$\frac{P(r < \gamma_p)}{P(\gamma_p < r)} = \frac{1}{16} \alpha_0^4 \gamma_p^4 \ln(R_0/\gamma_p) = \frac{1}{16} \frac{\omega^4}{\omega_p^4} \frac{\gamma_p^2}{\Delta^2 \ln(R_0/\gamma_p)}. \quad (11)$$



Р и с. 9. Структура поля основной кабельной моды в плазменном волноводе

Из выражения (10) видно, что если

$$\frac{r_p \Delta \omega_p^2}{c^2} \gg \left[\ln(R_0/r_p) \right]^{-1}, \quad (12)$$

то фазовая скорость основной моды в длинноволновом пределе близка к скорости света. При этом в длинноволновом пределе (5), как следует из (9) и (11), структура поля волны практически не отличается от структуры ТЕМ-моды коаксиального волновода и поток электромагнитной энергии сосредоточен во внешней к плазме области волновода. Поэтому основную моду плазменных колебаний в длинноволновой области можно называть плазменной кабельной. Фактически условие кабельности сводится к требованию

$$\frac{\omega^2}{u^2 \gamma^2} R_0^2 \ll 1, \quad (13)$$

а совместное выполнение условий (12) и (13) возможно только для релятивистских пучков с

$$\gamma^2 \gg 1. \quad (14)$$

Оценим коэффициент отражения \mathcal{R} кабельной плазменной волны от излучающего устройства генератора. В случае, если плазменный коаксиал переходит в металлический

той же конфигурации, можно считать, что отражение обусловлено отличием скорости (10) от скорости света. Кроме того, в резонансе $U_{\Phi} = u$ и поэтому справедлива следующая оценка:

$$|\alpha| = 1/4\gamma^2. \quad (15)$$

В экспериментах после выхода волны из плазменного волновода в металлический волновод встречает либо радиальный стержень, либо две продольные радиальные перегородки. В специальных измерениях было проверено, что при распространении волны ТЕМ по металлическому коаксиалу стержень и перегородка вносят дополнительное отражение мощности не более 1%. Так как величина α по формуле (15) составляет 7%, то суммарное значение α не превышает 17-20%.

В коротковолновом пределе, когда

$$\alpha_0 \tau_p \gg 1, \quad (16)$$

свойства основной плазменной моды существенно меняются: колебания уже близки к потенциальным и их спектр дается следующей приближенной формулой

$$\omega^2 = \frac{1}{2} \omega_p^2 k_z \Delta. \quad (17)$$

Формула (17) справедлива, если $k_z \Delta < 1$. В противоположном случае колебания запираются в плазме и модельный профиль (1) становится непригодным. В коротковолновых колебаниях (17) отношение потоков энергий (11) уже не мало. Можно поэтому считать, что они полностью отражаются от перехода плазменного коаксиала в металлический. Нам здесь такие короткие волны не интересуют.

Рассмотрим теперь возбуждение плазменной кабельной волны электронным пучком. Отметим, что здесь уже необходим учет дисперсии плазменных колебаний, т.е. приближение (6) недостаточно. Считая частоту ω действительной, представим волновое число в виде

$$k_z = \frac{\omega}{u} (1 + \tau) \quad (18)$$

и предположим, что выполнено неравенство

$$|2\gamma^2 \tau| \ll 1. \quad (19)$$

При этом можно показать, что дисперсионное уравнение линейной теории имеет вид

$$\chi^2 \left[\chi + \frac{1}{2\gamma^2} \left(1 - \frac{1}{\Omega_p^2 F(\Omega)} \right) \right] = -\frac{1}{2} \frac{S_B}{S_p} \frac{\omega_B^2 \gamma^{-5}}{\omega_p^2}. \quad (20)$$

Здесь ω_B - ленгморовская частота электронов пучка, а S_B и S_p - площади поперечных сечений пучка и плазмы соответственно. В уравнении (20) использованы следующие обозначения:

$$\Omega_p^2 = \gamma_p \Delta \omega_p^2 / u^2 \gamma^2, \quad \Omega^2 = \gamma_p^2 \omega^2 / u^2 \gamma^2, \quad (21)$$

$$F(\Omega) = I_0^2(\Omega) \left[\frac{K_0(\Omega)}{I_0(\Omega)} - \frac{K_0(\Omega \xi)}{I_0(\Omega \xi)} \right], \quad \xi = R_0 / \gamma_p.$$

Из уравнения (20) видно, что усиление колебаний имеется в области частот, определяемой неявно из следующего неравенства

$$\frac{\Omega_p^2 - F^{-1}(\Omega)}{\Omega_p^2} \geq -\frac{3}{\sqrt[3]{4}} 2\gamma^2 \left(\frac{1}{2} \frac{S_B}{S_p} \frac{\omega_B^2 \gamma^{-5}}{\omega_p^2} \right)^{1/3}, \quad (22)$$

причем в силу левого неравенства (8) $\Omega_p^2 > F^{-1}(0)$. Резонансная частота определяется из уравнения

$$\Omega_p^2 = F^{-1}(\Omega). \quad (23)$$

На этой частоте коэффициент усиления максимален, причем комплексное волновое число k_z дается выражением

$$k_z = \frac{\omega}{u} \left[1 + \frac{1-i\sqrt{3}}{2} \left(\frac{1}{2} \frac{S_B}{S_p} \frac{\omega_B^2 \gamma^{-5}}{\omega_p^2} \right)^{1/3} \right] \quad (24)$$

Однако, если ширина черенковского резонанса велика

$$2\gamma^2 \left(\frac{1}{2} \frac{S_B}{S_p} \frac{\omega_B^2 \gamma^{-5}}{\omega_p^2} \right)^{1/3} > 1 - \frac{u^2 \gamma^2}{\gamma_p \Delta \omega_p^2 \ln(R_0 / \gamma_p)} \quad (25)$$

то соотношение (24) оказывается справедливым для всех частот от нуля до резонансной.

Используя стандартную методику [9], выражения (15) и (24), получим стартовое условие возбуждения генератора:

$$S_p \omega_0^2 = 0,013 S_B \omega_p^2 (u/c)^3 \gamma^5 \left(\frac{\lambda}{L} \ln \frac{3}{|z|} \right)^3, \quad (26)$$

где $\lambda = 2\pi c/\omega$. Условие (26) удобно переписать для тока пучка (ток в кА):

$$I_{\text{ст}} = 1,75 \cdot 10^{-2} S_p \frac{\omega_p^2}{c^2} \left(\frac{u}{c} \right)^4 \gamma^5 \left(\frac{\lambda}{L} \ln \frac{3}{|z|} \right)^3 \quad (27)$$

И наконец, используя результаты работ [9,10], выпишем выражение для КПД плазменного генератора:

$$\text{КПД} = 0,7(1-|z|^2) 2\gamma^2 \left(\frac{1}{2} \frac{S_B}{S_p} \frac{\omega_0^2 \gamma^{-5}}{\omega_p^2} \right)^{1/3} \quad (28)$$

Легко видеть, что неравенство (19) ограничивает применимость изложенной теории системами с низким КПД. В работе [9] показано, что КПД генератора определяется в основном именно параметром (19) и достигает максимума порядка 17%, когда этот параметр близок к единице и уменьшается при дальнейшем увеличении параметра (19).

Отметим еще, что приближение бесконечно сильного внешнего магнитного поля справедливо, если выполнено неравенство

$$\gamma_p \Delta \omega_p^2 / c \omega_H R_0 \ll 1, \quad (29)$$

которое означает малую примесь колебаний Н-типа в плазменном генераторе [7].

Перейдем к обсуждению результатов эксперимента. В условиях эксперимента неравенство (29) переписется в виде

$$3,3 \cdot 10^{-14} n_p / H \ll 1,$$

где n_p измеряется в см^{-3} , а H — в Т. Для $n_p = n_{p, \text{кр}}$ условие (29) выполняется для всех значений $1,5 < H < 3 \text{ Т}$. При значениях $n_p > 7 \cdot 10^{13}$ и стандартном значении $H = 2,25 \text{ Т}$ условие (29) нарушается.

Расчет по формуле (8) критической плотности плазмы, выше которой возбуждается плазменная кабельная волна, дает значение $1,4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что согласуется с приведен-

ным выше экспериментальным результатом (см.рис.4). Одномодовая генерация в плазме согласно формуле (8) должна быть в диапазоне плотностей плазмы от $1,4$ до $2,7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Мода колебаний измерялась только на выходе излучающего рупора, а внутри плазменного коаксиала не измерялась. Можно лишь высказать предположение, что наблюдение максимального уровня излучения при $n_p \approx n_{p_{кр}}$ связано с возбуждением одной моды в плазменном коаксиале при n_p близком к $n_{p_{кр}}$.

В условиях наших экспериментов неравенство (19) не выполнялось, а именно $2\gamma^2 \tau = 0,75$, поэтому, строго говоря, нельзя пользоваться приближенной формулой (28) для оценки КПД. Оценка же КПД по результатам теоретической работы [9] дает значение порядка 17%, которое примерно вдвое больше экспериментального.

Минимальную длину резонатора при токе $I = 0,9 \text{ кА}$, $n_p = 2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ найдем по формуле (27), которая в данном случае носит также приближенный характер и из которой следует значение $L_{кр}/\lambda \approx 5,5$. К сожалению, в экспериментах по определению критической длины резонатора частота генерации не измерялась. Если допустить, что длина волны при изменении длины резонатора от 24 до 15 см не изменилась, т.е. равна $\lambda \approx 3 \text{ см}$, то $L_{кр} = 16,5 \text{ см}$, что неплохо согласуется с экспериментом (см.рис.6).

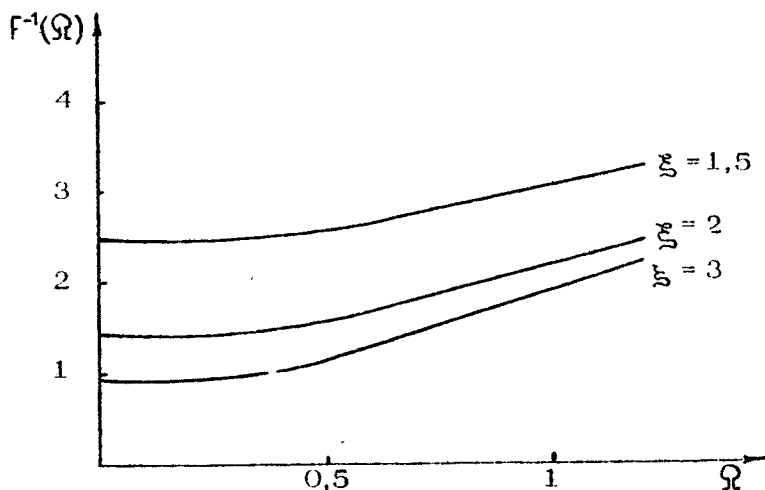
Оценим максимальный угловой разброс электронов пучка, выше которого должен происходить срыв генерации. При взаимодействии моноэнергетического пучка с волной меняется его скорость на величину следующего порядка $\Delta \bar{u}/u \sim |\tau|$. Генерация срывается, если угловой разброс приводит к большему разбросу электронов по продольным скоростям. Отсюда получаем условие срыва: $\theta^2 > 2|\tau|$, или (для нашего случая) $\theta > 25^\circ$, что хорошо согласуется с экспериментом.

В общем и целом по перечисленной группе результатов наблюдается удовлетворительное согласие эксперимента с теорией.

Обсудим теперь вопрос о длине волны генерируемого излучения. При этом сразу отметим, что данный вопрос для систем со слабой дисперсией — а рассматриваемый генератор являеся именно такой системой — не является в настоящее время решенным. Здесь приводятся только некоторые качественные соображения.

Резонансная частота $\Omega_{рез}$ определяется из уравнения (23), которое просто решить графически. На рис.10 для различных значений \mathcal{E} представлены функции $F^{-1}(\Omega)$. Начальные, близкие к горизонтальным участки данных кривых соответствуют кабельным величинам. Из рисунка хорошо видно, что небольшое изменение плотности плазмы, или Ω_p^2 , приводит к существенному изменению резонансной частоты. С другой стороны, в экспериментах было установлено, что в широком диапазоне плотностей плазмы длина волны генерируемого излучения меняется слабо. Для разъяснения данной ситуации учтем, что короткоколновые плазменные колебания, для которых выполнено неравенство (16), или, что то же самое, $\Omega \gg 1$, не излучаются в выходное устройство. Поэтому, если резонансная частота высока, то генератор либо вовсе не работает, либо генерирует частоту меньшую резонансной. Таким образом, минимальная длина волн генерируемого излучения дается границей существования плазменной кабельной волны, т.е.

$$\lambda > \lambda_{кр} \sim 2\pi \frac{c}{\omega \gamma} \tau_p. \quad (30)$$



Р и с. 10. К графическому определению резонансной частоты

Вместе с тем длинноволновые колебания не возбуждаются из-за малой величины коэффициента усиления и большой величины стартового тока. При этом может быть получена оценка для максимальной длины волны генерируемых колебаний:

$$\lambda < \lambda_{\max} \sim \lambda_{\text{кв}} \frac{L}{L_{\text{ст}}}, \quad (31)$$

где $L_{\text{ст}}$ - стартовая при фиксированном токе пучка длина резонатора.

Оценки (30) и (31) получены в предположении, что различные продольные моды плазменных колебаний возбуждаются независимо друг от друга. Такое приближение может и не соответствовать действительности. Поэтому, хотя приближенные оценки (они дают $\lambda_{\min} \approx 2,6$ см, а $\lambda_{\max} \approx 4,2$ см) дают представление о возможном диапазоне длин волн генерации, необходим более детальный теоретический анализ этого вопроса.

Л и т е р а т у р а

1. Ахнезер А.И., Файнберг Я.Б. О взаимодействии заряженных частиц с электронной плазмой. - ДАН СССР, 1949, т.69, № 3, с.555.
2. Bohm D., Gross E.P. Theory of plasma oscillation. - Phys.Rev., 1949, v.75, N11, p.1851.
3. Файнберг Я.Б. Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой. - Атомная энергия, 1961, т.11, №4, с.313.
4. Бернашевский Г.А., Богданов Е.В., Кислов В.Я., Чернов З.С. Плазменные и электронные усилители и генераторы СВЧ. М.: Сов.радио, 1965.
5. Богданкевич Л.С., Железняков И.И., Рухадзе А.А. К теории взаимодействия релятивистского электронного пучка с плазмой. - Изв. вузов. Радиофизика, 1970, т.13, №1, с.21.
6. Рухадзе А.А. Сильноточные электронные пучки. - Вестн. АН СССР. Сер.физ., 1972, №1, с.19.
7. Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. К теории релятивистского плазменного излучателя. - ЖТФ, 1977, т.47, №2, с.249; Богданкевич Л.С., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Возбуждение электромагнитных волн трубчатым пучком в плазменном волноводе конечной длины. - Физика плаз-

- мы, 1979, т.5, №1, с.90.
8. Рабинович М.С., Рухадзе А.А. Принципы релятивистской СВЧ плазменной электроники – Физика плазмы, 1976, т.2, №5, с.715.
 9. Богданкевич Л.С., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Плазменная СВЧ-электроника. – УФН, 1981, т.133, №1, с.3
 10. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Филиппычев Д.С. Вопросы нелинейной сильноточной плазменной электроники: Препринт №190. М.: ФИАН СССР, 1981.
 11. Барченко В.Т., Долженко О.В., Кузелев М.В. Теория плазменного генератора на поверхностной волне. – Изв.ЛЭТИ им. В.И.Ульянова, 1979, вып.247, с.76.
 12. Кузелев М.В., Мухаметзянов Ф.Х., Рабинович М.С. и др. Релятивистский плазменный СВЧ генератор. – ЖЭТФ, 1982, т.83, №4, с.1358; Кузелев М.В., Мухаметзянов Ф.Х., Рабинович М.С. и др. Релятивистский плазменный СВЧ-генератор. – ДАН СССР, 1982, т.267, №4, с.829.
 13. Кременцов В.И., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. Нейтрализация пространственного заряда и собственного магнитного поля релятивистского электронного пучка при инжекции в плазму в однородном магнитном поле. – Физика плазмы, 1976, т.2, №6, с.936.
 14. Шкварунец А.Г., Кременцов В.И., Стрелков П.С. Затухание обратного тока, индуцируемого релятивистским электронным пучком в плазме. – Физика плазмы, 1977, т.3, №4, с.720.
 15. Кременцов В.И., Рабинович М.С., Рухадзе А.А. и др. Возбуждение электромагнитных волн в плазме в однородном магнитном поле сильноточным релятивистским электронным пучком. – ЖЭТФ, 1975, т.69, №4, с.1218.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева АН СССР

ГЕНЕРИРОВАНИЕ ДЛИННОИМПУЛЬСНЫХ СИЛЬНОТОЧНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

М.А.Василевский, И.М.Ройфе, В.И.Энгелько

Формирование сильноточных РЭП для целей высокочастотной релятивистской электроники осуществляется в системах, для которых в настоящее время установлено название: коаксиальный диод с магнитной изоляцией (КДМИ) [1,2]. В КДМИ аксиально-симметричные электроды и магнитное поле имеют такую конфигурацию, при которой магнитные силовые линии параллельны поверхности электродов в области ускорения. За счет этого достигается отсечка электронного потока на анод, а при достаточно большой величине магнитного поля и снижении скорости расширения катодной плазмы (КП) в перпендикулярном к поверхности катода направлении. Оба эти фактора способствуют увеличению длительности импульса $\tau_{\text{ц}}$ РЭП. Таким образом, в КДМИ существуют условия не только для формирования пучка с требуемыми параметрами, но и для достижения больших $\tau_{\text{ц}}$. Основные закономерности процесса формирования РЭП в КДМИ рассмотрены в работах [1,2]. В настоящей работе коротко рассматриваются вопросы, связанные с достижением больших ($\tau_{\text{ц}} > 10$ мкс) длительностей импульса.

Большая длительность импульса сильноточного РЭП в диоде со взрывоэмиссионным катодом может быть получена и без применения магнитного поля для торможения КП. Это достигается при использовании так называемых многоострижных катодов (МОК). Использование таких катодов в КДМИ открывает дополнительные возможности увеличения длительности импульса РЭП и улучшения некоторых его характерис-

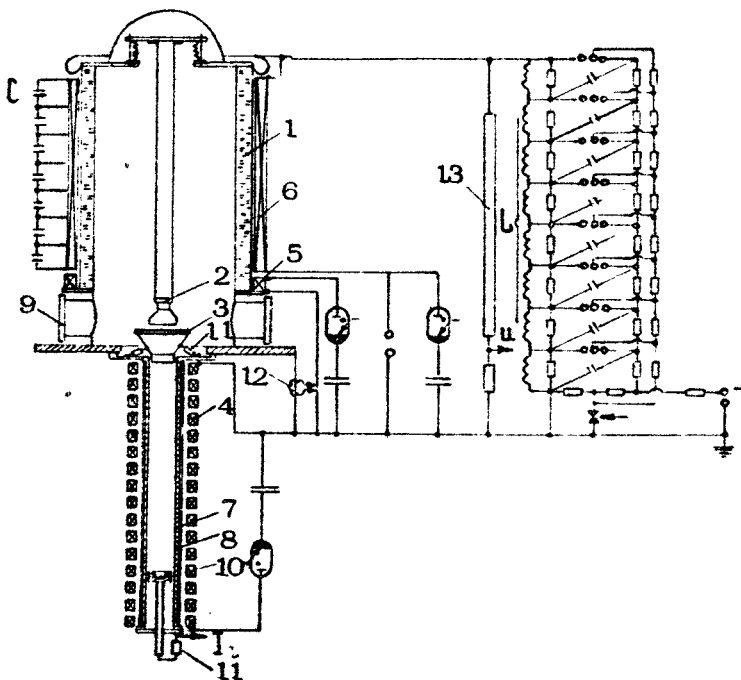
тик. Особенности работы КДМИ с их использованием также рассматриваются в настоящей работе.

