

**Релятивистская
высокочастотная
электроника**

**ПРОБЛЕМЫ
ПОВЫШЕНИЯ
МОЩНОСТИ И ЧАСТОТЫ
ИЗЛУЧЕНИЯ**

**Горький
1981**

Академия наук СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ
ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ
ЭЛЕКТРОНИКА

ПРОБЛЕМЫ ПОВЫШЕНИЯ МОЩНОСТИ
И ЧАСТОТЫ ИЗЛУЧЕНИЯ

(Материалы II Всесоюзного семинара,
г.Томск, 11-13 сентября 1980г.)

Горький 1981

УДК 621.385.6

В сборнике нашли отражение следующие проблемы: создание новых типов ускорителей, пригодных для использования в мощных генераторах СВЧ излучения, в частности, ускорителей с периодическим следованием импульсов; формирование интенсивных релятивистских электронных потоков, в частности, в ускорителях с импульсами микросекундной длительности; селекция и нелинейное взаимодействие мод в релятивистских СВЧ генераторах с большими объемами пространства взаимодействия; плазменная релятивистская СВЧ электроника; лазеры и мазеры на свободных электронах.

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)

Настоящий выпуск содержит статьи, написанные в развитие и дополнение к сборнику "Релятивистская высокочастотная электроника"^{*)}, изданному два года назад, и включает в себя главным образом материалы, представленные на II Всесоюзном семинаре по релятивистской высокочастотной электронике (Томск, сентябрь 1980г.),

За прошедшее время общие тенденции в развитии релятивистской СВЧ электроники не претерпели существенных изменений. По-прежнему важнейшими проблемами оставались повышение частоты и увеличение мощности и энергии (длительности импульсов) когерентного излучения. В связи с этими проблемами складывались и основные направления исследований последних лет,

В предлагаемом сборнике нашел отражение прогресс методов расчета и экспериментальной реализации сильноточных релятивистских электронных пучков с параметрами, пригодными для мощных СВЧ генераторов. Анализируются возможности применения для целей высокочастотной электроники ускорителей новых типов - сильноточных ускорителей прямого действия с высокой тактовой частотой, а также линейных индукционных ускорителей.

Повышенное внимание уделяется проблеме увеличения мощности релятивистских электронных СВЧ генераторов (при одновременном повышении частоты) путем использования пространственно-развитых электродинамических систем с большим поперечным сечением. В этой связи обсуждаются проблемы линейной селекции и нелинейной конкуренции мод, анализируются результаты экспериментального исследования релятивистских гиротрона, магнетрона с дифракционным выводом мощности и оротрона (ГДИ).

*) Релятивистская высокочастотная электроника/ Под ред. А.В.Гапонова-Грекова. Горький: ИПФ АН СССР, 1979.

Один из обзоров посвящен теории высокочастотных генераторов с электродинамическими системами, содержащими плазму. Здесь особый интерес представляют данные о влиянии ближнего взаимодействия между электронами на КПД плазменных СВЧ генераторов с релятивистскими электронными пучками.

В сборнике обсуждаются возможности создания новых типов лазеров и мазеров на свободных электронах в диапазоне волн от миллиметровых до световых. Анализируются особенности использования для этих целей сильноточных ускорителей прямого действия и накопительных колец.

Можно надеяться, что данный сборник, как и предыдущий, будет интересен и полезен не только специалистам, работающим непосредственно в области классической высокочастотной электроники, но и физикам смежных специальностей.

А.В.Гапонов-Грехов

СИЛЬНОТОЧНЫЕ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИЕ УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОНОВ ДЛЯ ГЕНЕРАТОРОВ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. С. Ельчанинов, Ф. Я. Загулов, С. Д. Коровин,
Г. А. Месяц, В. В. Ростов

1. ВВЕДЕНИЕ

Разнообразие проблем, решение которых основано на использовании релятивистских электронных пучков, привело к необходимости создания различных систем ускорителей в широком диапазоне энергий электронов, токов и длительностей пучков [1]. Одним из направлений развития сильноточной электроники является создание ускорителей, способных работать в режиме периодического следования импульсов. Необходимость и важность развития этого направления очевидны как для расширения области физических исследований, так и для практического применения результатов этих исследований.

Импульсно-периодический режим работы сильноточного ускорителя накладывает жесткие ограничения на выбор схемы ускорителя, предъявляет повышенные требования ко всем его основным компонентам (рис. 1), приводит к необходимости создания достаточно простых, надежных и высокоэффективных систем преобразования энергии. Ниже будут рассмотрены основные вопросы, связанные с проблемой создания такого типа сильноточных ускорителей. Основное внимание

будет уделено наносекундным ускорителям и возможностям их использования для генерации мощного микроволнового излучения в режиме периодического следования импульсов.



Р и с. 1. Блок-схема ускорителя сильноточных электронных пучков

2. ИСТОЧНИКИ ПИТАНИЯ ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКИХ УСКОРИТЕЛЕЙ

Для создания сильноточных ускорителей РЭП, работающих в режиме периодического следования импульсов (с частотой повторения 100 Гц и выше), могут быть использованы различные схемы генераторов высоковольтного импульсного напряжения [2]. В области наносекундных длительностей импульсов обычно применяются генераторы на основе емкостных накопителей в виде формирующих линий (ФЛ) с распределенными параметрами. Зарядными устройствами для таких накопителей могут служить ГИНЫ Маркса, импульсные трансформаторы и другие системы, допускающие частотный режим работы. Заметными преимуществами среди упомянутых систем обладают трансформаторы Тесла. Прежде всего это связано с тем, что здесь появляется возможность исключения из цепи заряда ФЛ большого количества искровых разрядников [2], являющихся неотъемлемым компонентом, например, генераторов Маркса и других устройств, имеющих ограниченную частоту срабатывания и небольшой ресурс включений. Другими достоинствами трансформаторов Тесла являются их высокая эффективность, надежность и простота, что важно при широком использовании импульсно-периодических ускорителей. Существующие в настоящее время частотные сильноточные ускорители построены именно на основе трансформаторов Тесла [3, 4].

Трансформатор Тесла — система двух индуктивно связанных контуров с равными собственными частотами, работающая в режиме свободных колебаний. Схема такого трансформатора приведена на рис. 2. На рис. 3 показаны возможные варианты зарядки ФЛ с помощью импульсных трансформаторов.