РАБОТА КДМИ ПРИ БОЛЬШОЙ ДЛИТЕЛЬНОСТИ ИМПУЛЬСА

Для получения большой длительности импульса в КДМИ необходимо прежде всего обеспечить отсутствие заметных токов утечки с катодного узла. Эти токи вызывают пробой в диоде или в ускорительной трубке (п/б изолятору) и ограничивают тем самым $\tau_{\text{ц}}$. Методы уменьшения токов утечки рассматриваются в работах [3-7]. При больших $\tau_{\text{ц}}$ надежного подавления токов утечки можно достигнуть с помощью соответствующего подбора конфигурации магнитного поля во всем объеме КДМИ, включая и ускорительную трубку. Это осуществлено на установке СИД [7], схема которой показана на рис.1. Подавление токов утечки достигнуто тем, что магнитные силовые линии, проходящие вблизи поверхности катодного узла, не выходили на анод и изолятор ускорительной трубки, а пересекали только ее верхний фланец. Этот фланец находился под потенциалом катода, поэтому даже при наличии паразитного тока электронов вдоль магнитного поля пробой в трубке не инициировался.

При отсутствии токов утечки предельная величина $\tau_{\text{ц}}$ зависит от скорости расширения КП. Расширение КП поперек и вдоль магнитного поля приводит к перемыканию промежутков катод - анод и катод - коллектор соответственно. В КДМИ с однородным магнитным полем скорость расширения КП поперек магнитного поля v_{\perp} составляет $10^5 - 10^6$ см/с [1,2]. Скорость расширения КП вдоль магнитного поля v_{\parallel} достигает 10^7 см/с [1,2]. Величина v_{\parallel} существенно уменьшается, если ускоряющий промежуток поместить в неоднородное магнитное поле, нарастающее в направлении движения электронного пучка [8-10]. В этом случае расширению КП вдоль ускоряющего промежутка препятствует сила $f_z \sim \sim j_{\theta} H_z$ (j_{θ} - азимутальная компонента плотности тока в КП, H_z - радиальная компонента напряженности магнитного поля). Измерения, проведенные по времени перемыкания плазмой промежутка катод - торец трубы дрейфа [8] с помощью емкостного датчика [11], а также с помощью зондирования канала транспортировки СВЧ-излучением с длиной

волны 8 мм [10], показали, что в нарастающем магнитном поле $v_{||}$ значительно уменьшается и составляет $(1+3) \cdot 10^8$ см/с. Величина v_{\perp} в КДМИ с нарастающим магнитным полем также несколько меньше [10]. Это связано, по-видимому, с тем, что в нарастающем магнитном поле происходит расширение КП в сторону катододержателя. В результате этого уменьшается концентрация КП и, как следствие, снижается v_{\perp} .



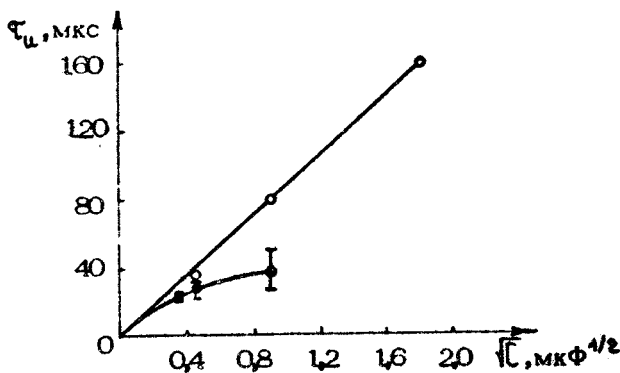
Р и с. 1. Схема установки СИД: 1 - ускорительная грубка, 2 - катодный узел, 3 - анод, 4, 5, 6 - соленоиды, 7 - труба дрейфа, 8 - обратный токопровод, 9 - диагностические окна, 10 - коллектор, 11 - шунты, 12 - пояс Роговского, 13 - делитель напряжения

Длительность импульса РЭП в КДМИ может ограничиваться процессами, происходящими не только в ускоряющей промежутке, но и в пространстве дрейфа пучка. В частности,

на поверхности элементов, на которых РЭП осаждается (коллектор, диафрагмы), уже за время меньше 10^{-6} с может образовываться плотная плазма, способная закоротить ускоряющий промежуток [1,2]. Эмиссия ионов из этой плазмы приводит к изменению параметров РЭП и импеданса диода. Вопрос о влиянии ионов на ток пучка обсуждался в работе [12]. При больших значениях $\tau_{\text{ц}}$ необходимо также учитывать наличие в канале дрейфа ионов, образующихся в результате ионизации пучком остаточного газа. Для типичных условий получения РЭП время ионизации составляет $(5-10) \cdot 10^{-5}$ с [10].

Характеристики РЭП, формируемых в КДМИ, рассмотрены в работах [1,2]. Здесь остановимся только на некоторых их особенностях, проявляющихся при больших $\tau_{\text{ц}}$.

На рис.2 представлена зависимость $\tau_{\text{ц}}$ от емкости ГИНа C , полученная на установке СИД. Ускоряющий промежуток находился в нарастающем от 5 до 13,5 кЭ магнитном поле (см. далее рис.5). При увеличении C до 0,2 мкФ $\tau_{\text{ц}}$ растет пропорционально \sqrt{C} . Это означает, что $\tau_{\text{ц}}$ определяется в основном временем разряда ГИНа через развязывающий дроссель L и соленоид B (см. рис.1). Дальнейшее увеличение C до 0,8 мкФ приводит к увеличению разброса $\tau_{\text{ц}}$. Максимальное $\tau_{\text{ц}}$ (50 мкс) определяется временем переключения плазмой промежутка катод - анод поперек магнитного поля, минимальное - временем переключения промежутка катод - коллектор вдоль магнитного поля.



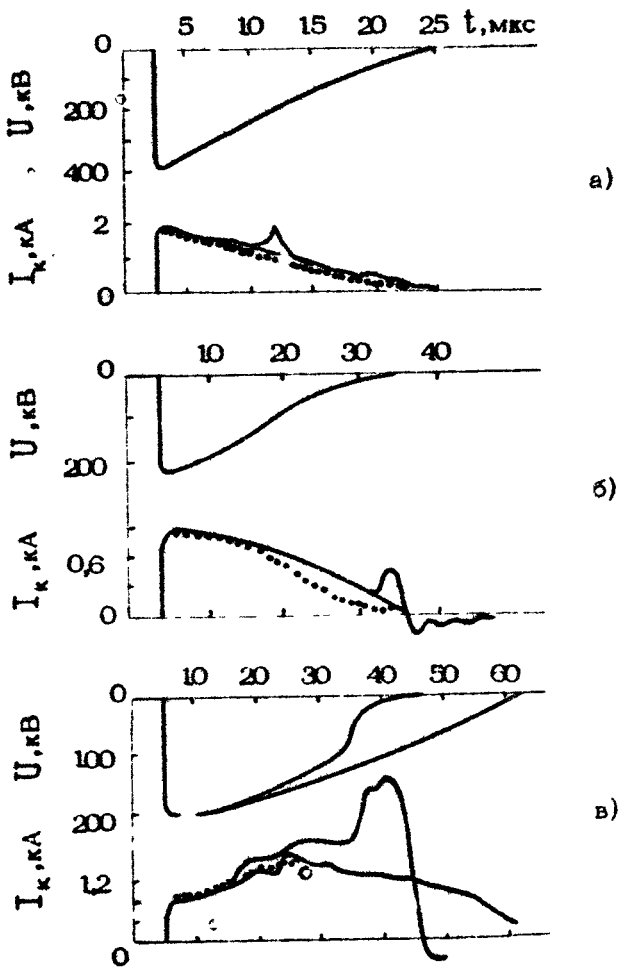
Р и с. 2. Зависимость длительности импульса от емкости ГИНа с кромочным (● ●) и многоострым катодом (○ ○)

При $\tau_{\text{ц}} < 5$ мкс наблюдалась азимутальная неоднородность пучка, которая может быть связана с развитием диокотронной неустойчивости [8,13,14] или с азимутальной неоднородностью КП [9,11]. При $\tau_{\text{ц}} \geq 10$ мкс отпечатки пучка становились более однородными [10]. Это может объясняться улучшением однородности КП в результате ее азимутального дрейфа. Влияние диокотронной неустойчивости с ростом $\tau_{\text{ц}}$ также должно уменьшаться из-за компенсации объемного заряда пучка ионами, образующимися в канале дрейфа [15].

На рис.3 показаны осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения U и коллекторного тока $I_{\text{к}}$ в зависимости от емкости ГИНа. При $C = 0,125$ мкФ ток $I_{\text{к}}$ монотонно уменьшается вслед за напряжением в течение всего импульса. Иногда через 7-10 мкс после начала импульса наблюдается небольшой всплеск тока длительностью в несколько микросекунд. Вероятность его появления увеличивается с ростом U . Без учета всплеска поведение $I_{\text{к}}$ хорошо соответствует изменению во времени предельного вакуумного тока, обозначенного на рис.3 точками [10]. Увеличение C до 0,2 мкФ приводит к возрастанию $\tau_{\text{ц}}$ до 25-30 мкс. В поведении $I_{\text{к}}(t)$ при этом можно отметить три особенности: 1) возможное количество всплесков увеличивается до трех; 2) через 12-15 мкс форма импульса тока заметно отличается от расчетной; 3) в конце импульса иногда происходит резкое нарастание тока $I_{\text{к}}$. При дальнейшем увеличении C до 0,8 мкФ расхождение экспериментальных и расчетных значений тока имеет место для большей части импульса. Во второй половине импульса ток $I_{\text{к}}$ от импульса к импульсу ведет себя по-разному: иногда уменьшается, но в большинстве импульсов нарастает, причем нарастание происходит не монотонно (см. рис.3,в), а ступеньками, в которые превратились, вероятно, всплески, наблюдавшиеся при меньших $\tau_{\text{ц}}$. Количество ступенек, как и количество всплесков, меняется от 1 до 3. Аналогичное поведение тока $I_{\text{к}}$ наблюдалось в работе [16]. Во многих импульсах через 25-30 мкс происходит резкое нарастание $I_{\text{к}}$ до величины, соответствующей короткому замыканию диода. Это свидетельствует о переключении плазмой промежутка катод - коллектор.

Причины неустойчивой работы КДМИ при $\tau_{\text{ц}} > 10$ мкс еще недостаточно изучены. Вероятно, большую роль здесь играют катодные процессы. Это следует, в частности, из

того, что на время проявления всплесков не оказывают влияния длина ускоряющего промежутка, величина ускоряющего напряжения, величина и распределение магнитного поля. Изменение этих факторов заметно влияет на параметры РЭП, хотя условия на катоде меняются при этом слабо.



Р и с. 3. Осциллограммы импульсов напряжения U и коллекторного тока I_k : а - $C = 0,125$ мкФ; б - $C = 0,2$ мкФ; в - $C = 0,8$ мкФ

МНОГООСТРИЙНЫЙ КАТОД

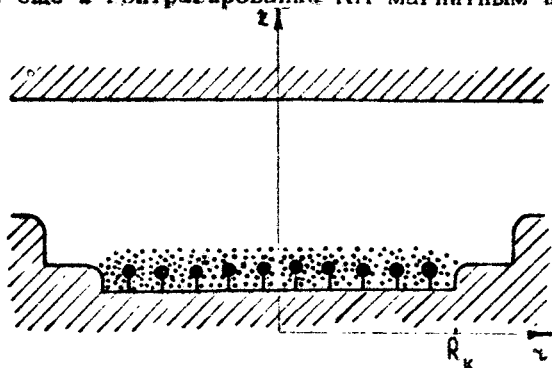
Из данных, приведенных выше, следует, что при использовании кромочных катодов с большой плотностью тока КДМИ стабильно работает примерно до 10 мкс. Для получения пучка со стабильными характеристиками при больших τ_u можно использовать МОК. Как показано в работах [17-20], применение таких катодов позволяет получать стабильные электронные пучки длительностью $10^{-5} - 10^{-4}$ с (в зависимости от плотности тока на катоде). При этом большая величина τ_u достигается даже без применения магнитного поля для торможения КП.

Возможность получения малой скорости расширения КП без ее торможения магнитным полем является следствием того, что в стационарном случае расстояние между плазмой и электродом, имеющим положительный относительно нее потенциал U , не может быть меньше длины ленгмюровского слоя объемного заряда, длина которого d для плоских электродов равна

$$d = \left(\frac{4}{9\pi} \sqrt{\frac{2}{me}} \frac{U^{3/2}}{v_e n} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где n - концентрация КП, $v_e = (\delta k T_e / \pi m)^{1/2}$; e , m , T_e - заряд, масса и температура электронов соответственно. Для того чтобы уменьшить скорость расширения КП, можно создать такие условия, при которых длина d будет сравнима с длиной ускоряющего промежутка d_0 . Из выражения (1) следует, что для этого нужно уменьшить n . Уменьшение n достигается при использовании МОК. На рис.4 показана схема диода с МОК. На МОК плазма образуется только на вершинах острий, расположенных на подложке с большой площадью. В начале импульса происходит расширение плазмы и заполнение ею углубления, в котором находится подложка с остриями. В результате этого концентрация КП уменьшается, за счет чего уже в начале импульса достигается условие $d \approx d_0$. Однако плазменный слой, который образуется в результате заполнения КП углубления, является неустойчивым - он стремится к контрагированию. Пояснить это можно следующим образом. Если концентрация КП в каком-то месте повышается, то в этом месте за счет выпучивания границы плазмы увеличивается напряженность электрического поля и плотность тока, отбираемого из КП. Увеличение плотности

тока приводит к росту скорости генерирования плазмы на остриях в данном месте, что влечет за собой дальнейший локальный рост концентрации и дальнейшее выпучивание участка ее поверхности. В результате скорость движения границы участка КП с повышенной концентрацией может возрасти до величины, равной скорости ионов, приобретаемой ими в области функционирования эмиссионных центров, т.е. $(1+3) \cdot 10^6$ см/с [1]. При большой величине тока сюда добавляется еще и контрагирование КП магнитным полем.



Р и с. 4. Схема диода с МОК

Для стабилизации плазменной поверхности необходимо обеспечить однородную работу острий в течение всего импульса. Срабатыванию всех острий в начале импульса препятствует влияние объемного заряда электронов [19,20]. Для того чтобы уменьшить это влияние, нужно прикладывать импульсы напряжения с достаточно крутым передним фронтом. Можно показать, что скорость роста напряжения на фронте должна удовлетворять условию

$$\frac{dU}{dt} \geq 2E_{cr} \frac{d\alpha}{\alpha} v \left(1 + \frac{2v}{\alpha} \Delta t_z\right), \quad (2)$$

где E_{cr} — средняя напряженность электрического поля, при которой начинает срабатывать катод; α — расстояние между остриями; v — скорость расширения плазмы из эмиссионных центров; Δt_z — разброс времени задержки взрыва острий при $E = E_{cr}$ [21].

Существенное снижение влияния объемного заряда электронов на срабатывание острий достигается, если в цепь каждого острия ввести сопротивления R_0 , величина которых определяется соотношением [19]

$$R_0 \approx \frac{9\pi N h d_0}{S} \sqrt{\frac{m}{2eU}}, \quad (3)$$

где N - количество острий; h - их высота; S - площадь подложки. Влияние сопротивлений объясняется тем, что при срабатывании острия потенциал его повышается на величину $I_0 R_0$ (I_0 - ток через острие). За счет этого компенсируется снижение потенциала в окрестности сработавшего острия из-за влияния объемного заряда электронов.

Введение сопротивлений приводит также к выравниванию и стабилизации токов I_0 , проходящих через острия. Объясняется это тем, что после образования на катоде сплошного плазменного слоя потенциалы всех острий становятся одинаковыми. А так как в цепи острий стоят одинаковые сопротивления, то и токи I_0 должны быть одинаковыми. Нарастание тока на отдельных остриях теперь становится невозможным и, следовательно, плазменный слой стабилизируется. Для того чтобы стабилизация токов I_0 была эффективной, величина R_0 должна удовлетворять условию [19]

$$R_0 > 9\pi \sqrt{\frac{m}{2e}} \frac{U_k N d_0^2}{S U^2}, \quad (4)$$

где $U_k \sim 10$ В - катодное падение потенциала в КП. В интересных с практической точки зрения случаях условие (4) выполняется, если выполнено условие (3).

Неоднородность работы катода может быть вызвана возникновением взрывоэмиссионных центров на подложке и других вспомогательных элементах конструкции катодного узла в результате взаимодействия их поверхности с КП. Избежать этого можно, если уменьшить разность потенциалов между КП и вспомогательными элементами конструкции катодного узла до величины, при которой возбуждение взрывоэмиссионных центров невозможно. Это условие достигается, если вспомогательные элементы находятся под плавающим потенциалом. В этом случае разность потенциалов между ними и КП

$$(\kappa T_e / 2e) \ln(T_e M / T_i m) < 10 \text{ В},$$

где T_i , M - температура и масса ионов КП. Для обеспечения стока заряда после импульса в цепь изолированных элементов конструкции катодного узла можно поставить сопротивление R_M , величина которого определяется соотношением

$$R_H \gg \sqrt{\frac{2\pi M}{kT_i}} \frac{I_0 R_0}{enS}. \quad (5)$$

Вольт-амперная характеристика источников с МОК при больших T_i определяется скоростью и характером расширения слоя КП. Скорость расширения КП зависит от интенсивности ее генерирования и от формы импульса напряжения в соответствии с соотношением (1). Например, в плоском диоде при использовании емкостного ГИНа вольт-амперная характеристика определяется системой уравнений [19,20]:

$$\frac{dz}{dt} = \left[\frac{\alpha v_e}{4} - \frac{1}{6\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{zS\sqrt{U}}{(d_0-z)^2} \right] \frac{d_0-z}{d_0+z},$$

$$\frac{dU}{dt} = -\frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{SU^{3/2}}{(d_0-z)^2},$$

$$I = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{SU^{3/2}}{(d_0-z)^2},$$

$$U(0) = U_0, \quad z(l) = h, \quad (6)$$

где z - координата границы плазмы, отсчитываемая от подложки; α - параметр, зависящий от интенсивности генерирования плазмы на остриях. Если форма импульса напряжения прямоугольная (это соответствует пределу $l \rightarrow \infty$), то в правой части уравнения для z отсутствует второй член в квадратных скобках.