При высокой добротности контуров и с учётом начальных условий $U_{c1}(0) = U_{10}$; $U_{c2}(0) = 0$; $I_1(0) = I_2(0) = 0$

$$U_{c1}(t) = \frac{U_{10}}{2} (\cos \omega_1 t + \cos \omega_2 t);$$

$$U_{c2}(t) = \frac{U_{10}}{2} n (\cos \omega_1 t - \cos \omega_2 t);$$

$$I_1(t) = \frac{c_1 U_{10}}{2} (\omega_1 \sin \omega_1 t + \omega_2 \sin \omega_2 t);$$

$$I_2(t) = \frac{c_2 U_{10}}{2} n (\omega_1 \sin \omega_1 t - \omega_2 \sin \omega_2 t);$$

$$\omega_{1,2} = \omega_0 / \sqrt{1 \pm k}; \quad \omega_0^2 = 1/L_1 c_1 = 1/L_2 c_2;$$

$$k = M / \sqrt{L_1 L_2}; \quad n = \sqrt{L_2 / L_1}.$$

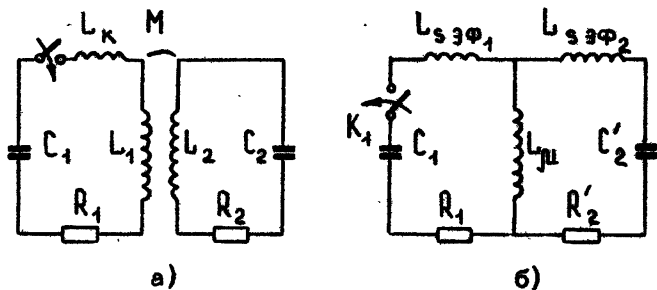
Видно, что $U_{c2}(t)$ достигает своего максимального значения $U_{2 \text{ макс}} = U_{10} n$ на первом полупериоде биений при некоторых фиксированных значениях k , определяемых из условия

$$\frac{\omega_2 + \omega_1}{\omega_2 - \omega_1} = \frac{\sqrt{1+k} + \sqrt{1-k}}{\sqrt{1+k} - \sqrt{1-k}} = N,$$

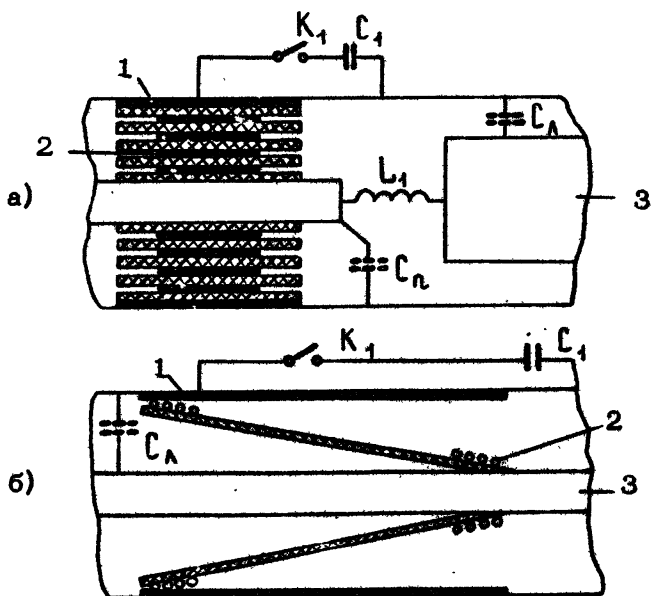
где N — целое нечётное число.

Отсюда

$$k_{\text{opt}} = \frac{2N}{N^2 + 1}$$



Р и с. 2. Схема трансформатора Тесла :
исходная (а); приведенная к первичному
контур (б)



Р и с. 3. Варианты трансформаторной
зарядки формирующей линии: 1 - пер-
вичная обмотка, 2 - вторичная обмот-
ка, 3 - центральный электрод ФЛ

При $N = 1; 3; 5$ оптимальные коэффициенты связи $K_{opt} = 1; 0,6; 0,385$.

В современных сильноточных ускорителях обычно используются $N = 1; 3$ [3-7]. Однако в ряде случаев, и прежде всего это относится к импульсно-периодическим ускорителям, заметными преимуществами обладают трансформаторы с $N = 1$. Это связано с тем, что с ростом коэффициента связи при заданной добротности снижаются потери в контурах, уменьшается число колебаний зарядного напряжения, что увеличивает электрическую прочность диэлектрика ФЛ, облегчает работу первичной накопительной емкости и настройку коммутатора.

Эффективность трансформатора. Для первой полуволны зарядного напряжения при $1 - \kappa \ll 1$ (рис. 2, б), наличии расстройки собственных частот контуров $\alpha = L_1 C_1 / L_2 C_2 = C_1 / C_{1p}$ (C_{1p} — резонансное значение C_1) и высокой добротности эффективность передачи энергии из C_1 в C_2 ($C_2 = C_A$ — емкость ФЛ)

$$\eta_{\mu} = \frac{4\alpha}{(1+\alpha)^2} \left[1 - \frac{L_{s\text{эф}}}{L_{\mu}} \frac{1 - \alpha(2 - \pi/2) + \alpha^2}{(1+\alpha)^2} \right];$$

$$L_{s\text{эф}} / L_{\mu} \ll 1; \quad \kappa = 1 - \frac{1}{2} \frac{L_{s\text{эф}}}{L_{\mu}}$$

Величина зарядного напряжения в этом случае

$$U_{2 \max} = U_{10} \eta \frac{2\alpha}{1+\alpha} \sqrt{\eta_{\mu}} \quad \text{при } \alpha = 1.$$

$$\eta_{\mu} = 1 - \frac{\pi^2}{8} \frac{L_{s\text{эф}}}{L_{\mu}}; \quad U_{2 \max} = U_{10} \eta \sqrt{\eta_{\mu}},$$

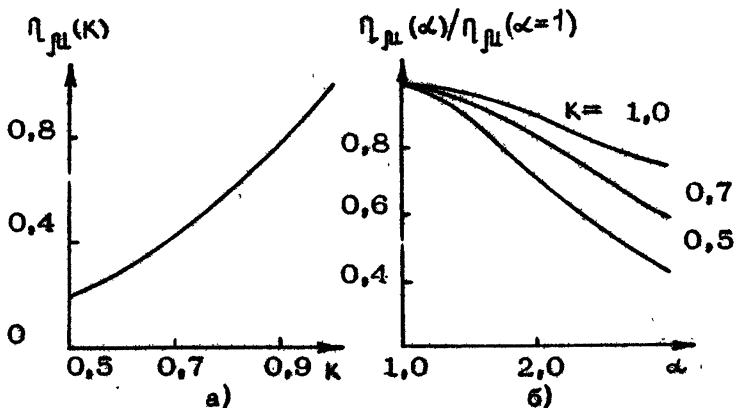
где $L_{s\text{эф}}, L_{\mu}$ — эффективная индуктивность рассеяния (индуктивность рассеяния с учётом индуктивности первичного контура) и индуктивность намагничивания, приведенные к первичному контуру соответственно. На рис. 4 приведены зависимости $\eta_{\mu}(\kappa, \alpha)$, построенные при значительном отклонении κ от 1.

Активные потери определяются соотношением

$$\eta_A = 1 - t_3 \left[(R_1 + R_2 / n^2) / L_{s\text{эф}} \right],$$

где R_1 и R_2 - сопротивления контуров, t_3 - время зарядки ФЛ:

$$t_3 = \pi \left(L_{3 \text{ эф}} C_1 \frac{\alpha}{1+\alpha} \right)^{1/2}.$$



Р и с. 4. Зависимость КПД зарядки формирующей линии от коэффициента связи между обмотками (а) и расстройки собственных частот контуров (б) для первой полу волны зарядного напряжения

В момент времени t_3 в емкости C_1 остается часть запасенной энергии, причём

$$U_{1 \text{ min}} \approx U_{10} \frac{\alpha-1}{\alpha+1}.$$

В случае $L_{3 \text{ эф}} \neq L_3$ в этот же момент времени

$$L_K \frac{dI_1}{dt} \approx U_{10} \frac{L_K}{L_{3 \text{ эф}}},$$

где L_K - паразитная индуктивность первичного контура

$$L_{3 \text{ эф}} = L_3 + L_K.$$

На концах первичной катушки появляется напряжение

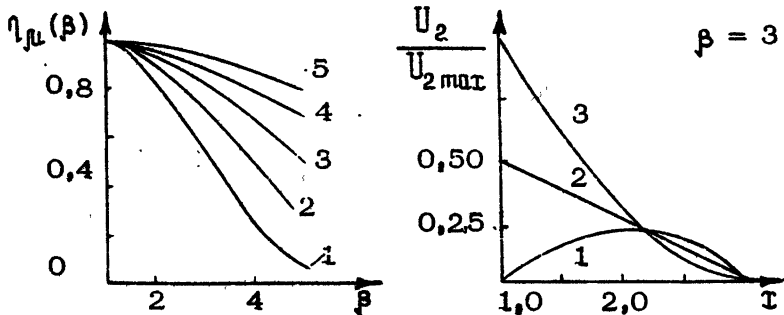
$$U_{L_1}(t_3) = U_{1 \text{ min}} + L_K \frac{dI_1}{dt} = U_{10} \left(\frac{\alpha-1}{\alpha+1} + \frac{L_K}{L_{3 \text{ эф}}} \right),$$

наличие которого существенно сказывается на форме распределения напряжения по виткам вторичной высоковольтной обмотки.

Трансформатор Тесла с разомкнутым ферромагнитным сердечником, встроенный в формирующую линию. Возможность получения малых отношений L_s/L_{μ} , т.е. $1 - \eta_{\mu} \ll 1$, обеспечивает применение разомкнутого ферромагнитного сердечника [3, 5]. Так, для случая совмещения трансформатора и ФЛ, показанного на рис. 3, б, при условии, что магнитопровод ферромагнитного сердечника одновременно является проводником ФЛ, а $l_k \gg R$ (l_k - длина обмотки трансформатора, R - его радиус),

$$\frac{L_s}{L_{\mu}} \approx \frac{2}{3} \pi^2 \left(\frac{r_1}{l_k} \right)^2 (2\beta + 1)(\beta - 1) \ln \beta,$$

где $\beta = r_2/r_1$ (r_2, r_1 - внешний и внутренний радиусы коаксиальной ФЛ). Зависимость η_{μ} от β при различных отношениях r_1/l_k показана на рис. 5.



Р и с.5. Зависимость КПД зарядки формирующей линии от её геометрических параметров при различных отношениях r_1/l_k : 1 - 1/8, 2 - 1/10, 3 - 1/12, 4 - 1/15, 5 - 1/20

Р и с.6. Распределение напряжения по виткам вторичной обмотки для различных моментов времени: 1 - $t = 0$; 2 - $t = t/2$; 3 - $t = t_z$

Распределение напряжения по виткам вторичной обмотки. При определении максимальной энергии, которая может быть запасена в ФЛ, необходимо учитывать неравномерность распределения напряжения по виткам вторичной обмотки трансформатора как при зарядке ФЛ, так и при коммутации ее на нагрузку.

При зарядке ФЛ форма распределения $U_2(x, t)$ определяется магнитными полями зарядного тока ($I = i/\gamma_1$):

$$U_2(x, t) = \frac{U_{c2}(t)}{(\beta-1)(2\beta^2-\beta-1)} \left\{ x^3(1-\psi) - x [3\beta^2 - \psi(\beta^2+\beta+1)] + 2\beta^3 - \psi\beta(\beta+1) \right\},$$

где $\psi = \frac{U_{L1}(t)}{U_{c2}(t)} n$.

Зависимости $U_2(x, t)$ для моментов времени $t=0$; $t=t_3/2$; $t=t_3$ приведены на рис. 6.

Для коррекции формы распределения возможно использование конечной величины паразитной индуктивности первичного контура трансформатора или расстройки собственных частот контуров. Для уменьшения влияния процессов разряда ФЛ на электрическую прочность линии возможно применение специальных корректирующих электродов.

Коммутатор первичной цепи. В качестве первичного коммутатора обычно используются тиратроны или тиристоры. Применение последних даёт возможность исключить из системы зарядки громоздкие силовые трансформаторы, а питание ускорителя осуществить от промышленной сети.

Ниже приведены параметры одного из действующих сильноточных импульсно-периодических ускорителей на основе трансформатора Тесла с разомкнутым ферромагнитным сердечником, встроенным в ФЛ (рис. 3, 6).

Энергия электронов - 400 кэВ; ток пучка - 8 кА; длительность импульсов - 20 нс; частота повторения 100 Гц; КПД зарядки ФЛ - 0,78 ($\eta_{\text{м}} \approx 0,83$; $\eta_{\text{А}} \approx 0,94$); $U_{10} \approx 340$ В; $\beta = \gamma_2/\gamma_1 \approx 3,3$; $l_k = 100$ см; время зарядки ФЛ - 35 мкс. Магнитопровод выполнен из электротехнической стали Э-340 (пакеты из ленты толщиной 80 мкм). Первичная накопительная емкость - 30 конденсаторов К75-11

по 100 мкФ), первичный коммутатор — 30 тиристоров ТЧ-50. Общая потребляемая мощность — 10 кВт.

3. КОММУТАТОР УСКОРИТЕЛЯ

Коммутаторы сильноточных ускорителей должны иметь малую индуктивность, малые потери, обеспечивать стабильность параметров формируемых импульсов. В качестве рабочего тела используется газ под давлением, жидкие и твердые диэлектрики [8]. Для импульсно-периодических ускорителей наиболее пригодными являются газовые коммутаторы-разрядники, поскольку здесь появляется возможность оперативного, за время меньшее $1/f_T$, удалений из межэлектродного промежутка продуктов горения искры. Жидкостные и твердотельные коммутаторы обладают значительно меньшим ресурсом работы.