Экспериментальное исследование диодов с МОК показало, что при использовании перечисленных выше мер стабилизации плазменного слоя можно получать стабильные электронные пучки длительностью $10^{-5} - 10^{-4}$ с при плотности тока на катоде $0,1 - 3,0$ А/см². Вольт-амперная характеристика таких диодов хорошо описывается системой уравнений (6). Для графитовых острий $\alpha = 0,03$, если $I_0 > 1$ А и α близко к нулю при $I_0 < 1$ А [22]. В последнем случае граница плазмы неподвижна, по крайней мере, в течение 50 мкс.

Стабильность эмиссионной границы плазмы на МОК позволяет использовать для фокусировки пучка обычные электростатические методы [23]. МОК сохраняют свои свойства и в частотном режиме работы [24], что весьма важно для практики.

КДМИ С МНОГООСТРИЙНЫМ КАТОДОМ

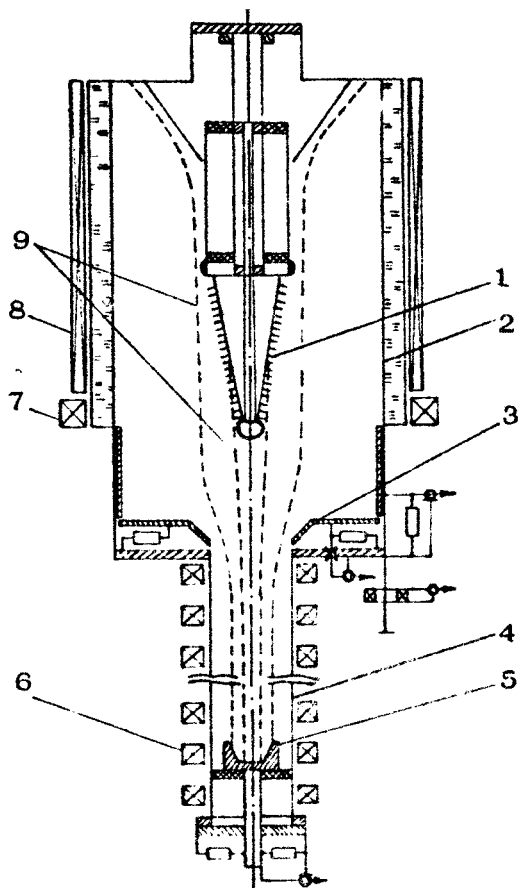
Стабильность работы МОК при большой длительности импульса и малая скорость расширения КП даже при отсутствии магнитного поля позволяют надеяться на то, что при использовании таких катодов в КДМИ можно будет увеличить τ_c трубчатых РЭП и улучшить их характеристики.

Результаты первых экспериментов с МОК приведены в работе [9]. В них был получен трубчатый электронный пучок с током 400 А, длительностью 25 мкс при ускоряющем напряжении 150 кВ.

На рис.5 показана схема установки с МОК, а на рис.6 - общий вид катода. Катод имеет коническую рабочую поверхность площадью $1,5 \cdot 10^3$ см², на которой расположены 500 острий, изготовленных из углеродных волокон. Угол раствора конуса равен $6,6^\circ$. В конструкции катода предусмотрена возможность изменения расположения острий. В цепь каждого острия введены сопротивления 2 кОм. В верхней и нижней частях катодного узла расположены экранные электроды, которые улучшают распределение электрического поля на рабочей поверхности катода. Верхний экранный электрод изготовлен из нержавеющей стали и имеет профиль, соответствующий профилю магнитных силовых линий. Нижний экранный электрод представляет собой полый шар из нержавеющей стали. Для предотвращения возникновения эмиссионных центров на поверхности экранных электродов последние изолированы от потенциала острий. Пунктиром на рис.5 показаны магнитные силовые линии в ускорительной трубке и канале дрейфа. Напряженность магнитного поля в ускорительной трубке и канале дрейфа равна 1,5 и 10 кЭ соответственно. Величина магнитного поля и его конфигурация подбирались так, чтобы обеспечить отсутствие токов утечки.

На рис.7 приведены осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения и тока пучка в конце канала дрейфа. Импульс напряжения формировался восьмикаскадным ГИНОм. Каждый каскад представлял собой неоднородную четырехзвенную LC-формирующую линию. Параметры LC-звеньев подбирались так, чтобы в течение приблизительно 25 мкс обеспечить постоянство напряжения на диоде, параллельно которому подключены соленоид 6 и дроссель L (см. рис.1).

Задний фронт импульса формировался с помощью срезающего разрядника. Видно, что в течение практически всего импуль-

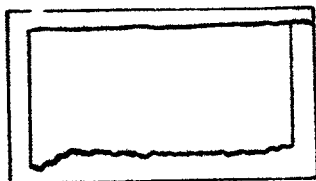


Р и с. 5. Схема КДМИ с многоострийным катодом: 1 - катод; 2 - изолятор; 3 - анод; 4 - труба дрейфа; 5 - коллектор; 6,7,8 - соленоиды; 9 - линии магнитного поля

са ток пучка постояен. Выход его на стационарное значение происходит за 3-3,5 мкс. За это время, по-видимому, формируется эмиссионная поверхность КП. При проведении описываемых экспериментов острия были сгруппированы в двенадцать продольных рядов. Поэтому в начале импульса катод работает как совокупность двенадцати эмитирующих

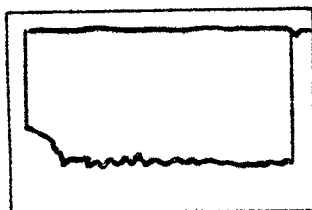
полос, так как расширение плазмы вдоль магнитного поля происходит значительно быстрее, чем поперёк (по азимуту). По мере расширения КП по азимуту происходит рост тока пучка, вызванный ростом эмиссионной поверхности плазмы. Прекращается он после того, как плазма заполнит пространство между соседними рядами острий. Если взять для скорости азимутального дрейфа плазмы значение 10^6 см/с [1], то время формирования эмиссионной поверхности будет равно 3 мкс, что соответствует экспериментальным данным.

U
320 кВ



а)

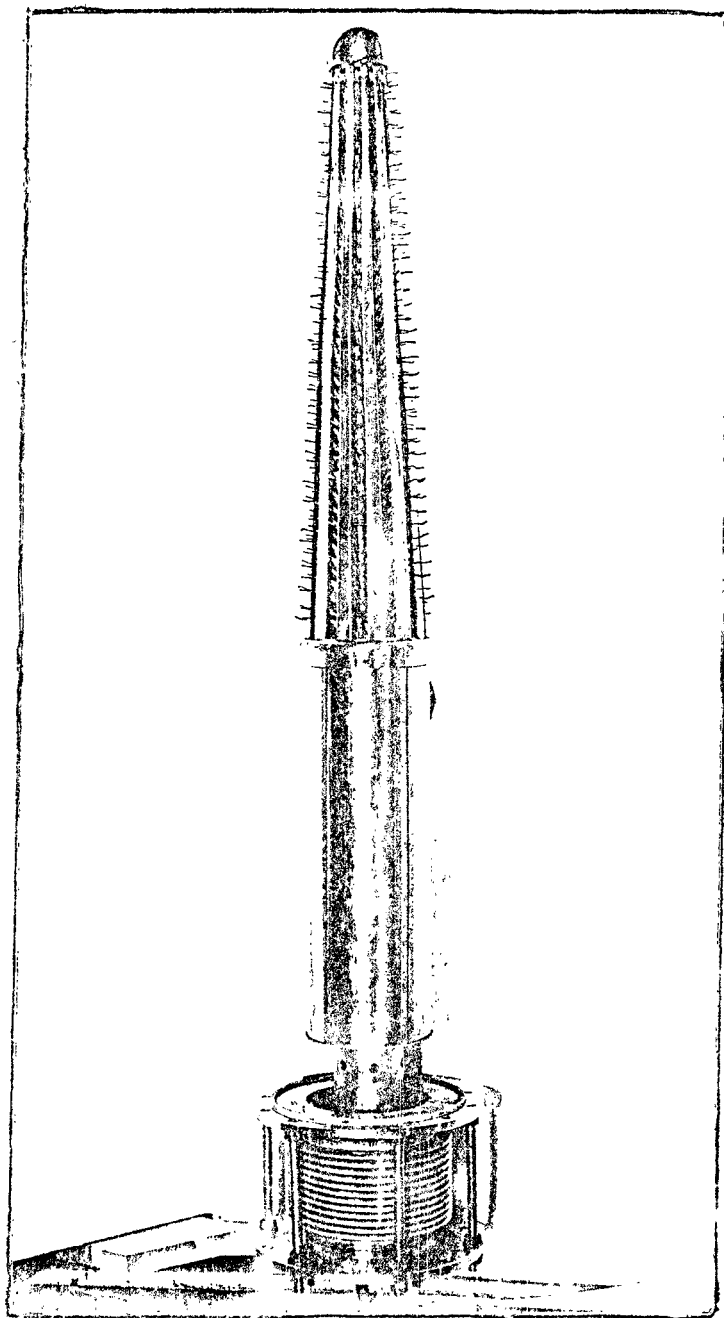
I
520 А



б)

Р и с. 7. Осциллограммы импульсов напряжения (а) и тока пучка (б) в КДМИ с многоострийным катодом

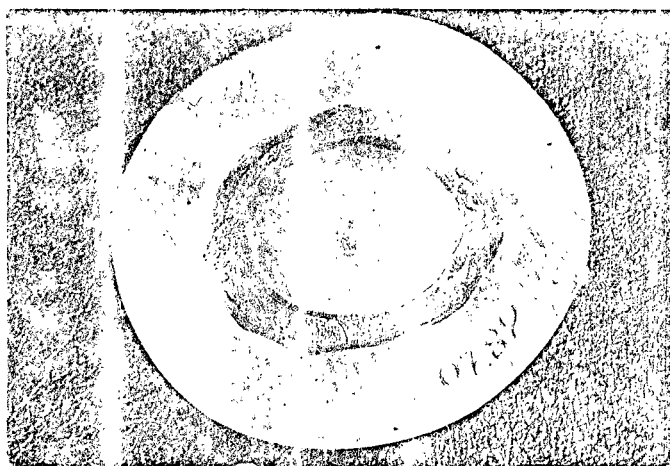
Ток пучка в условиях описываемых экспериментов был меньше предельного тока транспортировки, т.е. он определялся областью ускорения. Для оценки начального значения тока пучка можно воспользоваться выражением закона "трех вторых" для цилиндрического анода и кольца цилиндрических эмиттеров [25]. При этом, для того чтобы учесть наличие в ускоряющем промежутке магнитного поля, нужно это выражение умножить на $\sin^2 \psi$, где ψ - угол, под которым магнитные силовые линии пересекают поверхность



Р и с. 6. Общий вид многоострийного кагода



Р и с. 8. Свечение катодной плазмы на МОК



Р и с. 9. Отпечаток электронного пучка, полученного в КДМИ с МОК

катодного конуса. Это становится понятным, если учесть, что плотность объемного заряда в прикатодной области должна быть одинаковой при наличии магнитного поля и без него, т.е.

$$\rho = j_{\text{сп}}/v_1 = j_n/v_1 \sin \varphi, \quad (7)$$

где $j_{\text{сп}}$ и j_n - плотность тока без магнитного поля и с полем соответственно; v_1 - скорость электронов. Отсюда следует, что $j_n = j_{\text{сп}} \sin \varphi$. С учетом сказанного выражение для начального значения тока пучка I_n можно записать в виде

$$I_n = 9,32 \cdot 10^{-6} \frac{N_0 U^{3/2} L_p}{r_a \beta^2 (r_a/r_k)} \left(\frac{r_a}{r_k} - 1 \right) f \left[\frac{2\pi}{N_0 (r_a/r_k - 1)} \right] \sin \varphi, \quad (8)$$

где $f(a/\beta) = \int_0^{a/\beta} \left[(1+x^2)^{1/2} + \frac{1}{x} \operatorname{arcsinh} x \right] dx$, N_0 - количество рядов острий, β^2 - функция, габулированная в [23,25].

Для оценки стационарной величины тока пучка можно воспользоваться известным выражением закона "трех вторых" для цилиндрического диода, так как угол конусности катода мал

$$I = \frac{2}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U^{3/2} L_p}{r_a \beta^2} \sin \varphi, \quad (9)$$

где L_p - длина рабочей части катода.

Расчеты по формулам (8), (9) для условий, в которых получены осциллограммы, приведенные на рис.7, дают значения $I_n = 430$ А, $I = 550$ А, которые удовлетворительно согласуются с экспериментальными.

При изменении угла φ (за счет изменения тока в соленоиде 5 - см. рис.1) ток пучка I меняется в соответствии с соотношением (7).

Возможность получения больших $\tau_{\text{ц}}$ в КДМИ с многоострийным катодом иллюстрируется результатами экспериментов, в которых источником импульсов напряжения служил емкостный ГИН. На рис.2, где показана зависимость $\tau_{\text{ц}}$ от C , видно, что с ростом C $\tau_{\text{ц}}$ увеличивается прямо пропорционально $C^{1/2}$. Это свидетельствует о том, что $\tau_{\text{ц}}$ определяется временем разряда ГИНа через соленоид 6 (см. рис.1) и дроссель L . При $C = 3,2$ мкФ $\tau_{\text{ц}}$ достигает 160 мкс.

Стабильность работы КДМИ при использовании МОК значительно выше, чем при использовании кромочных катодов. Это проявляется в хорошей повторяемости осциллограмм тока пучка, в отсутствии на них выбросов и переломов. Однако стабильная работа диода имеет место только при напряжениях, при которых отсутствует эмиссия с вспомогательных элементов катодного узла.

На рис.8 изображено свечение КП на МОК. Фотографирование производилось через торец грубы дрейфа. Пучок при этом рассеивался на ее стенки. На рисунке видно свечение двенадцати рядов острий и свечение небольшого количества острий, расположенных в верхней части катода, которые были смещены относительно рядов, что позволяет сделать вывод о хорошей однородности работы катода.

На рис.9 приведен отпечаток пучка на пластине из нержавеющей стали. Сечение пучка соответствует расчету, в котором предполагалось, что в течение всего импульса эмиссионная поверхность КП находится в пределах рабочей части катода. Это свидетельствует о том, что скорость расширения КП мала. Исследование сечения пучка с помощью набора микроколлекторов показало, что скорость расширения внешней границы пучка не превышает 10^4 см/с. Это более чем на порядок меньше, чем в случае, когда для генерации пучка используются кромочные катоды.

Таким образом, первые эксперименты с МОК свидетельствуют о перспективности их применения для генерации грубчатых электронных пучков большой длительности.

Малая скорость расширения КП при использовании МОК позволяет применять при анализе свойств электронного пучка методы, развитые для СВЧ-приборов с термокатадами [23,26,27]. При этом следует учитывать "шероховатость" МОК, которая может увеличить разброс скоростей электронов. Результаты исследования распределения плотности тока в планарном диоде с МОК [24] свидетельствуют о том, что "шероховатость" МОК приводит к появлению у электронов поперечной энергии около 10^2 эВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подводя итог, можно отметить, что использование про-

ными характеристиками длительностью до 10 мкс при ускоряющих напряжениях до 500 кВ и токах в несколько килоампер. Применение многоострижных катодов с большой площадью позволяет получить пучки большой длительности (до 100 мкс) и улучшить их характеристики. В частности, значительно уменьшается скорость расширения внешней границы пучка.

При использовании многоострижных катодов длительность импульса пучка ограничивается в основном процессами, происходящими в канале дрейфа, и в первую очередь на коллекторе. Поэтому поиск методов уменьшения их влияния можно считать одной из главных задач дальнейшего развития техники РЭП большой длительности.

Целью дальнейших исследований КДМИ в применении к СВЧ-электронике должны быть, по-видимому, увеличение тока пучка в КДМИ с многоострижным катодом, исследование параметров пучка, их разброса и эволюции во времени.

Л и т е р а т у р а

1. Бугаев С.П., Ильин В.П., Кошелев В.И. и др. Формирование сильноточных релятивистских электронных пучков для мощных генераторов и усилителей СВЧ. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.5.
2. Бугаев С.П., Зайцев Н.И., Ким А.А. и др. Процессы в диодах с магнитной изоляцией, использующих взрывную эмиссию электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.36.
3. Lovelace R.V., Ott E. Theory of magnetic insulation. - Phys.Fluids, 1974, v.17, N7, p.1263.
4. Bekefi G., Orzechowski T.J., Bergeron K.D. Electron and plasma flow in relativistic diode subjected to a crossed magnetic field. - Proc. Int.Top.Conf. on Electron Beam Research and Technology. Albuquerque, USA, 1975, v.2, p.303.
5. 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.
6. Глейзер И.З. Исследование формирования и транспортировки сильнотоочных трубчатых РЭП: Автореф. дис. Томск: ТПИ, 1977.
 7. Бурцев В.А., Василевский М.А., Гусев О.А. и др. Ускоритель сильнотоочных электронных пучков микросекундной длительности. - ПТЭ, 1979, №5, с.32.
 8. Ройфе И.М., Стекольников Б.А., Энгелько В.И. Получение и исследование сильнотоочного электронного пучка микросекундной дл..тельности. - ЖТФ, 1976, т.46, №12, с.2562.
 9. Ройфе И.М., Бурцев В.А., Василевский М.А., Энгелько В.И. Экспериментальное исследование диода с магнитной изоляцией при длительности импульса $\approx 10^{-5}$ с. - ЖТФ, 1980, т.50, №5, с.944.
 10. Никонов А.Г., Ройфе И.М., Савельев Ю.М., Энгелько В.И. О работе диода с магнитной изоляцией при большой длительности импульса. - ЖТФ, 1983, т.53, №4, с.618.
 11. Кошелев В.И. Высоковольтный вакуумный разряд и формирование сильнотоочных электронных пучков в диодах с магнитной изоляцией: Автореф. дис. Новосибирск: ИАЭ СО АН СССР, 1980.
 12. Зайцев Н.И., Кулагин И.С., Нечаев В.Е. О влиянии потока ионов из коллекторной плазмы на формирование сильнотоочного электронного пучка в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. - Физика плазмы, 1981, т.7, №4, с.779.
 13. 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.
 14. Березин А.К., Землянский Н.М., Мирный В.И., Онищенко И.Н. Экспериментальное исследование диокотронной неустойчивости трубчатого электронного пучка, распространяющегося в нейтральном газе. - ЖТФ, 1981, т.51, №10, с.2159.
 15. Дэж дсон Р. Теория заряженной плазмы. М.: Мир, 1978.
 16. Воронин В.С., Захаров С.М., Казанский Л.Н., Пикуз С.А. Моноэнергетический сильнотоочный электронный пучок со стабилизиро..анным током микросекундной длительности.- Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №20, с.1224.