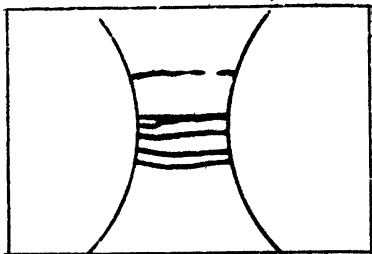
Стабильность работы газового коммутатора определяется тремя основными факторами. Во-первых, запаздыванием между моментом времени, при котором электрическое поле E в межэлектродном промежутке достигает пробивного значения $E_{пр}$, и моментом пробоя разрядника (τ_3), имеющим статистический характер. Конечность τ_3 сказывается на стабильности параметров формируемых импульсов вследствие зависимости зарядного напряжения ФЛ от времени.

При этом

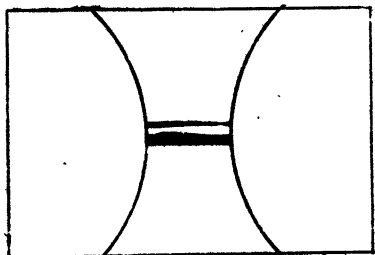
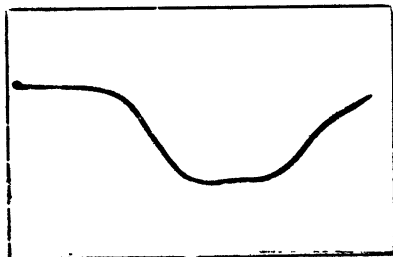
$$\sigma_I \approx \frac{1}{E_{пр}} \left. \frac{\partial E}{\partial t} \right|_{t=t_{пр}} (\overline{\Delta \tau_3^2})^{1/2},$$

где $(\overline{\Delta \tau_3^2})^{1/2}$, σ_I — среднеквадратичные флуктуации τ_3 и относительные флуктуации коммутируемого тока; $t_{пр}$ — время, в течение которого E достигает значения $E_{пр}$ ($E(0) = 0$). σ_I пропорциональна скорости нарастания зарядного напряжения и может быть уменьшена при работе вблизи максимума $E(t)$.

Вторым фактором, влияющим на стабильность работы газового коммутатора, является наличие флуктуаций величины $E_{пр}$. Их значение, очевидно, определяется характером изменения термодинамических параметров газа. Кроме того,

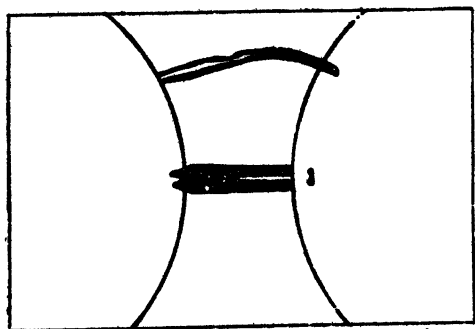


а)



б)

Р и с.7. Осциллограммы коммутируемого тока ($\tau_{\text{жк}} \approx 0,1 \text{ с}$; $f_{\text{T}} = 50 \text{ Гц}$) и вид разрядного промежутка при различных скоростях движения газа в коммутаторе:
 а - $V = 0$; б - $V = V_{0\text{от}}$

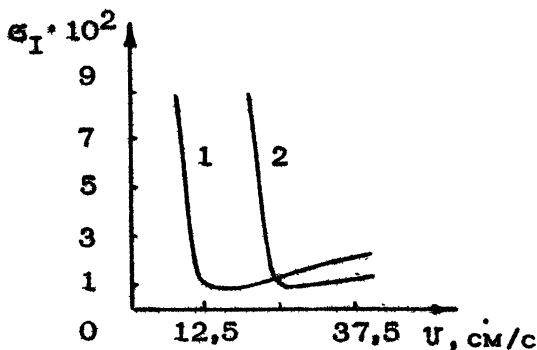


Р и с.8. Вид разрядного промежутка при $V \lesssim V_{0\text{от}}$

возможны флуктуации сопротивления канала искры, связанные с изменением длины, диаметра и проводимости канала.

В режиме одиночных импульсов $E_{пр} = \text{const}$, вследствие чего величина σ_I определяется значениями $(\Delta T_{\text{э}})^{1/2}$ и $(\Delta R^2)^{1/2}$, где R — сопротивление канала пробоя. Обычно $\sigma_r \approx 3 \cdot 10^2$ [10]. При увеличении частоты повторения увеличивается влияние изменения состояния газа. Наличие активных потерь приводит к появлению области с пониженной электрической прочностью, положение которой относительно электродов изменяется во времени вследствие конвективного движения газа (рис. 7). Как показывают измерения, σ_I здесь довольно велика [9]. При $I = 10 \text{ кА}$; $T_U \approx 25 \text{ нс}$; $f_T \approx 10 + 50 \text{ Гц}$; $\sigma_I \approx (2 + 3) \cdot 10^{-1}$.

При наличии принудительного движения газа со скоростью $U \geq \gamma f_T$ (γ — радиус электродов) за время между импульсами основная масса газа с пониженной электрической прочностью уносится из межэлектродного промежутка (рис. 8). При этом, как показано в работе [9], можно найти оптимальную скорость движения газа, при которой на величину $T_{\text{э}}$ оказывают влияние эффекты послеразрядовой эмиссии (остаточная плазма, повышенная температура катодной области и др.). Для $U = U_{\text{opt}}$ нестабильность тока $\sigma_I \leq 10^{-2}$. Для $U \approx (2 + 3) U_{\text{opt}}$ $\sigma_I \approx 3 \cdot 10^{-2}$, как и в случае одиночных импульсов. Зависимость σ_I от U для $f_T = 25$ и 50 Гц приведена на рис. 9.



Р и с. 9. Зависимость σ_I от U :
1 - $f_T = 25 \text{ Гц}$; 2 - $f_T = 50 \text{ Гц}$

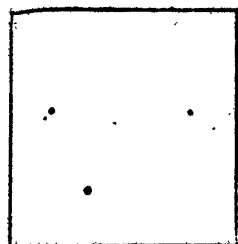
4. ФОРМИРОВАНИЕ И ТРАНСПОРТИРОВКА ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ

Вопросы формирования и транспортировки пучков имеют непосредственное отношение к проблемам генерации СВЧ излучения. Создание определенных типов генераторов требует вполне определенных значений параметров электронных пучков. В частности, для релятивистских приборов типа ЛОВ, клистронов, ЛБВ и др. необходимы электронные пучки с малыми поперечными скоростями и малым энергетическим разбросом [10]. Для выполнения этих требований могут быть использованы планарные и коаксиальные вакуумные диоды [11-14]. Преимущество последних перед другими типами диодов особенно сказывается при частотном режиме работы ускорителя. Здесь отсутствие анодной фольги ослабляет ограничения на частоту следования импульсов и позволяет при соответствующих значениях магнитных полей получать электронные пучки с малыми поперечными скоростями.

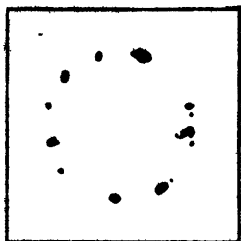
Процессы взрывной эмиссии в вакуумных диодах оказывают существенное влияние на формирование эмиссионной поверхности, определяют однородность электронных пучков и некоторые их микроструктурные характеристики. При длительностях импульсов $\tau_{\text{И}} \sim R/v_{\text{п}}$ (R - радиус катода, v - скорость движения плазмы), как показано в [15], возможен эффект размножения эмиссионных центров вблизи центров-лидеров. Данный процесс связывается с расширением плазмы и натеканием её на поверхность катода. Исследования показали, что размножение центров происходит в "амперовском" направлении и имеет скорость порядка 10^6 см/с. В работе [16] указано на возможность существования обратного эффекта, препятствующего появлению новых центров эмиссии вследствие экранировки поверхности катода объемным зарядом тока центров-лидеров. Для планарного диода радиус экранирования определяется соотношением

$$r_3 = \frac{d}{\gamma_0 - 1} \left(\frac{\delta I_{\text{Б}}}{I_{\text{А}}} \sqrt{\gamma_0^2 - 1} \right)^{1/2},$$

где d - расстояние анод - катод, γ_0 - релятивистский фактор частиц на аноде.



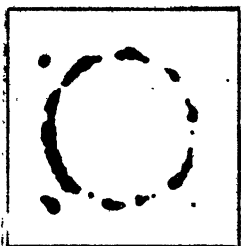
$H=0$



$H=1 \text{ кЭ}$



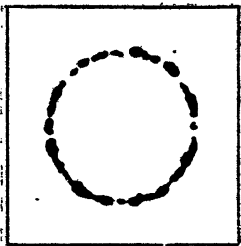
$H=3 \text{ кЭ}$



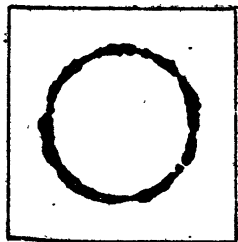
$H=6 \text{ кЭ}$



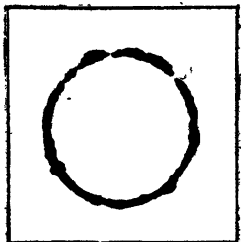
$H=10 \text{ кЭ}$



$H=15 \text{ кЭ}$



$H=20 \text{ кЭ}$

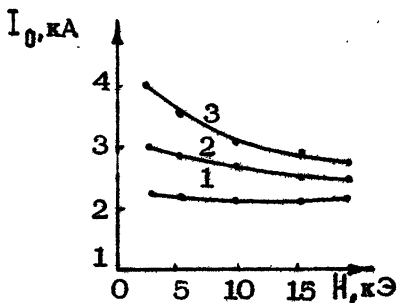


$H=30 \text{ кЭ}$

Р и с.10. Катод коаксиального вакуумного диода в рабочем режиме при различных значениях внешнего магнитного поля

В коаксиальных вакуумных диодах эффект экранировки приводит к зависимости числа эмиссионных центров на катодe от величины внешнего магнитного поля. На рис. 10 приведены фотографии катода коаксиального диода в рабочем режиме, полученные при использовании импульсов длительностью 5 нс. Графитовый катод имел форму полого цилиндра с толщиной стенки 0,5 мм. Основной рост числа центров происходит в области малых магнитных полей, когда ларморовский радиус электронов $r_L \gg r_n r_u$. При $r_L \approx r_n r_u$ рост числа центров замедляется.

В области малых магнитных полей, где r_L велико и расстояние между центрами сравнимо с характерным геометрическим параметром диода, эффект экранировки приводит к увеличению импеданса диода по сравнению со случаем однородной эмиссионной поверхности. На рис. 11 приведены зависимости тока диода с графитовым катодом, характеризующие влияние числа эмиссионных центров на импеданс диода, от внешнего магнитного поля для различных моментов времени. Катоды из меди и нержавеющей стали имеют большие, чем графит, времена запаздывания появления эмиссионных центров. В полях $H = 3 - 5$ кЭ при длительностях импульсов 5 - 10 нс полные токи диода с катодами из данных материалов уменьшаются примерно на порядок.

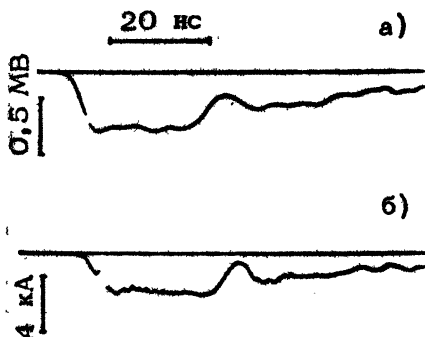


Р и с. 11. Зависимость тока коаксиального диода от магнитного поля для различных моментов времени: 1 - $t = 5$ нс; 2 - $t = 10$ нс; 3 - $t = 20$ нс; l (анод - катод) = 1 см

Эффект экранировки поверхности катода и ограничение числа эмиссионных центров необходимо учитывать при исследованиях формирования электронных пучков с малыми поперечными скоростями. Дискретность поверхности эмиссии обуславливает дополнительный рост Φ_{\perp} , что связано с увеличением плотности тока вблизи центров эмиссии.

Стабильность работы вакуумных диодов. Исследование стабильности работы вакуумного диода показало, что величина флуктуаций тока диода в импульсно-периодическом режиме работы ускорителя определяется числом эмиссионных центров на поверхности катода, причем $\sigma_I \propto \sqrt{N}$, где N — плотность центров. При прочих равных условиях σ_I возрастает с увеличением времени запаздывания взрывов микроострий. В связи с этим на величину нестабильности тока диода оказывает влияние выбор материала катода и его геометрии, которая должна обеспечивать достаточно большое электрическое поле на его поверхности. Наилучшие результаты получены с графитовыми катодами, выполненными в виде полых цилиндров. При толщине стенки 0,5 мм $\sigma_I \sim 0,5\%$ [17]. Измерения проводились при полном токе диода $I \approx 3$ кА, энергии электронов порядка 400 кэВ, $f_T \approx 50$ Гц. Величина внешнего магнитного поля составляла $H \approx 6$ кЭ (рис.12).

Р и с.12. Осциллограммы напряжения на катоде (а) и тока коаксиального диода (б) при работе ускорителя в импульсно-периодическом режиме ($T_{\text{ЗК}} \approx 1$ с).