17. Абдулин Э.Н., Баженов Г.Н., Чесноков С.М. Принципы получения микросекундных электронных пучков на основе взрывной эмиссии. - В кн.: Тез. докл. Всесоюз. симпозиума по ненакаливаемым катодам. Томск: ИСЭ СО АН СССР, 1977, с.15.
18. Бурцев В.А., Василевский М.А., Гусев О.А. и др. Сильноточный релятивистский электронный пучок с длительностью более 10^{-5} с. - Письма в ЖТФ, 1976, т.2, №24, с.1123.
19. Василевский М.А., Ройфе И.М., Энгелько В.И. Результаты исследования диода с многоострым взрывоэмиссионным катодом при больших длительностях импульса: Препринт К-0482. Л.: НИИЭФА, 1980.
20. Василевский М.А., Ройфе И.М., Энгелько В.И. Об особенностях работы взрывоэмиссионных многоостриных катодов в микросекундном диапазоне длительностей импульса. - ЖТФ, 1981, т.51, №6, с.1183.
21. Василевская Ю.А., Василевский М.А., Ройфе И.М. и др. Формирование электронного пучка в диоде с многоостриным взрывоэмиссионным катодом. - ЖТФ, 1983, т.53, №4, с.677.
22. Василевский М.А., Василевская Ю.А., Ройфе И.М. и др. Об импедансе диода с многоостриным взрывоэмиссионным катодом. - ЖТФ, 1980, т.50, №11, с.2356.
23. Кирштейн П., Кайно Г., Уотерс У. Формирование электронных пучков. М.: Мир, 1979.
24. Бурцев В.А., Василевский М.А., Василевская Ю.А. и др. О работе источника электронов с взрывоэмиссионным катодом в частотном режиме при большой длительности импульса. - ЖТФ, 1981, т.51, №7, с.1473.
25. Иви Г. Токи, ограниченные пространственным зарядом. - Пробл. современной физики, 1956, №6, с.5.
26. Гольденберг А.Л., Пегелин М.И. Формирование винтовых электронных пучков в адиабатической пушке. - Изв. вузов. Радиофизика, 1973, т.16, №1, с.141.
27. Цимринг Ш.Е. Формирование винтовых электронных пучков. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ, т.4. Саратов: СГУ, 1974, с.3.

Научно-исследовательский
институт электрофизической
аппаратуры им.Д.В.Ефремова

**ФОРМИРОВАНИЕ
РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ
ДЛЯ МОШНЫХ СВЧ-ПРИБОРОВ
В СИСТЕМАХ С ТЕРМОКАТОДАМИ**

В.Е.Балакин, Г.И.Кузнецов, Н.Г.Хавин

ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время РЭП широко используются для нагрева плазмы в исследованиях по УТС, создания интенсивных источников рентгеновского излучения, коллективных методов ускорения заряженных частиц, накачки мощных лазеров и в других разделах физики и смежных областях науки и техники [1,2]. В дальнейшем нас будет интересовать применение РЭП для возбуждения мощных электромагнитных колебаний СВЧ-диапазона.

В мощных СВЧ-приборах с термокатодами в последнее время получены в сантиметровом диапазоне колебаний импульсные мощности в десятки мегаватт. Самыми мощными из них являются усилительные клистроны. В этих приборах используются напряжения до 300 кВ и токи до 250 А. Электронный КПД мощных импульсных клистронов составляет от 30 до 60% [3].

В настоящее время существуют применения, где требуются усилители, позволяющие получить в сантиметровом диапазоне гигаваттные СВЧ-импульсы микросекундной длительности с частотой повторения 10-100 Гц [4]. Среди новых возможностей генерации мощных СВЧ-колебаний отметим принцип высокочастотной развертки релятивистского пучка (гироскоп) [5]. Увеличение мощности в этих при-

борах происходит в основном за счет роста напряжения питания. Авторы намерены рассмотреть некоторые вопросы формирования релятивистских пучков с использованием термокато́дов.

Электронные пучки во всех ускорителях формируются с помощью электронных пушек. Существенный прогресс в получении РЭП и генерации мощных СВЧ-колебаний в наносекундном диапазоне в последние 10–15 лет обусловлен разработкой безнакальных источников электронов, использующих механизм взрывной эмиссии [6]. Как правило, это трубчатые пучки в сильном внешнем магнитном поле [1,2]. При известных достоинствах такие пучки обладают целым рядом недостатков, таких как: наличие в диодном промежутке плазмы, образующейся при взрыве микроострий, движение которой вызывает изменение первеанса и определяет длительность импульса РЭП; неоднородная плотность тока; слабая повторяемость величин и форм тока и напряжения; малая частота срабатывания и малый ресурс элементов таких систем. Кроме того, следует ожидать, что продукты распыления материала катода при взрывной эмиссии, попадая на элементы СВЧ-структуры, могут приводить к снижению ее электрической прочности, что особенно существенно для систем с большой импульсной мощностью. В настоящее время представляется весьма проблематичным построить СВЧ-генератор с микросекундной длительностью импульса, частотой срабатывания 10–100 Гц, мощностью 10^9 Вт и ресурсом 10^9 импульсов, используя для получения пучка пушки со взрывными катодами.

Традиционные системы с накаливаемыми катодами не имеют указанных недостатков, по нашему мнению, они более пригодны для создания генераторов СВЧ-колебаний с вышеуказанными параметрами. Такие системы позволяют получать хорошо сформированные ламинарные цилиндрические или трубчатые РЭП. Следует иметь в виду, что допустимые плотности тока с катода в таких системах существенно ниже, чем при взрывной эмиссии, поэтому требуется особый подход к синтезу таких систем. Одним из недостатков систем с термокатодами является требование высокой вакуумной культуры, более сложной технологии изготовления прибора в целом. Однако трудности, связанные с нагревом катода под высоким напряжением и расположением там же формирующих устройств, вполне преодолимы.

ОЦЕНКА МАКСИМАЛЬНОГО КИНЕТИЧЕСКОГО КПД ПРИБОРА СВЧ-КОЛЕБАНИЙ

Рассмотрим некоторые общие соотношения для генератора СВЧ-колебаний большой мощности. Можно выделить три основные функции такого прибора: формирование РЭП, взаимодействие РЭП с электромагнитной волной и рассеяние остаточной мощности пучка в коллекторе прибора.

Из общих физических соображений можно оценить предельный КПД СВЧ-прибора. Хорошо известно [1, 7] явление предельного тока, который может распространяться в вакуумной трубе. Для цилиндрического пучка этот ток равен

$$j = 17 \frac{(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{1 + 2 \ln(R/r_0)} \quad (1)$$

Здесь j - ток пучка в кА; $\gamma = 1 + \frac{eU}{m_0 c^2}$; U - ускоряющее напряжение; R - радиус трубы; r_0 - радиус пучка.

В трубе, полностью заполненной электронным пучком, $R = r_0$ и

$$j = 17(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2} \quad (2)$$

или, если выразить энергию крайних электронов через ток пучка,

$$\gamma = \left[(j/17)^{2/3} + 1 \right]^{3/2}, \quad (3)$$

где γ - это минимальное значение энергии, которую может иметь пучок с током j , чтобы распространяться в трубе.

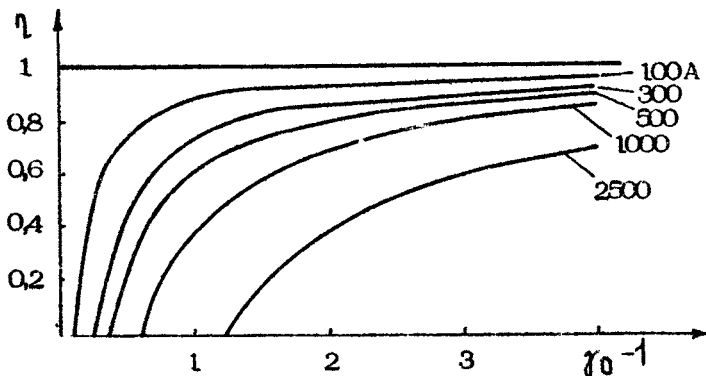
Ясно, что оставшаяся энергия электронного сгустка, провзаимодействовавшего с СВЧ-полем, не может быть меньше, чем энергия, необходимая для транспортировки сгустка в трубе коллектора, иначе образуется виртуальный катод внутри СВЧ-системы прибора. При этом нужно иметь в виду, что током j следует считать мгновенное значение тока с учетом бунчировки в СВЧ-тракте, которое в n раз больше тока источника РЭП.

Обозначим эту оставшуюся энергию как γ_m , а энергию инжекции (до высокочастотного взаимодействия) — γ_0 . Из сказанного следует, что максимально достижимый КПД системы ^{*)}, который назовем кинетическим КПД, в этом случае будет

$$\eta_k = 1 - \frac{\gamma_m - 1}{\gamma_0 - 1} \quad (4)$$

Результаты вычисления кинетического КПД по формуле (4) для цилиндрического пучка и полностью заполненной трубы представлены на рис.1.

Из графиков можно заключить, что КПД существенно зависит от соотношения энергии инжекции пучка — ток источника и что для увеличения кинетического КПД необходимо повышение энергии РЭП. Соотношение напряжение — ток



Р и с. 1. Зависимость кинетического КПД от энергии для различных токов РЭП при параметре бунчировки $\beta = 4$

^{*)} По существу, здесь рассматривается эффективность энергоотбора в релятивистских клистронных системах с рекуперацией энергии электронов в области коллектора. (Прим.редакции).

коллектора сильно зависит от заполнения коллектора пучком, так, например, при $R/r_0 = 1,65$ предельный ток уменьшается в 2 раза. В работе [8] приведена зависимость КПД клистрона от первеанса системы для нерелятивистского случая, из которой также делается вывод, что высокий КПД реализуется в системе при небольших первеансах.

Применение трубчатых пучков, идущих близко к стенке трубы коллектора, позволяет значительно повысить КПД прибора при использовании высокочастотных пучков. В этом случае для тонкого трубчатого пучка, когда $a \ll r_0$, имеем [1]

$$J = \frac{17(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2}}{\frac{a}{r_0} + 2\ln \frac{R}{r_0}}, \quad (5)$$

где a — толщина пучка. Если пучок движется близко к стенке трубы, т.е. $r_0 \rightarrow R$, то

$$J = 17(\gamma^{2/3} - 1)^{3/2} \frac{r_0}{a}. \quad (6)$$

Из сравнения выражений (2) и (6) видно, что при равной энергии ток кольцевого пучка в r_0/a раз выше, чем ток цилиндрического пучка.

Следует отметить, что СВЧ-приборы типа гирокон [5], где отсутствует пространственная бунчировка пучка, а пучок в коллекторе "размыт" в азимутальном направлении, имеют существенные преимущества с точки зрения кинетического КПД. В отличие от других мощных СВЧ-приборов электронный пучок в гироконе не модулирован по плотности, а непрерывно меняет место входа в выходном резонаторе и коллекторе соответственно. С учетом вышеизложенных соображений, наиболее перспективными для решения задачи ВЛЭПП [4] нам представляются СВЧ-приборы со следующими параметрами РЭП: для систем типа гирокон-энергия 2 МэВ и ток пучка 1000 А; для СВЧ-устройств с трубчатым пучком — энергия 1 МэВ, ток пучка 4000 А.

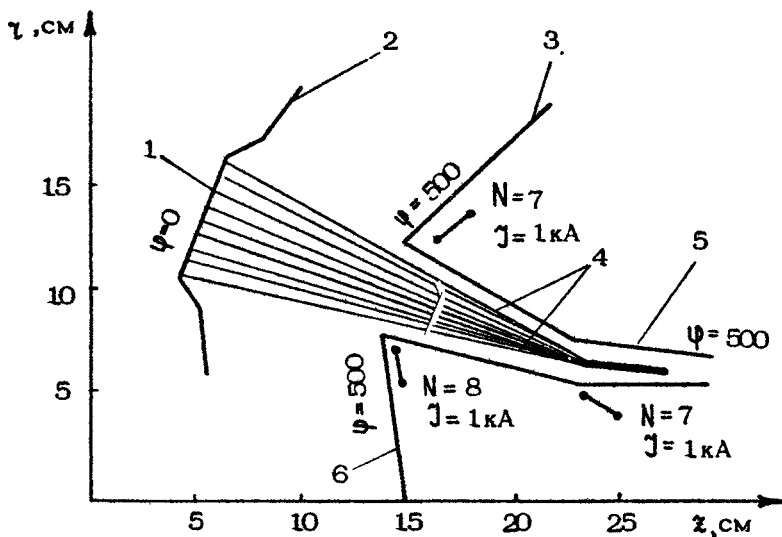
МЕТОДЫ ФОРМИРОВАНИЯ РЭП С ТЕРМОКАТОДАМИ

Существуют два возможных способа формирования интенсивных РЭП с использованием термокатодов. В обоих случаях источниками напряжения могут быть выпрямитель, трансформатор Тесла или линейный индукционный ускоритель (ЛИУ). Первый способ - формирование пучка в однозачорном промежутке. Высоковольтный изолятор в этом случае может быть вынесен из области прохождения пучка, развит в длину для обеспечения необходимой электрической прочности. Напряжение, которое в данной системе можно получить (~ 500 кВ), ограничено электрической прочностью однозачорного промежутка. В этой схеме, в случае использования кольцевого катода большого диаметра, можно получить импульсную мощность примерно 1500 МВт при полном напряжении $U = 500$ кВ [9]. Схема электронно-оптического тракта клистрона с трубчатым пучком изображена на рис.2. Кинетический КПД, который можно реализовать в такой схеме при параметре бунчировки $n = 4$, равен 85%.

Второй способ - ускорение РЭП в многозачорной системе. Реальное напряжение, достижимое в случае выпрямителя или трансформатора Тесла, составляет 3 МВ, в случае ЛИУ - свыше 3 МВ, ток - 500-1000 А и импульсная мощность - до 1-5 ГВт.

Для расчета электронно-оптических систем ускорителей РЭП в настоящее время широко применяются методы математического моделирования на больших ЭВМ [10,11]. Численное моделирование сильноточных пучков заряженных частиц приводит к решению нелинейных задач расчета самосогласованных электрических полей и траекторий частиц с учетом внешних и собственных электрических и магнитных полей. Полная задача состоит из расчета поля, траекторий частиц и объемного заряда РЭП.

Конечной целью указанных расчетов является минимизация фазового объемного пучка на выходе из ускорительного тракта. Это осуществляется выбором размеров и геометрических параметров катодного узла, электродов ускорительной части, темпа ускорения и т.д. В некоторых системах в ускорительном тракте помещают фокусирующие магнитные линзы из постоянных магнитов [12].

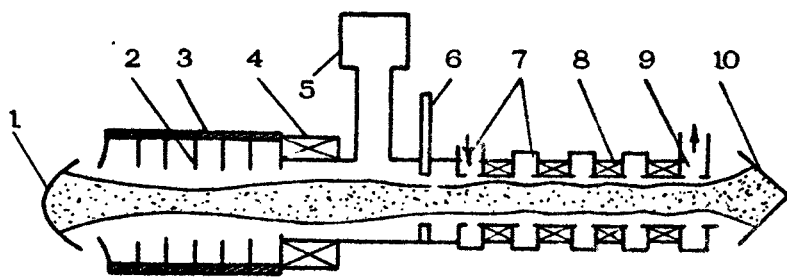


Р и с. 2. Схема ЭОС клистрона с трубчатым электронным пучком: 1 – катод; 2 – фокусирующий электрод; 3, 6 – внешняя и внутренняя поверхности анода соответственно; 4 – крайние трубки тока пучка; 5 – канал транспортировки; ψ – потенциалы электродов; N – число витков соленоидов с током J

Определяющим параметром при расчетах и проектировании ускорительных трубок является напряженность электрического поля. При современном уровне технологии создания трубок следует считать характерной напряженностью электрического поля около 50 кВ/см в наиболее напряженных местах, при этом средняя напряженность 30 кВ/см. Ограничения по напряженности электрического поля в ускорительной трубке определяют требования к необходимой плотности тока катода.

При проектировании реальных систем, с учетом ограничений на напряженность электрического поля в ускорительной трубке, максимальная плотность тока с катода составляет около 10 А/см². Указанная плотность тока может быть получена при любых типах катодов. Однако в системах с ускорительной трубкой применение высокотемпературных катодов с площадью $S_k > 50$ см² проблематично.

но из-за трудностей, связанных с отводом тепла от электродов трубки. Оксидный катод потребляет в 5-10 раз меньшую удельную мощность и поэтому предпочтительнее при площадях катода $S_k > 50 \text{ см}^2$. В условиях экспериментальных разборных систем трудно, а порой и невозможно реализовать все требования вакуумной гигиены при работе с оксидным катодом. При работе ускорителя с катодом из оксидного материала и часто разбираемыми СВЧ-приборами с линейным релятивистским электронным пучком мы применяем схему, показанную на рис.3. Наличие в системе вакуумного затвора позволяет производить неоднократные вскрытия и наладку СВЧ-прибора без порчи вакуума в ускорительном тракте.



Р и с. 3. Схема СВЧ-прибора с линейным РЭП:
 1 - катод; 2 - электрод ускорительного тракта;
 3 - изолятор; 4 - магнитная линза; 5 - вакуумный насос; 6 - вакуумный затвор; 7,9 - СВЧ-структура;
 8 - система магнитного сопровождения; 10 - коллектор

Для формирования пучка используются различные способы управления пучком в начальной стадии.

В ЛИУ [13] ток с катода вытягивается при помощи плоской или сферической сетки, питаемой частью основного ускоряющего напряжения и далее поступает в регулярный ускорительный тракт.

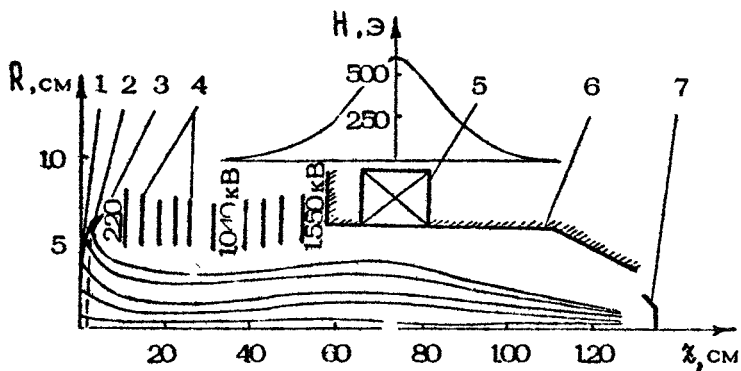
В ускорительных трубках, подключенных к выпрямителю или трансформатору Тесла, на управляющей сетке необходимо иметь напряжение смещения для запираения тока в промежутках между импульсами [14]. Наличие перехватывающей ток сетки ограничивает пропускаемую мощность

пучка из-за ее нагрева. Напряжение управления выбирается из соображений допустимого разогрева сетки. Форма поверхности сетки выбирается так, чтобы исключить влияние сетки на фазовый объем пучка, для чего сетку помещают на расчетную эквипотенциаль и выполняют краевые условия для нее. Важными параметрами при создании пушки являются также размеры ячеек сетки, допустимые температурные поводки сеточного и катодного узлов, возможности блока управления пушкой. Так как в ускорительных трубках всегда бывают пробой, а системы всегда энергоемки, сетка должна без деформаций и разрушений выдерживать пробой.