5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Реализация импульсно-периодического режима работы ускорителя с высокой стабильностью параметров электронных пучков позволяет использовать их для генерации мощного микроволнового излучения. Впервые такая возможность была продемонстрирована в эксперименте [18], в котором был создан релятивистский карсинотрон с мощностью излучения $P \sim 100$ МВт на длине волны $\lambda \approx 3,6$ см с КПД $\sim 10\%$ и частотой следования импульсов равной 50 Гц.

1. Мощные наносекундные источники электронов / Под ред. Г. А. Месяца. Новосибирск, Наука, 1974, 163 с.
2. Месяц Г. А. Генерирование мощных наносекундных импульсов. М., Сов. радио, 1974, 256 с.
3. Загулов Ф. Я., Борисов В. Я., Власов Г. Д. и др. Импульсный наносекундный сильноточный ускоритель электронов с частотой срабатывания до 100 Гц. - ПТЭ, 1976, №5, с. 18.
4. Rohwein G.J., Battram M.T., Prestwich R.R. Design and development of a 350 kV, 100 pps electron beam accelerator-In: Proc. 2-nd International topical conference of high power electron and ion beam. New York, 1977, p.845.
5. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Ковальчук Б. М. Генератор коротких электронных пучков с встроенным в линию источником высокого напряжения. - В кн.: Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. Новосибирск, Наука, 1974, с. 119.
6. Абрамян Е. А., Вассерман С. Б., Долгушин В. М. и др. Генератор мощных электронных пучков и рентгеновского излучения. - ПТЭ, 1971, №3, с. 223.
7. Вассерман С. Б. Трансформатор Тесла в высоковольтных ускорителях заряженных частиц: Препринт 77-110. Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1977, 43 с.
8. Ковальчук Б. М., Кремнев В. В., Поталицын Ю. Ф. Сильноточные наносекундные коммутаторы. Новосибирск, Наука, 1979, 182 с.
9. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А. Исследования стабильности высоковольтного разрядника с потоком рабочего газа между электродами. - ПТЭ, 1979, №4, с. 162.
10. 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.

11. Нечаев В.Е., Фукс М.И. Формирование трубчатого сильноточного пучка релятивистских электронов в системе с магнитной изоляцией. - ЖТФ, 1977, т.47, № 11, с.2347.
12. Нечаев В.Е. Формирование электронного потока в коаксиальной пушке в сильном продольном магнитном поле.- Физика плазмы, 1979, т.5, №3, с.706.
13. Федосов А.И., Литвинов Е.А., Беломытцев С.Я. и др. К расчёту характеристик электронного пучка, формируемого в диодах с магнитной изоляцией. - Изв.вузов СССР. Сер. Физика, 1977, №10, с.134.
14. Беломытцев С.Я., Бугаев С.П., Кошелев В.И. и др. О характеристиках трубчатого электронного пучка, формируемого в диодах с магнитной изоляцией. - Письма в ЖТФ, 1978, т.4, №23, с.1438.
15. Mesyats G.A., Proskourovsky D.I., Puchkarev V.F. On effects resulting in appearance of new emission centers at explosive electron emission.-In:Proc. VIII International symposium on discharges and electrical insulation in vacuum. Albuquerque, 1978, p.C41.
16. Беломытцев С.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А. Эффект экранировки в сильноточных диодах. - Письма в ЖТФ, т.6, №18, с.1089.
17. Relativistic electron beam accelerator with high pulse recurrence frequency/Elchaninov A.S., Zagulov F.Ya., Korovin S.D., Mesyats G.A.-In:Proc. 3-rd International conference on high power electron and ion beam. Novosibirsk, 1979, p.191.
18. Белоусов В.И., Бункин Б.В., Гапонов-Грехов А.В. и др. Генерация мощного микроволнового излучения потоком релятивистских электронов в режиме периодического следования импульсов. - Письма в ЖТФ, 1978, т.4, №23, с.1443.

ЛИНЕЙНЫЕ ИНДУКЦИОННЫЕ УСКОРИТЕЛИ ДЛЯ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ЭЛЕКТРОНИКИ

А.Н.Диденко, Э.Г.Фурман, В.В.Васильев,
Г.Г.Канаев

Как известно, основным инструментом релятивистской СВЧ электроники являются сильноточные ускорители прямого действия. В настоящее время в СССР и за рубежом работает большое число ускорителей такого типа. При этом практически достигнут теоретический предел электрической прочности изоляционных конструкций ускорителей, а дальнейшее увеличение габаритов установок ограничивается предельными габаритами обрабатываемых деталей.

С нашей точки зрения, для генерации мощных СВЧ колебаний могут использоваться и линейные индукционные ускорители (ЛИУ), способные ускорять интенсивные потоки электронов (в единицы и десятки килоампер) до более высоких энергий, чем ускорители прямого действия.

Принцип действия ЛИУ [1] заключается в том, что в системе ряда последовательно стоящих тороидальных ферромагнитных сердечников возбуждается изменяющийся во времени магнитный поток, который в соответствии с принципом электромагнитной индукции создает вихревое электрическое поле, используемое для ускорения частиц. Вихревое электрическое поле с помощью корпуса ускорителя и диафрагм равномерно распределяется вдоль ускоряющей трубки. При достаточно большой протяженности системы энергия, приобретаемая частицами пучка, соответствует сумме напряже-

ний на первичных обмотках индукторов, а среднее значение напряженности электрического поля на оси индукционной системы определяется как

$$E(t) = -n U(t)/\ell, \quad (1)$$

где n — число индукторов (ферромагнитных сердечников), $U(t)$ — напряжение возбуждения отдельного сердечника, ℓ — полная длина индукционной системы ускорителя.

При возбуждении сердечника импульсом напряжения прямоугольной формы с амплитудой U_0 приращение кинетической энергии пучка заряженных частиц при прохождении индукционной системы будет равно

$$Q = \int_0^{\tau} I(t)U(t)ndt = IS\Delta B n, \quad (2)$$

где S — сечение ферромагнитного сердечника, ΔB — приращение индукции за время действия импульса напряжения. Из этой формулы видно, что приращение энергии пучка пропорционально индукции в ферромагнитном материале, току пучка и суммарному сечению ферромагнитных сердечников. Если учесть, что приращение индукции у материала сердечников не может превышать 3–5 Т (сплавы типа 50 НП, 49 КФ и т.д.), то на каждый килоампер ускоряемого тока при суммарном сечении ферромагнитного материала в 1 м^2 можно получить прирост энергии 3–5 кДж. Следовательно, повышение кинетической энергии пучка наиболее эффективно проводить путем увеличения ускоряемого потока, а средней мощности — путем увеличения числа циклов ускорения в единицу времени.