В настоящее время разработаны пушки, управляющие сетки которых не перехватывают электронов пучка [15]. В таких пушках используются две близкорасположенные соосные сетки; одна непосредственно у катода при потенциале катода, другая на некотором расстоянии при положительном потенциале. Первая сетка экранирует вторую — управляющую — от попадания электронов при подаче напряжения управления на нее. В настоящее время такие пушки реализованы в приборах, имеющих уровень СВЧ-мощности до 2 МВт в импульсе.

В последние годы появилось несколько работ по формированию электронного пучка с использованием центробежно-электростатической системы. Эти устройства позволяют получить пучки с микропервоансом до 20. В импульсном режиме получен ток в 200 А при напряжении 50 кВ [16]. Одним из преимуществ системы с центробежноэлектростатической пушкой является защищенность катода от попадания ионов, образующихся в ускорительной трубке. При значительной длине трубки и больших средних токах ионная бомбардировка может оказать существенное влияние на долговечность катода. Для долговременной работы катодов в ускорителях необходим вакуум лучше чем 10^{-7} мм рт.ст.

В заключение отметим, что в настоящее время на ускорителе ЭЛИТ-Л2, созданном в ИЯФ СО АН СССР, получена импульсная мощность 600 МВт при энергии электронного пучка 1,5 МэВ, длительности импульса $\tau \approx 1 \cdot 10^{-6}$ с и частоте следования импульсов $1 \cdot 10$ Гц [17]. Схема электронно-оптической системы ускорителя ЭЛИТ-Л2 приведена на рис.4.



Р и с. 4. Схема ЭОС ускорителя ЭЛИТ-12: 1 - катод; 2 - фокусирующий электрод; 3 - управляющая сетка; 4 - электроды ускорительного тракта; 5 - магнитная линза; 6 - канал транспортировки; 7 - коллектор

ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ТЕРМОКАТОДОВ В УСКОРИТЕЛЯХ РЭП

Рассмотрим особенности работы термокатодов в ускорителях РЭП. В настоящее время применяются два типа катодов: высокотемпературные катоды, типичным представителем которых является лантанборидный катод из материала LaB_6 , и низкотемпературные катоды, изготовленные на основе никеля с покрытием из окиси бария, так называемые оксидные катоды и различные их модификации.

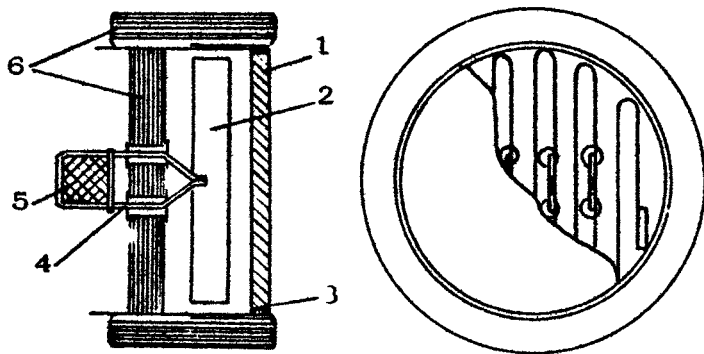
Промышленность выпускает катоды из LaB_6 диаметром до 50 мм. Катоды большого размера с покрытием из LaB_6 изготавливают, нанося эмиттер на керны нужной формы из тугоплавкого металла при помощи плазменного напыления [18]. Плотность тока 10 А/см^2 получают с лантанборидных катодов при $T = 1620^\circ\text{C}$, причем напыленные катоды не уступают по эмиссии таблеточным, хотя и обладают меньшим сроком службы.

Реальный срок службы таблеточных катодных узлов из LaB_6 при плотности тока 10 А/см^2 составляет около 1000-1500 ч [12] и связан скорее не с испарением материала катода, а с деформацией элементов нагревателя и

держателя катода под воздействием бора, изменением геометрии и коэффициента черноты катода в результате ионной бомбардировки, распылением материала нагревателя и другими факторами, возникающими при работе ускорителя. Срок службы плазменно нанесенных катодов при плотности тока 10 A/cm^2 составляет $100-300 \text{ ч}$ [18] и обусловлен растрескиванием и отщеплением гексаборидного покрытия от подложки.

Нагрев высокотемпературных катодов большого размера осуществляется либо радиационным методом от косвенного нагревателя [19], либо электронным пучком от дополнительной таблетки из гексаборида лантана [18]. В случае нагрева электронным пучком задняя сторона катода, на которую падает пучок, открыта для излучения, поэтому такой способ представляется малоэкономичным. Предпочтительнее способ нагрева от косвенного нагревателя (рис.5), который при коэффициенте черноты нагревателя $0,5$ дает температуру нагревателя $T = 2100-2200^\circ\text{C}$. При такой температуре широко используемые для этих целей материалы обеспечивают достаточно длительную работу, хотя существуют трудности, связанные с изоляцией нагревателя от стенок камеры. Изоляторов, способных длительное время работать в камере нагревателя при $T = 2000-2200^\circ\text{C}$, в настоящее время нет. Радиационный нагрев катодов до высоких температур могут осуществлять нагреватели из чистых металлов или графита. Для нагрева больших катодов ($S_k > 100-200 \text{ см}^2$) до высокой температуры требуются мощности $10-20 \text{ кВт}$ [20], поэтому важным является подбор соотношения напряжение - ток накала и исключение влияния магнитного поля нагревателя на формирование РЭП.

К высокотемпературным катодам относятся также металлосплавные катоды на базе иридия и редкоземельных металлов. Они обладают хорошими эмиссионными способностями, но дороги, весьма чувствительны к газовому составу и вакууму. Их основное достоинство - малая скорость испарения. Катодам большого размера из иридия и редкоземельных металлов необходима высокая однородность нагрева, так как в противном случае происходит значительная деформация поверхности, меняющая геометрию катода.



Р и с. 5. Катодный узел: 1 - катод; 2 - нагреватель; 3 - графитовая прокладка; 4 - элементы подвески нагревателя; 5 - изолятор подвески; 6 - тепловые экраны

Как отмечалось выше, эмиттеры на основе низкотемпературных катодов имеют существенно меньшую удельную мощность нагрева и поэтому их применение предпочтительно при площади катода $S_k > 50 \text{ см}^2$. Наиболее экономичен чисто оксидный катод, который позволяет при $T = 800^\circ\text{C}$ получать плотности тока в импульсном режиме до 10 А/см^2 . В условиях экспериментальных разборных СВЧ-систем часто трудно реализовать все требования вакуумной гигиены при работе с этим катодом, поэтому приходится повышать рабочую температуру оксидного катода до 1000°C [21]. Различные модификации оксидного катода, смысл которых заключается в запасении тем или иным способом рабочего материала (карбонатов бария, стронция, кальция), работают при более высоких температурах, до $T = 1100^\circ\text{C}$. Существуют модификации катодов такого типа, которые допускают одиночные вскрытия с восстановлением первоначальных характеристик [22]. Однако все они уступают по экономичности чисто оксидному катоду. Существуют некоторые технологические приемы, увеличивающие срок службы оксидного катода. Так, например, нанесение оксидного покрытия на достаточно толстый синтер и дальнейшее обжатие этого

покрытия под прессом либо до обезгаживания катода, либо после него, улучшает свойства таких катодов, отодвигает границу начала искрения, повышает экономичность катода. Оксидные катоды, работающие при плотностях тока $2-5 \text{ А/см}^2$, потребляют удельную мощность $4-5 \text{ Вт/см}^2$. Модификации оксидного катода, работающие при более высоких температурах, потребляют до 15 Вт/см^2 .

Полная реализация достоинств оксидного катода требует высокой вакуумной культуры, прогрева всей системы перед разложением карбонатов и поддержания вакуума при работе лучше чем 10^{-7} мм рт.ст. Срок службы таких катодов в отпаянных системах при плотности тока до 5 А/см^2 достигает $10000-12000 \text{ ч}$ [23]. В разборных системах в настоящее время срок службы катодов составляет 1000 часов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

1. Для СВЧ-приборов в сантиметровом диапазоне длин волн с импульсной мощностью в несколько гигаватт и длительностью импульса до нескольких десятков микросекунд перспективными являются ускорители РЭП с термокатадами, которые обладают большим сроком службы и стабильными характеристиками.

2. Для систем с током в сотни и тысячи ампер, где требуются большие поверхности эмиттера, предпочтительнее применять оксидные катоды. Оксидный катод можно изготовить любых размеров, здесь нет принципиальных ограничений.

3. Для повышения КПД СВЧ-прибора клистронного типа при заданной импульсной мощности необходимо повышение энергии РЭП.

Л и т е р а т у р а

1. Рухадзе А.А., Богданкевич Л.С., Росинский С.Б., Рухлиг В.Г. Физика сильнооточных релятивистских электронных пучков. М.: Атомиздат, 1980.
 2. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М.: Атомиздат, 1977.
- 216

3. Кукарин С.В. Электронные СВЧ-приборы. М.: Радио и связь, 1981.
4. Балакин В.Е., Будкер Г.И., Скринский А.Н. О возможности создания установки со встречными электронпозитронными пучками на сверхвысокие энергии. - В кн.: Проблемы физики высоких энергий и управляемого термоядерного синтеза. М.: Наука, 1981, с.11.
5. Горникер Э.И. и др. Гирокон. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979, с.130.
6. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М.: Сов.радио, 1974.
7. Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Устойчивость релятивистских электронных пучков в плазме и проблема критических токов. - УФН, 1971, т.103, №4, с.609.
8. Афонин А.М. и др. Релятивистский многорезонаторный клистрон с пространственно-развитым электронным потоком. - В кн.: 4-й Всесоюз.симпоз. по сильноточной электронике. Ч.2. Томск, 1982, с.148.
9. Балакин В.Е., Кузнецов Г.И., Хавин Н.Г. Электронно-оптическая система клистрона большой импульсной мощности. - В кн.: 4-й Всесоюз.симпоз. по сильноточной электронике. Ч.1. Томск, 1982, с.261.
10. Иванов В.Я., Хавин Н.Г. Численный метод расчета характеристик интенсивных пучков релятивистских заряженных частиц: Препринт ИЯФ 77-114. Новосибирск, 1977.
11. Ильин В.П. Численные методы решения задач электрооптики. Новосибирск: Наука, 1974.
12. Вассерман С.Б. и др. Высоковольтный импульсный генератор электронного пучка ЭЛИТ-3А: Препринт ИЯФ 79-11. Новосибирск, 1979.
13. Вахрушин Ю.П., Анацкий А.И. Линейные индукционные ускорители. М.: Атомиздат, 1978.
14. Балакин В.Е. и др. Генератор электронного пучка ЭЛИТ-12. - В кн.: 4-й Всесоюз.симпоз. по сильноточной электронике. Ч.2. Томск, 1982, с.97.
15. Мощные электровакуумные приборы СВЧ. М.: Мир, 1974, с.34.

16. Иремашвили Д.В. и др. Сильноточный инжектор электронов с высокой компрессией пучка. - В кн.: 4-й Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике. Ч.1. Томск, 1982, с.152.
17. Novosibirsk Preparing for VLEPP, CERN Courier, 1982, v.22, N10, p.417.
18. Батрак И.К. и др. Термокатоды для сильноточных инжекторов электронов. - В кн.: 4-й Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике. Ч.1. Томск, 1982, с.62.
19. Балакин В.Е., Кузнецов Г.И., Хавин Н.Г. Исследование электронно-оптической системы мощной электронной пушки: Препринт ИЯФ 80-63. Новосибирск, 1980.
20. Антипов Г.Н. и др. Высоковольтный вакуумный ввод на 500 кВ для сильноточного квазистационарного ускорителя электронов с термокатодом. - ПТЭ, 1982, №6, с.112.
21. Балакин В.Е. и др. Повышение параметров ускорителя ЭЛИТ-Л - источника питания СВЧ-генератора. - В кн.: 4-й Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике. Ч.2. Томск, 1982, с.101.
22. Рыбас К.Н. Электронные пушки и термоэлектронные катоды, используемые в ускорителях электронов НИИЭФА: Препринт В-0313. Ленинград, 1977.
23. Щелкунов Г.П. Расчет ожидаемой долговечности мощных усилительных клистронов с оксидным катодом. - Электронная техника, Сер.1. Электроника СВЧ, 1978, №6, с.79.

Институт ядерной
физики СО АН СССР

ПРИСТЕНОЧНЫЙ
ВТОРИЧНО-ЭМИССИОННЫЙ СВЧ-РАЗРЯД
В ЭЛЕКТРОНИКЕ БОЛЬШИХ МОЩНОСТЕЙ

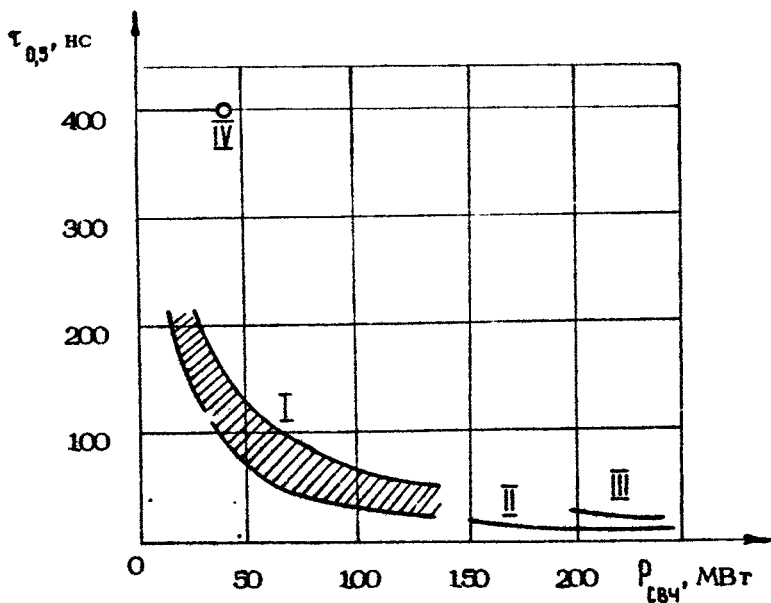
А.Ф.Александров, Л.Г.Бляхман, С.Ю.Галузо, В.Е.Нечаев

1. Взаимодействие СВЧ-волн в вакууме с металлическими, сплавными и другими поверхностями при высоких уровнях мощности может, как известно [1-4], проявляться в лавинообразном развитии электронных разрядов, обусловленных вторичной эмиссией с этих поверхностей. Круг проблем в физических исследованиях и технике, где приходится сталкиваться с вторично-эмиссионными разрядами (ВЭР), чрезвычайно обширен. С одной стороны, ВЭР может находить полезное применение в ряде технических приложений, с другой стороны, он часто проявляется как сопутствующий паразитный эффект, нарушающий и даже срывающий работу основного физического механизма. Большая концентрация электронов в сгустках, образующихся при вторично-электронном резонансном разряде (ВЭРР), может использоваться в безынерционных коммутаторах СВЧ-энергии [5], в эффективных ионных источниках [6], в динамических фотоэлектронных умножителях для усиления модулированных сверхвысокой частотой лазерных сигналов [7], в умножителях частоты [8]. ВЭР также играет фундаментальную роль в формировании электронных потоков в приборах магнетронного типа [9]. Вместе с тем, как хорошо известно, вторично-эмиссионные разряды мешают транспортировке мощной электромагнитной волны в различных волноводах и элементах СВЧ-трактов, препятствуют выводу мощного микроволнового излучения через радиопрозрачные окна, нарушают нормальную работу линейных и циклических ускорителей, ограничивают возможнос-

ти СВЧ-нагрева плазмы в установках управляемого термоядерного синтеза. И, наконец, ВЭР может являться инициатором пробойных процессов, срывающих генерацию в мощных электронных СВЧ-приборах.

Ниже ограничимся обзором тех вопросов, которые связаны с ролью ВЭР в сверхвысокочастотной электронике больших мощностей.

2. Вероятность образования вакуумного ВЭР и последующего пробоя, естественно, повышается по мере увеличения мощности и роста длительности импульса СВЧ-генерации, т.е. как раз на путях развития современных электронных устройств с повышенными энергетическими характеристиками. На основании известных данных [10-13] рис.1 демонстрирует, как в импульсных черенковских релятивистских генераторах с гофрированной замедляющей системой связаны



Р и с. 1. Зависимость длительности импульса излучения $\tau_{0.5}$ от выходной СВЧ-мощности $P_{\text{свч}}$ для ряда черенковских генераторов ($\lambda \approx 3$ см) с замедляющей структурой в виде гофрированного волновода [10-13]: I - (МГУ); II - (ИСЭ); III - (ИСЭ); IV - (ИПФ)

между собой достижимые мощности выходного излучения и его длительности, при этом длительности питающего импульса были всегда существенно больше высокочастотного. В каждом отдельном эксперименте длительность СВЧ-импульса возрастает с уменьшением его мощности, видна и общая такая тенденция по данным различных исследований. Поэтому в настоящее время принято считать, что срыв генерации в черенковских релятивистских генераторах в основном связан с наличием сильных высокочастотных полей в рабочем пространстве прибора.

Оценки показывают, что эффектом СВЧ-нагрева стенок обычно можно пренебречь (нагрев на $\Delta T \approx 500^\circ\text{C}$ происходит за 100 мкс). Тогда единственным источником наблюдаемых срывов колебаний могут быть различные электронные разряды, для которых поставщиками затравочных электронов могут служить либо плазменные образования, возникающие при взрыве микронеоднородностей, либо эмиссия электронов в сильных электрических полях. Важную роль в таких разрядах играют механизмы вторично-эмиссионного лавинного размножения электронов на ограничивающих поверхностях — мультипакция.

3. Почти во всех мощных устройствах СВЧ-электроники пространство взаимодействия находится в области сильного магнитостатического поля H , используемого для формирования основного электронного потока и для магнитной изоляции катодных узлов. Когда линии поля H соединяют различные участки металлической поверхности, например участки синусоидального гофра, то в принципе возможно возникновение как двухстороннего (или междустеночного разряда), так и одностороннего (или одностеночного). Сразу заметим, что в интересующем нас случае длина области, в которой происходит развитие разряда d , соизмерима с длиной волны λ и существенно нерелятивистские электроны ВЭР (критерий см. далее) могут преодолевать это расстояние за столь большое количество периодов колебаний СВЧ-поля, что с учетом начального разброса скоростей разряд может иметь только полифазный характер [14, 15], а это возможно только при коэффициентах вторичной эмиссии $\sigma > 2$. Поскольку подобные условия вряд ли реализуются в системах с чисто металлическими поверхностями, то развитие таких разрядов маловероятно. Междустеночный резонансный разряд (ВЭРР₂) в принципе может быть локализован только в глубоких участ-

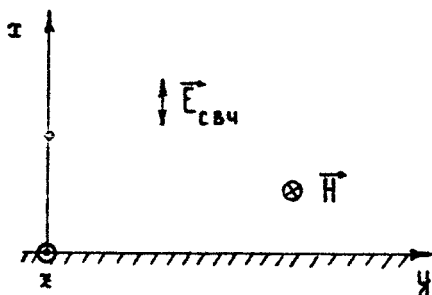
ках гофра, а условия его возникновения весьма критичны к амплитуде СВЧ-поля \vec{E} и величине зазора d , так что он может развиваться только в виде тонких "шнуров". Наиболее опасным, быстроразвивающимся (вследствие наименьшего времени пролета - периода мультипакции) и нелокализованным разрядом может быть резонансный одностеночный ВЭРР₁. Поэтому ему следует уделить особое внимание.

Для возникновения ВЭРР₁ помимо высокочастотного поля $-\hat{E} \cos(\omega t + \varphi)$ необходимо наличие стационарных сил, возвращающих электроны к поверхности. В реальных условиях такие силы могут создаваться электростатическими полями электронных потоков (нужны тормозящие поля величиной $E_0 \approx 0,3 \hat{E}$), полем \vec{H} ($\Omega/\omega \leq 0,5; \Omega = eH/mc$ - гирочастота), либо представлять собой усредненную силу в неоднородном ВЧ-поле стоячей волны (все электроны возвращаются, если амплитуда ВЧ-поля вдоль их траектории возрастает примерно в $\sqrt{3}$ раз). Видно, что возвращающие силы должны быть не слишком велики, а их значение может зависеть от конкретных условий и возможности совместного действия.

Поскольку теории даже стартовых режимов ВЭРР в сложных ситуациях, когда поле \vec{H} произвольно ориентировано относительно поверхности, не существует, то приходится пока ограничиться анализом двух случаев: когда поле \vec{H} параллельно поверхности (т.е. в скрещенных полях), и когда поле \vec{H} можно считать неограниченно сильным, а движение электронов одномерным (формально это сводится к случаю параллельных \vec{E} -, \vec{H} -полей).

4. Простейшая модель одностороннего разряда (рис.2) включает ВЧ-поле $\vec{E} = -\hat{E} \cos(\omega t + \varphi) \vec{x}_0$, нормальное к поверхности, и параллельное ей магнитоэстатическое поле $\vec{H} = H \vec{x}_0$. Любую поверхность можно идеализировать плоскостью, если радиус кривизны R много больше масштаба электронных осцилляций $\lambda = e\hat{E}/m\omega^2$ (в сильных магнитных полях масштаб еще меньше). Лавина может образоваться только за счет нерелятивистских электронов со скоростями у поверхности $v_0 \sim \omega d \sim (0,01 \div 0,06)c$, когда коэффициент вторичной эмиссии $\sigma \gg 1$ (c - скорость света). Кривизну поверхности с $R > 0,1 \lambda$ можно поэтому не учитывать и пользоваться плоской моделью рис.2. Поскольку скорости электронов в разряде значительно выше начальных (энергии вылета в среднем составляют 2 - 3 эВ), то последними можно пренебречь. Согласно оценкам [16] фазового переме-

шивания частиц за время пролета в течение k -периодов (k - кратность резонанса) не происходит, если λE_0 (кВ) $> 6k$ что при малых k всегда выполняется в устройствах мощной СВЧ-электроники.



Р и с. 2. Исходная модель

Кратно изложим теперь результаты теории как стартовых режимов ВЭРР₁, так и стабилизации лавинного механизма на развитой стадии такого разряда, сопоставив их с данными имеющихся немногочисленных экспериментов.

Уравнение движения электронов в стартовом режиме, без учета взаимодействия частиц между собой, представим в виде

$$\frac{d^2x}{dt^2} + v^2x = a \cos(\tau + \varphi) - q, \quad \frac{dx}{dt} = vx. \quad (1)$$

Здесь $v = \Omega/\omega = eH\lambda/2\pi mc^2$, $\tau = \omega t$, $q = eE_0/m\omega^2$, E_0 - постоянное электростатическое поле. В стартовых режимах удобно считать момент вылета каждого электрона $T_0 = 0$ и различать частицы по фазам поля φ . Тогда решение (*) имеет вид

$$x = -\frac{q}{v^2}(1 - \cos v\tau) + \frac{a}{1 - v^2} \left[\cos \tau \cos \varphi - \frac{1}{v} \sin \varphi \sin v\tau - \cos(\tau + \varphi) \right]. \quad (2)$$

Отсюда следуют основные стартовые условия для ВЭРР₁ в скрещенных полях. Электроны попадают в ВЧ-разряд, если суммарное начальное поле является ускоряющим, т.е.

$$a \cos \varphi > q. \quad (3)$$

Резонансная фаза соответствует временам пролета $T = 2\pi k$ и согласно (2) определяется выражением

$$\cos \varphi_p + \frac{1}{v} \sin \varphi_p \operatorname{tg} \pi vk = \frac{q}{a} (1 - v^2), \quad (4)$$

в случае $q = 0$: $\text{tg } \psi_p = -v \text{tg } \pi \nu_k$. Скорость бомбардировки поверхности резонансными электронами

$$v_s = \left(\frac{dx}{dt} \right)_{x=0} = 2a\omega \sin \psi_p / (1-v^2) \quad (5)$$

не зависит от электростатического поля и должна лежать в интервале, где коэффициент вторичной эмиссии $\mathcal{E} > 1$ (что для большинства чистых металлов соответствует энергии от 50 до 1500 эВ). Это приводит к ограничениям напряженности СВЧ-поля снизу (пороговое значение) и сверху

$$22 \text{ кВ} < \lambda^2 \sin^2 \psi_p / (1-v^2) < 130 \text{ кВ}. \quad (6)$$

Для сплавов с большим \mathcal{E} эти границы несколько расширяются. Реально поля \vec{H} не параллельны поверхности, как это допускается в уравнениях (1), что приводит к бомбардировке поверхности не под прямым углом. Необходимые для развития разряда границы энергии бомбардирующих электронов при этом могут заметно расширяться. Однако при $\nu < 1$ характеристики ВЭРР₁ не чувствительны к малым наклонам \vec{H} к поверхности вплоть до 20°.

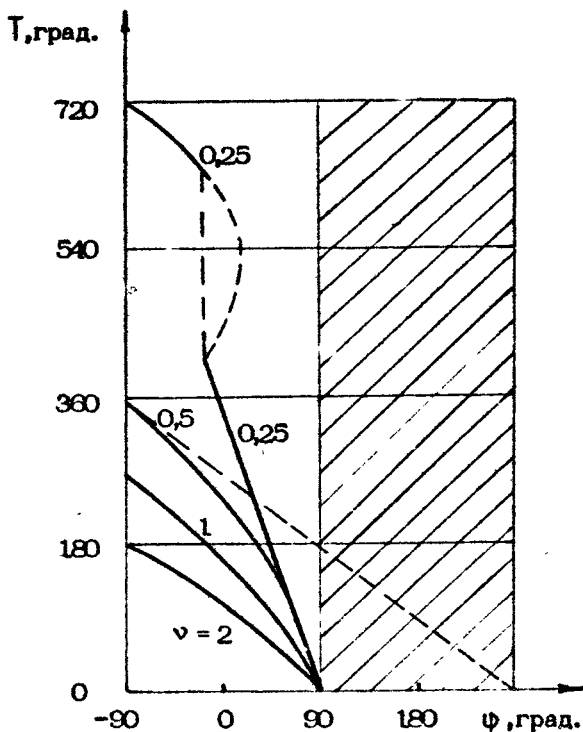
Наконец, последним и важным условием развития ВЭРР является его фазовая устойчивость, определяющая группирование электронов в резонансные сгустки. Анализ показывает [16], что устойчивое образование сгустков происходит, когда

$$\left| 1 + \left(\frac{dT}{d\psi} \right)_{\psi=\psi_0} \right| = \left| \cos^2 \pi \nu_k + \frac{\sin \pi \nu_k \cos \pi \nu_k}{v \text{tg } \psi_p} \right| < 1 \quad (7)$$

или, при $q = 0$,

$$\left| \left(1 - \frac{1}{v^2} \right) \cos^2 \pi \nu_k \right| < 1. \quad (7,а)$$

Стартовые условия (3) - (7) определяют область существования ВЭРР₁. Для примера рассмотрим простейший случай $q = 0$. Найденные из (2) зависимости времени пролета различных электронов $T(\psi)$ представлены на рис.3. Тормозящие области начальных фаз, не дающие вклада электронов в разряд, заштрихованы. Пунктиром проведена прямая, выше которой лежат времена пролета, достаточные для того, чтобы электрон смог бомбардировать поверхность в ускоряющей вторичные электроны фазе поля. Видно, что при $\nu > 0,5$ таких электронов нет и ВЭРР₁ тогда невозможен. С уменьшением ν от границы зоны $\nu_{max} = 0,5$ резонансная фаза увеличивается, начиная с $\psi_{min} = -90^\circ$. Это означает, что резонансные сгустки движутся от поверхности



Р и с. 3. Зависимость угла пролета электронов T от фазы вылета φ

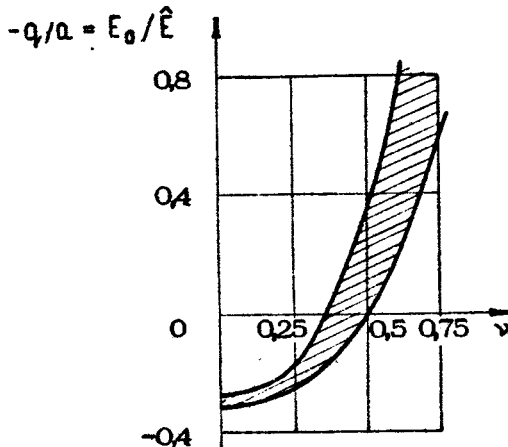
в нарастающем со временем ускоряющем поле. Пока наклон $dT/d\varphi$ (при $T = 2\pi k$, $\varphi = \varphi_p$) не станет меньше -2 [16], резонансная фаза, согласно (7), устойчива. Появление неустойчивости обусловлена нижняя граница зоны разряда $\nu_{min} = 0,369$. Но начиная с $\nu_{max} = 0,25$, как видно из рис.3, открываются возможными движения с углом пролета 4π ($\kappa = 2$), т.е. открывается вторая зона, и так далее. Границы зон ВЭРР₁ при $Q = 0$ показаны в таблице.

κ	1	2	3	4
ν_{max}	0,5	0,25	0,167	0,125
ν_{min}	0,369	0,215	0,151	0,116

Электростатическое поле смещает границы зон по ν , расширяя их при ускорении ($q < 0$) и сужая при замедлении ($q > 0$). В отсутствие магнитного поля ($\nu = 0$) разряд может существовать в узких пределах

$$(4 + \pi^2 \kappa^2)^{-1/2} < q/a < (1 + \pi^2 \kappa^2)^{-1/2} \quad (8)$$

Поведение зоны разряда на плоскости $(q/a, \nu)$ для $\kappa = 1$ показано на рис.4.



Р и с. 4. Область существования ВЭРР₁ ($\kappa = 1$)

5. На развитой стадии ВЭРР₁ во взаимодействии с поверхностью, с внешними полями и между собой участвует группа электронов. Описывать ее движение удобно, маркируя частицы не по начальным фазам, а по времени вылета T_0

$$\frac{d^2 x}{dT^2} + \nu^2 x = a \cos(T + \varphi) - q(T, T_0). \quad (9)$$

Здесь уже $q(T, T_0)$ характеризует воздействие на электрон с временем вылета T_0 поля пространственного заряда других электронов. Если в течение времени движения это воздействие не меняется, то решение (9) находится просто

$$x = -\frac{q(T_0)}{\nu^2} \left[1 - \cos(\nu T - \nu T_0) \right] + \frac{a}{1 - \nu^2} \left[\cos(\varphi + T_0) \cos(\nu T - \nu T_0) - \frac{1}{\nu} \sin(\varphi + T_0) \sin(\nu T - \nu T_0) \cos(\varphi + T) \right]. \quad (10)$$

Здесь $q(T_0)$ соответствует полю от всех тех электронов, которые расположены выше (дальше от поверхности), так как,

над сгустком поле объемного заряда равно нулю. Будем далее считать, что сгусток образуется в интервале $T_0 \in [0, \psi]$, где ψ – фазовая ширина сгустка при его эмиссии. Если плотность эмиссии в течение этого интервала неизменна, то $q(T_0) = q T_0 / \psi$, где q соответствует полному полю сгустка. Тогда из (10) легко определить условие отсутствия пересечений траекторий электронов, вылетевших в различные моменты T_0 , $(\partial x / \partial T_0) < 0$

$$\frac{Q}{\psi} + v \left[\cos(T_0 + \psi) - Q \frac{T_0}{\psi} \right] \operatorname{ctg} \frac{vT - vT_0}{2} > 0. \quad (11)$$

Здесь $Q = q / \Omega$ – отношение поля всего сгустка к амплитуде высокочастотного поля. Выражение в квадратной скобке всегда положительно – оно пропорционально превышению ускоряющего ВЧ-поля над полем восходящего потока электронов во время эмиссии. Внутри зон разряда согласно таблице значения котангенса также положительны и, таким образом, движения электронов в сгустке происходят без обгонов в течение всего времени, за исключением малых участков траектории у самой поверхности, где пересекаются восходящий и нисходящий потоки.

Воспроизведение развитого сгустка при переходе от одного цикла к другому в процессе взаимодействия с поверхностью происходит на фоне возрастающего со временем T_0 ВЧ-поля, так как φ_p несколько больше -90° (см. рис.3). Поэтому в момент $T_0 = 0$ эмиссия отпирается нарастающим ВЧ-полем, а при $T_0 = \psi$ прекращается исключительно из-за окончания бомбардировки. Фазовая ширина падающего сгустка равна $\epsilon\psi$, так как заряд сгустка должен воспроизводиться точно. Исходя из сказанного, временная картина взаимодействия с поверхностью может быть представлена так, как это показано на рис.5. Суммарное поле восходящего сгустка $q T_0 / \psi$ и падающего $q(\psi - T_0) / \epsilon\psi$ "преодолевается" ускоряющим высокочастотным полем в моменты $T_0 \geq 0$, в этом устанавливается величина заряда сгустка

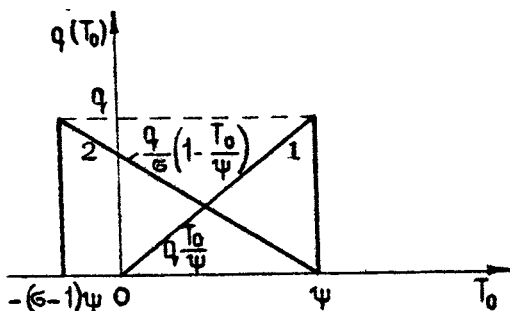
$$Q = \epsilon \cos \psi. \quad (12)$$

Чтобы получить систему уравнений, определяющих основные параметры резонансного сгустка – заряд Q , фазовое положение ψ и фазовую ширину ψ , следует дополнить (12) двумя очевидными условиями преобразования временных границ сгустка. Согласно (10) для крайних электронов имеем

$$x(T_0 = 0, T = 2\pi + \psi) = 0,$$

$$\pm (T_0 = \psi, T = 2\pi - (\epsilon - 1)\psi) = 0, \quad (13)$$

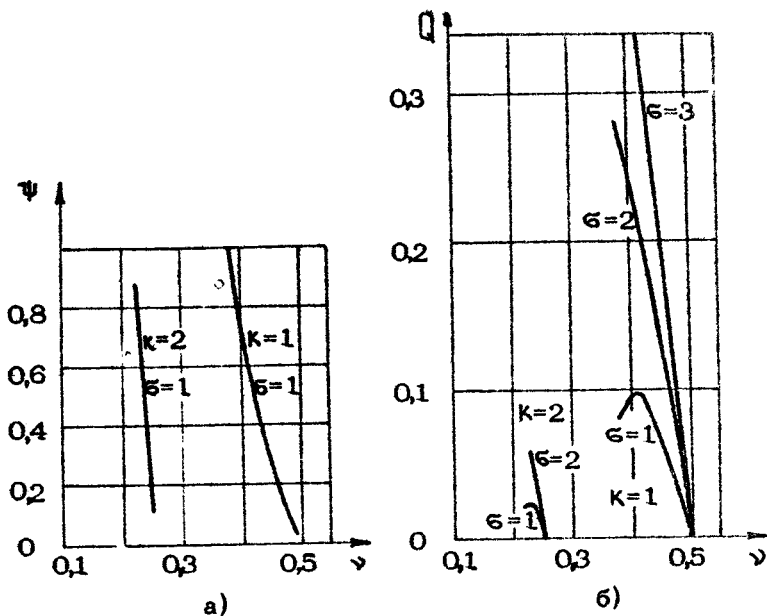
для верхнего электрона $q(T_0) = 0$, для нижнего $q(T_0) = q$.



Р и с. 5. Изменение заряда восходящего (1) и падающего (2) потоков при взаимодействии с поверхностью для $\nu < 1$

Формально первое уравнение связывает сдвиг фазы сгустка относительно "холодного" стартового резонанса, а второе дает баланс воздействия сжимающего высокочастотного и расталкивающего кулоновского полей на стационарно воспроизводимый сгусток. Результаты расчета (рис.6) показывают, что только вблизи правых границ зон ($\nu_{max} = 1/2k$) фазовая ширина ψ мала. При удалении от этой границы ψ возрастает, и вблизи границы неустойчивости ν_{min} сгустки расширяются ($\psi = 40^\circ$ при $\nu = 0,4$, $\epsilon = 1$), фаза φ меняется незначительно (фаза поля φ здесь отнесена к моменту начала восходящего потока $T_0 = 0$) и близка к "холодной" резонансной. Заряд сгустка, как видно из рис.6, нарастает с уменьшением ν и ростом ϵ .