ЛИУ имеют существенные преимущества перед ускорителями прямого действия: относительно низкое напряжение на элементах конструкции, не превышающее напряжение возбуждения одного индуктора, и возможность ускорения заряженных частиц до больших энергий с темпом ускорения до 1–5 МэВ на метр длины установки. Однако, несмотря на это, ЛИУ не получили пока широкого развития. Это объясняется рядом факторов, основными из которых являются следующие:

сложная технология изготовления ферромагнитных сердечников большого диаметра, как ферритовых, так и ленточных;

недостаточная мощность коммутирующих приборов, работающих в наносекундном диапазоне;

отсутствие проработанной теории и экспериментальных данных по поперечной фокусировке пучка, особенно в частотном режиме, когда относительно небольшие потери пучка способны вызвать нарушение ускоряющего тракта ускорителя.

Именно поэтому, хотя первые установки типа ЛИУ построены и запущены еще в 1963–1964 гг. [2,4], в настоящее время в физическом эксперименте используются всего четыре машины ("Астрон", ЛИУ 3000, ERA, СИЛУНД [2,4 - 6]).

Возможны ЛИУ с ферромагнитной и безжелезной индукционными системами. В таблице приведены параметры ускорителей с ферромагнитной индукционной системой, работающих или находящихся в стадии пусконаладочных работ. В таблице из-за недостатка сведений отсутствуют данные по ЛИУ с безжелезной индукционной системой, на которых в настоящее время достигнуты значения ускоряемых токов в десятки килоампер.

В работающих в настоящее время ускорителях, индукционная система которых находится в среде окружающего воздуха, напряженность ускоряющего поля в пределах секции составляет от 0,2 до 1 МВ/м. Если же индукционную систему размещать в специальной изолирующей среде, то напряженность электрического поля можно увеличить до значений, получаемых в ускорителях на бегущей волне. Однако, в отличие от волноводных высокочастотных ускорителей, в ЛИУ напряженность электрического поля постоянна в течение времени импульса ускорения вдоль всего ускоряющего тракта.

Максимальное значение тока ограничивается, во-первых, возможностями коммутирующей аппаратуры, особенно в режимах с повышенной частотой следования импульсов, во-вторых, значениями предельного вакуумного тока тракта ускорения. Кроме того, максимальный ток в ЛИУ ограничен величиной продольного фокусирующего магнитного поля. В настоящее время, как видно из приведенной таблицы, токи РЭП, генерируемых в ЛИУ, достигают значений в единицы килоампер.

Важной характеристикой ускоряемых пучков является эмиттанс пучка равный произведению радиуса пучка на угловую расходимость $\gamma \gamma'$. Экспериментальные исследования параметров интенсивных электронных пучков, выполненные

Параметры линейных индукционных ускорителей

Ускоритель	Место сооружения	Энергия пучка, МэВ	Ток пучка, А	Длительность имп., нс	Частота посылок, имп/с	Разброс по энергии, %
Инжектор "Астрон"	США, Ливермор	4,2	800	300	5(60)	2
ЛИУ 3000	СССР, Дубна	1,8(3)	200	350	1(25)	-
Инжектор ERA	США, Беркли	4,25	500	45	1	0,5
СИЛУНД	СССР, Дубна	2,3	600 (2000)	20	1(50)	2
Плазменный бетатрон	СССР, Харьков	0,1	500-	-	1	Значительный
ЛИУ 30/250	СССР, Дубна	(30)	1000	(500)	(50)	-
ЛИУ 5/5000	СССР, Москва	(5)	(250)	(50)	(1)	-
ЛИУ 0,75/250	СССР, Ленинград, НИИ ЭФА	0,75	250	500	50	3
ЛИУ 0,5/2000	СССР, Томск	0,5	2000	70	0-50	-
ЛИУ 3/2000	СССР, Томск	1,5(3)	1000 (2000)	70	0-10	-

Примечание. В скобках указаны проектные параметры.

на установках "Астрон", ERA и в НИИ ЭФА, показывают, что фазовый объем ускоренного пучка составляет $\gamma\gamma' = 0,2 + 0,5$ см·рад. Путем обрезания внешней части пучка с помощью диафрагм можно получить для энергии оставшейся части пучка (~70% от полного тока) 5 МэВ и значение $\gamma\gamma' = 0,006$ см·рад. При использовании сильноточных пучков для генерации мощных СВЧ колебаний большое значение имеет энергетический разброс электронов в пучке. Детальное изучение энергетического разброса в пучке проведено на установке "Астрон". Показано, что ширина энергетического спектра на уровне половины амплитуды тока пучка составляет $\pm 0,45\%$ от максимальной энергии 5,9 МэВ, достигнутой на этом ускорителе. Приведенные данные характерны для всех ЛИУ, в которых в качестве источников электронов используются термокатоды. В случае применения автоэмиссионных или плазменных катодов параметры пучков, генерируемых в ЛИУ, ухудшаются. Эти данные показывают, что энергетический разброс пучка ЛИУ значительно меньше, чем в ускорителях прямого действия.

Средняя мощность пучка действующих и сооружаемых ускорителей лежит в диапазоне $5 + 200$ кВт, но уже при современном состоянии техники представляется реальным разработать ускоритель со средней мощностью $10 + 100$ МВт. При таких мощностях важны не столько капитальные затраты, связанные с сооружением ускорителя, сколько эксплуатационные расходы, и поэтому первостепенную роль в этом случае имеет КПД ускорителя. По расчетам, выполненным в НИИ ЭФА, КПД индукционной системы при токе пучка 1 кА лежит в диапазоне от 85% при длительности импульса 0,5-1 мкс до 20% при длительности импульса 25 нс. При токе 10 кА КПД выше 70% во всем диапазоне длительности импульса, характерном для ЛИУ. Эти данные свидетельствуют о том, что с точки зрения средних мощностей и КПД ЛИУ не уступают ускорителям прямого действия.

Несмотря на высокое качество пучка, достигаемого в ЛИУ, возможности работы в частотном режиме при высоком уровне средней мощности, ЛИУ пока не использовались как источники электронов для целей генерации СВЧ колебаний, хотя перспективность их использования в высокочастотной электронике неоднократно отмечалась.

С целью изучения перспективности использования ЛИУ для исследования взаимодействия сильноточных релятивистских электронных пучков с волноводными структурами различных типов в НИИ ядерной физики сооружены линейные индукционные ускорители ЛИУ 0,5/2000 и ЛИУ 3/2000, параметры которых приведены в таблице (см.с. 25).