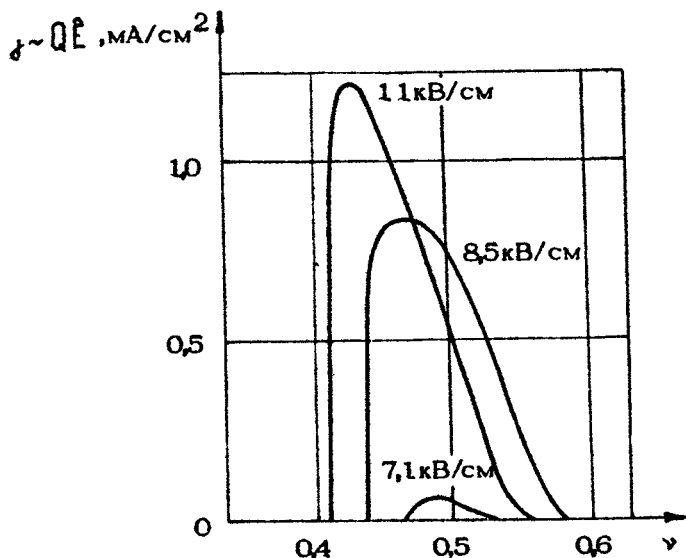
6. Интересно сравнить результаты таких расчетов с данными имеющихся экспериментов. К сожалению, последние немногочисленны - по существу, все самые нужные для сопоставления сведения сосредоточены в одной работе [17]. В эксперименте разряд наблюдался на длине волны $\lambda \approx 3$ см, регистрировался ток на зонд, расположенный на бомбардируемой стенке волновода. Пороговые значения напряженности поля были минимальны у правого края зоны и составляли 6 кВ/см, теория (4), (6) дает значение $\xi \approx 5,5$ кВ/см. Приведем здесь для сравнения графики зависимости тока



Р и с. 6. Зависимость фазовой ширины ψ (а) и приведенного заряда сгустка Q (б) от параметра ν для ВЭРР с порядками резонанса $\kappa = 1, 2$ при различных ϵ

на зонд в медной стенке (величины, пропорциональной $Q\tilde{E}$ в наших обозначениях) от параметра ν для различных напряженностей ВЧ-поля (рис.7). Видно, что наблюдаемые границы зоны расположены несколько правее теоретических, $\nu_{max} = 0,5$, но это различие убывает с ростом амплитуды высокочастотного поля. Заметим, что разряд не изучался в полях, много больших пороговых, а вблизи порогового значения отмеченная особенность может быть объяснена влиянием начальных скоростей, не учтенных в изложенной выше теории. Действительно, эмитируемые с начальными энергиями 2 – 3 эВ вторичные электроны начинают инжектироваться в разряд еще в тормозящих фазах поля (т.е. при φ несколько меньших -90°) и согласно кинетической оценке при полях $\tilde{E} \approx 10$ кВ/см граничное $\nu_{max} \approx 0,55$, что объясняет наблюдаемую [17] особенность. В целом ход теоретической зависимости заряда сгустка $Q(\nu)$ удовлетворительно соответствует данным эксперимента. Таким образом, система старто-

вых условий может использоваться для расчета границ зон ВЭРР₁, а результаты теории его развитой стадии – для оценок поглощаемой разрядом мощности ВЧ-поля, рассеиваемой в металлических стенках.



Р и с. 7. Зависимости плотности тока на зонд j от параметра ν для различных напряженностей ВЧ-поля \hat{E} по данным работы [17]

7. Когда выполнены все стартовые условия, включая (6), то развившийся ВЭРР₁ в стационарном режиме поглощает (на единицу поверхности) мощность

$$P = N \frac{m v_g^2}{2} \frac{\omega}{2\pi}, \quad (14)$$

где N – число электронов сгустка на 1 см^2 поверхности, v_g – скорость бомбардировки. Согласно (5), (14) и учитывая $N = Q \hat{E} / 4\pi e$, получим

$$P = \frac{m^2 c^5}{4 e^2 \pi^2} \left(\frac{e \hat{E} \lambda}{2\pi m c^2} \right)^3 f(\nu, \epsilon) = \frac{2,2 \text{ ГВт}}{\lambda^2} \left(\frac{\lambda \hat{E}}{3,2 \text{ МВ}} \right)^3 f(\nu, \epsilon), \quad (15)$$

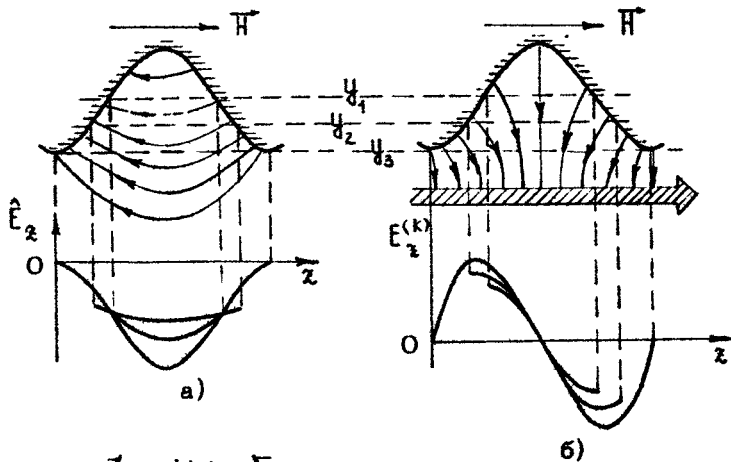
где $f(\nu, \epsilon) = Q \sin^2 \psi / (1 - \nu^2)^2$. Из (5) и рис.6 видно, что $f(\nu, \epsilon)$ нарастает от правого края зоны, но не превышает величины 0,15.

Мощность, рассеиваемая разрядом в металле, пропорциональна $\lambda \dot{E}^3$, в то время как в стартовых условиях (6) фигурирует величина $\lambda \dot{E}$. С этим можно связывать относительно слабую зависимость пробойных значений высокочастотных полей от длины волны, характерную для систем с изолирующим магнитным полем. Оценки по (6), (15) показывают, что ВЭРР₁ может поглощать СВЧ-мощность до десятков киловатт на 1 см² поверхности.

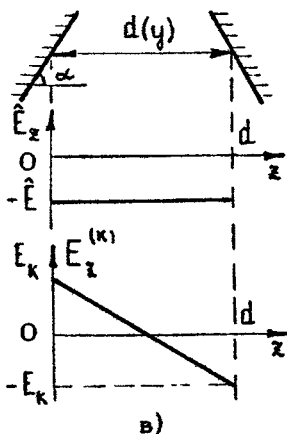
В реальных условиях, когда используются сильные магнитные поля ($\nu \gg 1$), одностеночный разряд может локализоваться вблизи участков поверхности, имеющих значительный угол по отношению к магнитному полю, если имеется тормозящее воздействие со стороны электростатического и неоднородного высокочастотного полей. Тогда рассеиваемая энергия может заметно превысить указанные выше значения. Однако теория ВЭР в произвольно ориентированных конечных магнитных полях еще не развита. Поэтому далее остановимся на случае, который поддается оценочным расчетам применительно к конкретным системам, используемым в современных мощных релятивистских генераторах с черенковским механизмом взаимодействия.

8. Чтобы относительно просто рассмотреть разряд в магнитоэлектрическом поле \vec{H} при произвольном профиле поверхности приходится пользоваться идеализацией неограниченно сильного магнитного поля, сводящей все движения к одномерным вдоль \vec{H} . При этом искажается, в основном, правильность представления об угле падения электронов на поверхность, особенно при малых углах наклона α реального поля \vec{H} к поверхности. В пределе $\alpha \rightarrow 0$, как видно из (1), в любом конечном \vec{H} падение происходит по нормали, а в идеализированной модели с $\vec{H} \rightarrow \infty$ угол падения совпадает с α . Можно сказать, что одномерная идеализация движения может быть использована, когда угол α не слишком мал (по сравнению с величиной $1/4 \gamma$). Соответствующие точные критерии еще не определены.

На основании модели с одномерным движением ($\vec{H} \rightarrow \infty$) можно сравнительно просто учесть влияние на разряд неоднородного статического поля основного электронного пучка в черенковском релятивистском генераторе с гофрированной замедляющей системой (рис.8). При не очень глубокой гофрировке ($2h \ll d_0$) поверхности $R(x) = R_0 + h \cos \frac{2\pi}{d_0} x$



Р и с. 8. К расчету движения электронов в пространстве между гофрами: а - пространственное распределение электрического ВЧ-поля \hat{E} ; б - пространственное распределение кулоновского поля пучка $E_k^{(k)}$; в - аппроксимации, использованные при анализе уравнения движения электронов



амплитуда ВЧ-поля \hat{E}_z у поверхности $R(z)$ составляет

$$\hat{E}_z|_{R(z)} = \frac{2\pi h}{d_0} \hat{E}_{r_0}|_{R(z)} \sin \frac{2\pi}{d_0} z, \quad (16)$$

где $\hat{E}_{r_0}|_{R(z)}$ - радиальное поле в волноводе в отсутствие гофра. Легко оценить, что в системах с потоком энергии в сотни мегаватт [10-13] вблизи гофрированных стенок могут достигаться напряженности ВЧ-полей $\hat{E}_z \approx (100-500) \text{ кВ/см}$. Кулоновское поле ультрарелятивистского электронного пучка (РЭП) соответственно может быть оценено как

$$E_z^{(k)} = -\frac{2I}{vR_0} \frac{2\pi h}{d_0} \sin \frac{2\pi}{d_0} z, \quad (17)$$

где $2I/\nu R_0$ - радиальное кулоновского поле в гладком волноводе у его стенки, I - ток пучка, ν - скорость электронов. Это поле (17) по величине обычно несколько меньше высокочастотного (16). При этом во внутренних областях гофра кулоновское поле $E_x^{(k)}$ проходит в центре через ноль, а по краям изменяет знак. Как видно из рис.8, вблизи стенок это поле является тормозящим и хорошо аппроксимируется как $E_k(1-2x/d)$, где $d=d(y)$ в глубине гофра, при этом x отсчитывается от левой металлической поверхности. Высокочастотное поле E_x во внутренних областях может быть представлено идеализованно как однородное. Используя такие аппроксимации полей, уравнение движения электронов представим в виде

$$\ddot{x} = \frac{eE}{m} \sin(\omega t + \varphi) - \frac{eE_k}{m} \left(1 - \frac{2x}{d}\right). \quad (18)$$

Вводя, как и выше, $T = \omega t$, $\alpha = eE/m\omega^2$, а также параметр поля объемного заряда $\xi = \left(\frac{2eE_k}{m\omega^2 d}\right)^{1/2}$, при обычных начальных условиях $x|_{t=0} = 0$, $\dot{x}|_{t=0} = 0$ получим решение

$$x(T) = \frac{d}{2}(1 - \text{ch } \xi T) + \frac{\alpha}{1 + \xi^2} \left[\frac{\text{sh } \xi T}{\xi} \cos \varphi + \text{ch } \xi T \sin \varphi - \sin(T + \varphi) \right]. \quad (19)$$

Электроны вторичной эмиссии могут поступать в разряд при соблюдении условий вылета

$$\sin \varphi > \frac{E_k}{E} = \frac{\xi^2 d}{2\alpha}. \quad (20)$$

Для возвращения электрона на исходную поверхность, либо для попадания на другую сторону гофра получается резонансное условие $T = \pi k$, где $k = 2, 4, 6$ при ВЭРР₁, $k = 1, 3, 5$ при ВЭРР₂. Амплитуда ВЧ-поля, напряженность кулоновского поля и резонансная фаза согласно (19) связаны соотношением

$$\frac{d}{\alpha} (1 + \xi^2) = A \cos \varphi_p + 2 \sin \varphi_p, \quad (21)$$

$$A = 2 \text{sh}(\pi k \xi) / \xi [\text{ch}(\pi k \xi) \pm 1]. \quad (22)$$

Здесь для ВЭРР₂ взят знак "+", для ВЭРР₁ - знак "-". Энергия электрона в момент попадания на стенку в обоих случаях равна

$$W_1 = W_2 = \frac{2e^2 \hat{E}^2}{m\omega^2} \frac{\cos^2 \varphi_p}{(1 + \xi^2)^2} \quad (23)$$

Анализ устойчивости резонансной фазы известным методом [16] приводит к следующему условию

$$\xi \frac{\operatorname{ch}(\pi k \xi) - 2 + 1}{\operatorname{sh}(\pi k \xi)} \leq \operatorname{tg} \varphi_p \leq \xi \frac{\operatorname{ch}(\pi k \xi) + 2 + 1}{\operatorname{sh}(\pi k \xi)} \quad (24)$$

ограничивающему область возможных резонансных фаз. Знак "-" взят для ВЭРР₂, "+" для ВЭРР₁. В случае больших кулоновских полей РЭП, когда $\xi > 1/k$, но $\xi \leq 0,5$, соотношения (21) - (24) упрощаются

$$\operatorname{tg} \varphi_p \approx \xi, \quad W_1 = W_2 = e E_k d, \quad \lambda \hat{E}_1 = \lambda \hat{E}_2 = 2\pi \left(\frac{m c^2}{2e} E_k d \right)^{1/2} \quad (25)$$

При малых кулоновских полях, когда $\xi \leq 1/\pi k$, для двухстеночного ВЭРР можно получить

$$\frac{d}{a} \pi k \cos \varphi_p + 2 \sin \varphi_p, \quad 0 \leq \operatorname{tg} \varphi_p \leq 2/\pi k, \quad (26)$$

что совпадает с известным выражением [3] для случая, когда статические поля отсутствуют. При этом согласно (23), (26) амплитуда высокочастотного поля и энергия удара о стенку меняются в узких пределах

$$\hat{E}_2 = \frac{m\omega^2 d}{\pi k e} \left[1 + \left(1 + \frac{4}{\pi^2 k^2} \right)^{-1/2} \right], \quad W_2 \approx 2m\omega^2 d / \pi^2 k^2 \quad (27)$$

Само приближение малых ξ здесь, как видно, означает малость продольной составляющей поля E_k ($E_k \ll \hat{E}_2$), поскольку оно не влияет на резонансные условия (26). С уменьшением амплитуды \hat{E}_2 ряд перемещается в сторону меньших d , т.е. в более глубокие участки гофра.

Приближение $\xi \leq 1/\pi k$ для одностороннего ВЭРР согласно (21) - (24) приводит к резонансным соотношениям

$$2a / \xi^2 d = \hat{E}_1 / E_k = \pi k / 2 \cos \varphi_p, \quad 2/\pi k \leq \operatorname{tg} \varphi_p \leq 4/\pi k,$$

$$\hat{E}_1 = \frac{\pi k}{2} E_k \left[\left(1 + \frac{4}{\pi^2 k^2} \right)^{1/2} + \left(1 + \frac{16}{\pi^2 k^2} \right)^{1/2} \right];$$

$$W_1 = e^2 \pi^2 k^2 E_k^2 / 2m\omega^2 = \frac{m c^2}{8} (k e E_k \lambda / m c^2)^2 \quad (28)$$

Здесь уже использованное неравенство $\xi \leq 1/\pi k$ не приводит к малости кулоновского поля, которое при малых k соизмеримо с высокочастотным, хотя и остается меньше его.

Разложение в ряд гиперболических функций в (22) при этом означает приближение малого изменения кулоновского поля на траектории, т.е. в этих условиях разряд носит пристеночный характер.

9. Резонансный разряд может лавинообразно развиваться при взаимодействии с поверхностью в интервале энергий бомбардировки W

$$W_{\min} \leq W \leq W_{\max}, \quad (29)$$

для которых $\epsilon(W) > 1$. По различным данным [18,19] $W_{\max} \approx 1,5$ кэВ и не превосходит 3 кэВ при нормальном падении на поверхность чистых металлов. С отклонением угла бомбардировки от нормального ϵ увеличивается и при этом, естественно, расширяется интервал энергий (29), в котором $\epsilon(W) > 1$. При сильном отклонении в 80° , т.е. при падении под углом 10° рост величины ϵ происходит в 2,5 - 3 раза, и при этом W_{\max} может достигать значений 10 - 20 кэВ. Кроме того, выходу электронов из металла может способствовать сильное высокочастотное поле, хотя механизм этого явления, как отмечено в [17], не ясен.

Мощность, забираемая разрядом у СВЧ-поля и рассеиваемая в приповерхностном слое металла, равна

$$P = NW \frac{\omega}{\pi k}, \quad (30)$$

где N - число электронов разбитого сгустка, $\pi k/\omega$ - время пролета между актами мультипакции. Максимальная величина N может быть оценена как $N_{\max} \approx E_{cr}/4\pi e \sin \alpha$, где E_{cr} - продольная составляющая кулоновского поля сгустка у стенки, наклоненной под углом α к магнитоэстатическому полю. Это поле сгустка накладывается на электростатическое поле РЭП. Поэтому ограничение плотности сгустка может происходить за счет выхода электронов из области устойчивых фаз (24), (28), когда кулоновское расталкивание для части электронов начнет превосходить группирование ВЧ-полем. Тогда для насыщенного сгустка ВЭРР₁ из (28) следует

$$E_k (1 + 16/\pi^2 k^2)^{1/2} = (E_k + E_{cr}) (1 + 4/\pi^2 k^2)^{1/2}, \quad c_{cr} \approx 6E_k/\pi^2 k^2. \quad (31)$$

Из (28), (30), (31) для полей и рассеиваемой в металле мощности можно получить

$$\lambda E_k = \frac{m c^2}{e k} \left(\frac{\delta W}{m c^2} \right)^{1/2},$$

$$\rho = \frac{3eE_k^3}{4\pi^2 k m \omega \sin \alpha} = \frac{3}{\pi^3 k^4 \sin \alpha} \frac{m^2 c^5}{e^2 \lambda^2} \left(\frac{2W}{m c^2} \right)^{3/2}. \quad (32)$$

Учитывая $mc^2/e = 511$ кВ и $m^2 c^5/e^2 = 8,7$ ГВт, для $\lambda = 3$ см, $W_{max} = 20$ кэВ, $k_{min} = 2$ найдем $E_k \approx 50$ кВ/см, $\rho \approx 130/\sin \alpha$ кВт/см². Ясно отсюда, что даже при $W_{max} = 20$ кэВ плотность рассеиваемой мощности может достичь только нескольких сот киловатт на 1 см². При этом плотность электронов в сгустке не превышает $N_{max} \approx 10^{11}$ см⁻² ($E \approx 150$ кВ/см). Поскольку такой ВЭРР₁ в отличие от ВЭРР₂ не критичен к величине зазора гофра d и не носит поэтому локального "шнурового" характера, то он способен охватить значительную часть поверхности замедляющей системы. Тогда при характерных масштабах полной поверхности ~ 100 см² [10-13] сам разряд способен поглотить мощность порядка десятков мегаватт, что как дополнительная нагрузка системы может влиять на работу приборов с мощностью ~ 100 МВт. В случае приборов гигаваттного уровня этот фактор, связанный с ВЭРР, вряд ли существенно сказывается, особенно если учесть, что для них разряд может развиваться не на всей поверхности электродинамической системы (начинает "работать" правая часть неравенства (6)).

10. Таким образом, сам по себе ВЭР не слишком опасен для современных сверхмощных генераторов микроволнового излучения. Однако, быстро развиваясь, он может стать источником разнообразных пробойных механизмов, поставляя для них "начальные" электроны. Размножение электронов в одногоронном разряде происходит по лавинному закону

$$N = N_0 e^{\omega/2\pi} = N_0 e^{t/\tau}, \quad (33)$$

где N_0 - затравочное число электронов на 1 см² поверхности. Время развития ВЭРР₁ до $N = N_{max}$ не критично к этой величине и составляет

$$\tau = \frac{\lambda}{c \ln e} \ln \frac{N_{max}}{N_0}. \quad (34)$$

Если взять $N_0 \approx 10$ см⁻², а $N_{max} = 10^{11}$ см⁻² согласно приведенной выше оценке, то с учетом некоторого замедления развития разряда на нелинейной стадии (для оценки - втрое) получается $\tau \approx 7/\ln e$ нс. Для чистых металлов с $e \approx 1,1-1,3$ разряд устанавливается за десятки наносекунд.

Из (34) видно, что по мере увеличения мощности генерации и напряженности ВЧ-поля \tilde{E} сверх порогового значения разряд сначала развивается медленно (малы β и ϵ), затем с ростом энергии бомбардировки развитие ВЭР ускоряется.

Нагрев поверхности электродинамической системы электронами разряда определяется режимом теплопроводности, поскольку эффективная глубина проникновения электронов разряда в металл составляет всего $\delta_{эфф} \ll 1$ мкм (оценка для меди при $W_{max} = 20$ кэВ) и длительность воздействия ВЭР на поверхность обычно значительно превосходит характерное время прогрева приповерхностного слоя $\delta_{эфф}$. С учетом приведенных выше оценок медная поверхность гофрированного волновода может нагреваться на 600°C не быстрее чем за 400 нс. Но при наличии у поверхности адсорбированных молекул воздуха и паров масла ВЭР приводит к десорбции значительного числа частиц [20] и к последующей их ионизации электронным ударом. При наличии одного монослоя адсорбированных молекул характерное время роста плотности плазмы до значений $\sim N_{max}$ у поверхности составляет, по оценкам, также величину порядка десяти наносекунд. Распространение такой плазмы внутрь промежутка может способствовать росту плотности электронов разрядного сгустка, что в свою очередь еще более ускоряет процесс плазмообразования. Сама плазма является также источником нерезонансных электронов, которые, хотя и не размножаются при многократном взаимодействии с поверхностью, но вполне могут при значительных ВЧ-полях рассеивать достаточную энергию, создавая по существу электронную нагрузку для мощных колебаний [13]. Заметим еще, что во всех таких "насыщенных" электронных разрядах, когда кулоновское поле соизмеримо с высокочастотным ($E_k \approx \approx 4\pi e N \sim \tilde{E}$), средняя ленгмюровская частота электронной плазмы приближается к частоте колебаний ($\frac{4\pi e^2 N}{m a} \sim \frac{e \tilde{E}}{m a} = \omega^2$,

a - введенный выше масштаб осцилляций). Это приводит к сложным локальным изменениям электродинамических свойств системы. Другими словами, активная нагрузка колебаний сопровождается реактивной.

11. В заключение отметим, что разгитые к настоящему времени теоретические представления о возникновении вторичных электронных разрядов в электродинамических системах приборов мощной СВЧ-электроники, как механизме, при-

водящем к их пробою, в значительной степени являются приближенными. Полного адекватного представления о сложных физических процессах в развитых разрядах для реальной геометрии поверхности, электрических и магнитных полей и их взаимной ориентации еще нет. В этом общем случае отсутствует даже теория стартовых режимов, развитие которой в сильной степени сдерживается отсутствием необходимых экспериментальных данных. Тем не менее, на основе существующих представлений о развитии ВЭРР₁ и ВЭРР₂ уже сейчас можно сделать некоторые рекомендации по предотвращению срыва СВЧ-генерации в мощных релятивистских электронных приборах. Это возможно потому, что критерии их существования, весьма чувствительные к соотношению геометрических и электрических параметров, в таких приборах практически всегда локально реализуются для разряда какого-либо типа. Одна из таких рекомендаций сводится к выполнению условий подавления разряда сильным кулоновским полем основного электронного потока. Другая — заключается в использовании пространственно развитых электродинамических структур, в которых при заданном потоке ВЧ-мощности существенно снижены напряженности СВЧ-полей у стенок*).

Отметим, что реализация последнего предложения в работах [22-25], где исследовались релятивистские генераторы различных типов, к настоящему времени показала его плодотворность.

Л и т е р а т у р а

1. Farnsworth H.J.-Franklin Inst., 1934, v.218, N4, p.411.
2. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. М.: Госатомиздат, 1961.
3. Сливков И.Н. Электроизоляция и разряд в вакууме. М.: Атомиздат, 1972.
4. Петрунии В.И. Динамика движения частиц в одноэлектрод

*)

На обе эти возможности обращено внимание в работе [21].

ном резонансном электронном разряде с учетом пространственного заряда. - ЖТФ, 1967, т.37, №12, с.2239.

5. Forrer M.P., Milazzo C. Duplexing and switching with multipactor discharges. - Proc. IRE, 1962, v.50, N4, p.142.
6. Глазов А.А., Новиков Д.Л. Исследование резонансного высокочастотного разряда. - ЖТФ, 1958, т.28, №10, с.2295.
7. Gaddy O.L., Holshoser D.F. A microwave frequency dynamic crossed field photomultiplier. - Proc.IEEE, 1963. v.51. N1. p.153.
8. Krebs K., Villez H.V. Die Anregung von Hohlraumresonatoren durch Pendelvervielfachung von Sekundärelectronen. - Z.Phys., 1959, v.154, p.27.
9. Электронные сверхвысокочастотные приборы со скрещенными полями. Т.1,2. М.: ИЛ, 1961.
10. 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 (Физ. фак.), 1981, с.1.
11. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И. и др. СВЧ-пробой в релятивистском черенковском генераторе. - Тез. докл. 4-го Всесоюз. симпоз. по сильноточной электронике. Новосибирск, 1982, с.168.
12. Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф., Кораблев Г.С. и др. Релятивистский карсиотрон с длиной волны 3 сантиметра и длительностью 0,4 микросекунды. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №14, с.879.
13. Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д. и др. Ограничение длительности мощных импульсов СВЧ-излучения в релятивистском карсиотроне. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №19, с.1168.
14. Лукьянчиков Г.С. Равномерный полифазный вторично-электронный СВЧ-разряд на поверхности тела. - ЖТФ, 1974, т.44, №9, с.1922.
15. Гришин А.В., Дорофеев А.А., Косый И.А. и др. Исследование вторично-эмиссионного СВЧ-разряда при больших углах пролета электронов. - Тр. ФИАН. М.: Наука, 1977, т.92, с.82.

16. Бляхман Л.Г., Нечаев В.Е. Условия возникновения вакуумного резонансного СВЧ-разряда в магнитостатическом поле. - ЖТФ, 1980, т.50, №4, с.730.
17. Ганичев Д.А., Филатов В.А., Фридрихов С.А. Экспериментальное исследование вторично-электронного резонансного разряда в скрещенных полях. - Радиотехника и электроника, 1972, т.17, №8, с.1639.
18. Брюининг Г. Физика и применение вторичной электронной эмиссии. М.: Сов.радио, 1958.
19. Бронштейн И.М., Фрайман Б.С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969.
20. Черепнин Н.В. Сорбционные явления в вакуумной технике. М.: Сов.радио, 1958.
21. Петелин М.И. Генерация когерентного излучения интенсивными потоками релятивистских электронов. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар инженеров). Кн.4. Саратов: Изд-во СГУ, 1974, с.79.
22. 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.
23. Абубакиров Э.Б., Белоусов В.И., Варганов В.Н. и др. Экспериментальная реализация метода резонансной селекции мод в релятивистских электронных высокочастотных генераторах черенковского типа. - Письма в ЖТФ, 1983, т.9, №9, с.533.
24. Гинзбург Н.С., Кременцов В.И., Петелин М.И. и др. Мазер на циклотронном резонансе с релятивистским сильноточным электронным пучком. - Письма в ЖТФ, 1978, т.4, №3, с.149.
25. Александров А.Ф., Власов А.Н., Галузо С.Ю. и др. Релятивистские доплеровские СВЧ-умножители частоты. - Наст. сборник, с.96.

Московский государственный
университет им.М.В.Ломоносова,
физический факультет

Институт прикладной физики АН СССР

УДК 537.822.31

Излучение релятивистских частиц. Б о л о г о в с к и й Б. М., Л е б е д е в А. Н. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.7.

Качественно рассмотрены особенности излучения релятивистских заряженных частиц. В основу положено понятие пути формирования (длины когерентности), т.е. расстояния вдоль прямолинейной или криволинейной траектории, на котором собирается основная часть излучения. В качестве примеров с единой точки зрения рассмотрены синхротронное, ондуляторное и переходное излучение. Ил.6, список лит. 4 назв.

УДК 621.385.633

Нелинейная теория вынужденного ондуляторного излучения и вынужденного рассеяния волн на магнитонаправляемых релятивистских электронных пучках в поперечно-ограниченных электродинамических системах. Г и н з б у р г Н. С. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.26.

Описано современное состояние нелинейной теории лазеров на свободных электронах, основанных на вынужденном ондуляторном излучении и вынужденном рассеянии волн релятивистскими электронными пучками. Особое внимание уделено эффектам, обусловленным поперечной неоднородностью собственных высокочастотных полей электронного пучка и полей электромагнитных волн, распространяющихся в волноводных каналах. Дана классификация режимов рассеяния волн в присутствии однородного магнитного поля, используемого для транспортировки электронного пучка. Проанализирован метод повышения электронного КПД, основанный на подборе фазовой скорости комбинационной волны (режим синхронного торможения), а также на переходе к системам секционирования (клистронного) типа. Ил.14, список лит. 65 назв.

УДК 621.385.63

Релятивистские доплеровские СВЧ-умножители частоты. А л е к с а н д р о в А. Ф., В л а с о в А. Н., Г а л у з о С. Ю., К а н а в е ц В. И., К о р ж е н е в с к и й А. В., К у б а р е в В. А., С о к о л о в С. А., Ч е р е п е н и н В. А. - В кн.: Релятивистская высоко-

частотная электроника. Вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.96.

Излагаются основные физические принципы действия релятивистских доплеровских умножителей частоты. Приводятся формулы нелинейной теории и обсуждаются результаты численного исследования. На ряде примеров демонстрируется возможность достижения высокой эффективности преобразования частоты. Описываются результаты экспериментов с несколькими типами доплеровских умножителей. Ил.15, список лит. 20 назв.

УДК 621.385.633

Мазеры на циклотронном авторезонансе миллиметрового диапазона длин волн. Б р а г м а н В. Л., Д е н и с о в Г. Г., О ф и ц е р о в М. М. – В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.127.

На основе развитой теории анализируются различные варианты электродинамических и электронно-оптических систем для мазеров на циклотронном авторезонансе (МЦАР). Как следует из расчетов и электродинамических экспериментов, на миллиметровых волнах просты и эффективны цилиндрические резонаторы с зеркалами в виде отрезков волноводов с гофрированными боковыми стенками (брэгговские резонаторы), на субмиллиметровых волнах – зеркальные квазиоптические резонаторы. Сообщение электронам плотного релятивистского пучка необходимой вращательной скорости при приемлемом разбросе параметров (в эксперименте до $\beta_{\perp} = 0,4$ при $\beta_{\parallel} \leq 0,05$) может быть осуществлено методом резонансной раскачки в комбинированном продольном и пространственно-периодическом магнитном поле.

В МЦАР с брэгговскими резонаторами получена устойчивая одномодовая генерация с мощностью 15 МВт на длине волны 4,5 мм и 10 МВт на длине волны 2,4 мм. Ил.14, список лит. 31 назв.

УДК 621.385.69

Плазменный СВЧ-генератор на сильногочном РЭП. К у з е л е в М. В., М у х а м е т г я н о в Ф. Х., Р а б и н о в и ч М. С., Р у х а д з е А. А., С т р е л к о в П. С., Ш к в а р у н е ц А. Г. – В кн.: Реляти-

вистская высокочастотная электроника. Вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.160.

Экспериментально и теоретически исследуется плазменный СВЧ-генератор, который основан на возбуждении сильноточным РЭП медленной волны в волноводе, заполненном плазмой в сильном магнитном поле. В эксперименте достигнут уровень мощности излучения 35 МВт при КПД 8% на длинах волн $\lambda \sim 2-3$ см при ширине спектра излучения $\Delta\lambda/\lambda < 0,2$. Изменение плотности плазмы позволяет перестраивать частоту генерации. Ил.10, список лит. 15 назв.

УДК 621.383.6

Генерирование длинноимпульсных сильноточных электронных пучков. В а с и л е в с к и й М. А., Р о й ф е И. М., Энгелько В. И. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.184.

Дан краткий обзор достижений техники генерирования сильноточных электронных пучков (СЭП) большой длительности. Рассмотрены основные особенности работы диодов с магнитной изоляцией при большой длительности импульса, приведены характеристики СЭП, генерируемых в таких диодах, обсуждены причины ограничения их длительности. Рассмотрена также работа многоострийных взрывоэмиссионных катодов при большой длительности импульса и диодов с магнитной изоляцией, в которых используются такие катоды. Ил.9, список лит. 27 назв.

УДК 537.533.2

Формирование релятивистских электронных пучков для мощных СВЧ-приборов в системах с термокатодами. Б а - л а к и н В. Е., К у з н е ц о в Г. И., Х а в и н Н.Г. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.204.

Дана оценка кинетического КПД прибора СВЧ-колебаний. Обсуждаются физические и инженерные проблемы систем формирования и управления РЭП, а также особенности работы термокатодов в ускорителях РЭП. Ил.5, список лит. 23 назв.

УДК 537.521.7.621.385.6.

Пристеночный вторично-эмиссионный СВЧ-разряд в электр-

троники больших мощностей. Александров А. Ф., Бляхман Л. Г., Галузо С. Ю., Нечаев В. Е. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Вып.3. Горький: ИПФ АН СССР, 1983, с.219.

В обзорной форме проанализированы основные физические механизмы высокочастотных электронных разрядов, обусловленных вторичной эмиссией поверхностей, и обсуждено их влияние на развитие пробойных явлений в электронике больших мощностей. На основании результатов известных экспериментов и проведенных оценок показано, что наблюдаемые срывы колебаний в релятивистских генераторах черенковского типа связаны с высокочастотными пробоями, инициированными вторично-эмиссионными резонансными разрядами (ВЭРР). Изложены результаты приближенной теории ВЭРР в изолирующем магнитостатическом поле и на основании сопоставления с известными экспериментами отмечена адекватность развитых теоретических представлений. Предложенный метод анализа применен к расчету ВЭРР в гофрированной замедляющей системе релятивистского черенковского генератора, даны оценки времени развития разряда и поглощаемой им мощности. Обсуждаются вероятные пути перехода вакуумного разряда в пробой и обращается внимание на некоторые возможности устранения пробойных явлений в мощных релятивистских генераторах и усилителях микроволнового излучения. Ил.8, табл.1, список лит. 25 назв.

RELATIVISTIC HIGH-FREQUENCY ELECTRONICS

Vypusk 3

(ed. A.V.Gaponov-Grekhov)

A B S T R A C T S

THE RADIATION OF RELATIVISTIC PARTICLES

B.M.Bolotovskiy, A.N.Lebedev

The characteristic features of the radiation of relativistic charged particles are considered qualitatively. The consideration is carried out in terms of the length of coherence, i.e. of that part of the electron trajectory where the bulk of the radiation is formed. This general approach is used to analyze synchrotron, undulator and transient radiation of relativistic electrons.

THE NONLINEAR THEORY OF STIMULATED UNDULATOR RADIATION AND STIMULATED WAVE SCATTERING BY MAGNETICALLY DRIVEN RELATIVISTIC ELECTRON BEAMS, IN ELECTRODYNAMIC SYSTEMS

N.S.Ginzburg

The state-of-art of the nonlinear theory of free electron lasers based on stimulated undulator radiation and stimulated wave scattering by relativistic electron beams is described. Particular attention is paid to effects caused by the transverse inhomogeneity of the intrinsic high-

frequency fields of the electron beam and of the fields of electromagnetic waves that propagate in waveguide channels. The regimes of wave scattering in a homogeneous magnetic field used to transport the electron beam are classified. The efficiency enhancement methods based on the tapering of the phase velocity of the combination wave (synchronous deceleration), as well as on the transition to sectioned systems (klystrons) are analyzed.

RELATIVISTIC MICROWAVE DOPPLER FREQUENCY MULTIPLIERS

A.F.Aleksandrov, A.N.Vlasov,
S.Yu.Galuzo, V.I.Kanavets,
A.V.Korzhenevsky, V.A.Kubarev,
S.A.Sokolov, V.A.Cherepenin

The basic physical principles of relativistic Doppler frequency multipliers are presented. The formulae of the nonlinear theory are given and the results of numerical investigation are discussed. The feasibility of high-efficiency frequency conversion is demonstrated. The results of experiments with several types of Doppler multipliers are described.

MILLIMETER WAVELENGTH CYCLOTRON AUTORESONANCE MASERS

V.L.Bratman, G.G.Denisov,
M.M.Ofitserov

Various types of electrodynamic and electron optical systems for cyclotron autoresonance masers (CARM) are analyzed on

the basis of the earlier theory. The calculations and electrodynamic experiments show that cylindrical resonators with mirrors in the form of waveguide sections with corrugated walls (Bragg resonators) are favorable for millimeter waves and mirror quasioptical resonators, for submillimeter waves. The electrons of a dense relativistic beam gain the necessary gyration velocity with acceptable dispersion (in the experiment up to $\beta_1 = 0.4$ at $\delta\beta_1 \leq 0.05$) when the method of resonant pumping of oscillations in a combined longitudinal and space periodic magnetic field is used. In CARM with Bragg resonators a stable single mode generation with an output of 15 MW at wavelength 4.5 mm and an output of 10 MW at wavelength 2.4 mm is obtained.

THE PLASMA MICROWAVE GENERATOR WITH A HIGH-CURRENT RELATIVISTIC ELECTRON BEAM

M.V.Kuzelev, F.Kh.Mukhametzyanov,
A.A.Rukhadze, M.S.Rabinovich
P.S.Strelkov, A.G.Shkvarunets

A plasma microwave generator based on the excitation of a slow wave by a high-current relativistic electron beam in a waveguide filled with a plasma confined by a strong magnetic field is investigated experimentally and theoretically. An output of 35 MW and efficiency 8% are obtained at wavelengths $\lambda \sim 2 - 3$ cm and spectrum width $\Delta\lambda/\lambda < 0.2$. The variation of the plasma density allows tuning of the generation frequency.

THE GENERATION OF LONG-PULSE HIGH-CURRENT ELECTRON BEAMS

M.A.Vasilevsky, I.M.Roife,
V.I.Engel'ko

The achievements in high-current REB generation in magnetically insulated diodes are reviewed. The factors limiting the current pulse duration are discussed. The methods for enlarging the pulse duration by using multipoint explosive emission cathodes are described.

THE FORMATION OF RELATIVISTIC ELECTRON BEAMS FOR POWERFUL MICROWAVE DEVICES IN SYSTEMS WITH A THERMIONIC CATHODE

V.E.Balakin, G.I.Kuznetsov,
N.G.Khavin

The kinetic efficiency of a microwave device is estimated. The physical and technical problems of the formation and control of relativistic electron beams, as well as the performance of the thermionic cathode in relativistic electron beam accelerators are discussed.

THE WALL SECONDARY EMISSION HIGH-FREQUENCY DISCHARGE IN HIGH-POWER ELECTRONICS

A.F.Aleksandrov, L.G.Blyakhman,
S.Yu.Galuzo, V.E.Nemaeva

The basic mechanisms of HF electron discharges caused by the secondary emission

of the surfaces are analyzed. The influence of these mechanisms on the HF breakdown is discussed. The experiments and estimates show that the oscillations break-off in relativistic Cerenkov generators is due to the HF breakdown initiated by the secondary emission resonance discharges (SERD). The approximate theory of the SERD in magnetically insulated fields is presented and its agreement with known experiments is shown. The proposed method is used for the calculation of the SERD in the corrugated decelerating system of a relativistic Cerenkov generator. The time for discharge and the absorbed power are estimated. The possible ways of the vacuum discharge breakdown and the elimination of this breakdown in powerful relativistic HF generators and amplifiers are discussed.