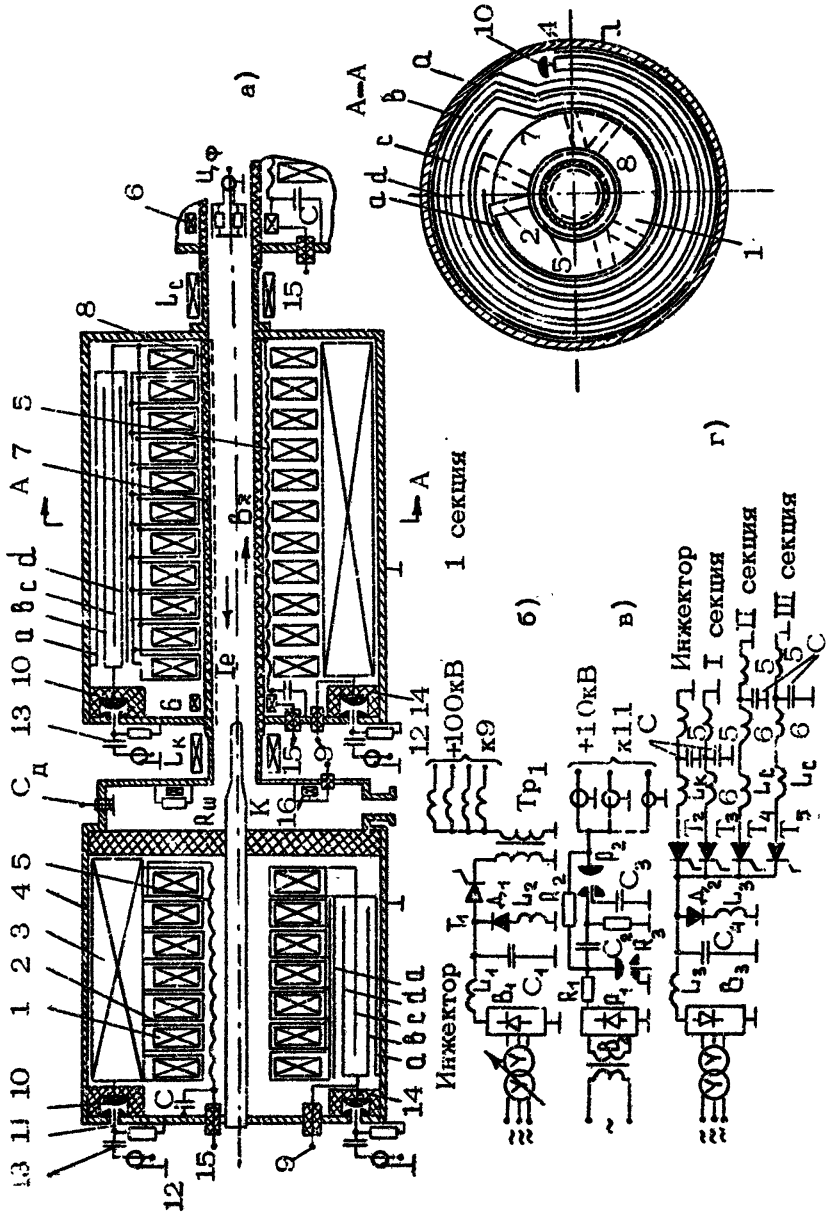
При этом ЛИУ 0,5/2000 имеет конструкцию аналогичную конструкции инжектора ускорителя на 3 МэВ.

На рис.1 приведена функциональная схема ускорителя ЛИУ 3/2000. Конструктивно ускоритель состоит из инжекторной и трех ускоряющих секций, длина ускорителя 2,6 м, а масса 1600 кг. В отличие от известных ранее ЛИУ с ферромагнитными сердечниками [1] в рассматриваемом ускорителе применена новая компоновочная схема ускоряющей системы, в которой в едином корпусе объединены генератор импульсов, ферромагнитная система, коммутирующий узел, системы размагничивания сердечников и создания продольного фокусирующего магнитного поля.

Конструкция секций следующая. Ферромагнитные сердечники 1 охвачены тремя витками намагничивания 2 и подключены к электродам формирующей линии 3. Формирующая линия выполнена в виде двойной полосковой линии из четырех обкладок: а, б, с, д, уложенных по спирали Архимеда поверх ферромагнитных сердечников, причём к каждому из трех витков намагничивания индукторов подключена отдельная полосковая ДФЛ. Потенциальные электроды линий б и д подключены к аноду разрядника 10. В качестве изоляции ДФЛ используется пленкокартон, пропитанный трансформаторным маслом. С целью повышения порога коронирования и принудительного выравнивания напряженности электрического поля у краев потенциальных электродов ДФЛ, последние залиты эпоксидным компаундом на основе смолы ДЭГ-1, имеющим объемное сопротивление порядка 10^8 Ом·см.

Источником зарядного напряжения для ДФЛ служит импульсный модулятор с повышающим импульсным трансформатором T_p . Модулятор обеспечивает одновременный заряд каждой секции до напряжения 100 кВ при длительности импульса зарядного тока $350 \cdot 10^{-6}$ с.

Коммутирующим элементом ДФЛ является 18-канальный разрядник с принудительным делением тока [7]. Искровые



Р и с.1. Функциональная схема ускорителя

промежутки тригatronного типа образуются кольцевым высоковольтным электродом 10 и отдельными земляными с размещенными по оси поджигающими электродами 11. При этом все заземленные электроды охвачены ферромагнитными сердечниками. Синхронизация запуска отдельных каналов и разрядников каждой секции осуществляется с помощью генератора высоковольтных импульсов, выполненного в виде двухступенчатого ГИНа Аркадьева-Маркса (рис.1,в) с пусковым разрядником P_1 и обостряющим разрядником P_2 . Емкость первой ступени ГИНа C_2 является общей для всех разрядников, вторая ступень образована отдельными конденсаторами 13, подключенными к пусковым электродам 11. Нагрузкой ГИНа являются искровые промежутки тригatronов с параллельно подключенными резисторами 12. При зарядном напряжении 10 кВ к искровому промежутку прикладывается запускающий импульс отрицательной полярности с амплитудой 18 кВ и длительностью фронта 4 нс. Статическое пробивное напряжение искрового промежутка $1,5 \div 3$ кВ в зависимости от давления в камерах разрядника. Рабочим газом является азот, давление которого регулируется в пределах $1 \div 10$ атм.

Источником электронов является автоэмиссионный катод К, напряжение на котором индуцируется семью ферромагнитными сердечниками инжекторной секции. Катод-анодный промежуток коаксиального типа без пассивного участка формирования пучка непосредственно переходит в ускорительный тракт. Такая система имеет существенный недостаток (требуется продольное магнитное поле значительной величины для фокусировки электронного пучка), но достаточно проста и имеет широкие возможности регулирования профиля и структуры пучка. Ускорительный тракт образован диэлектрической вакуумной камерой 7, на внутренней поверхности которой нанесено слабопроводящее покрытие, обеспечивающее стекание попадающих на стенки зарядов и выравнивание потенциала по внутренней поверхности ускорительной трубки [8].

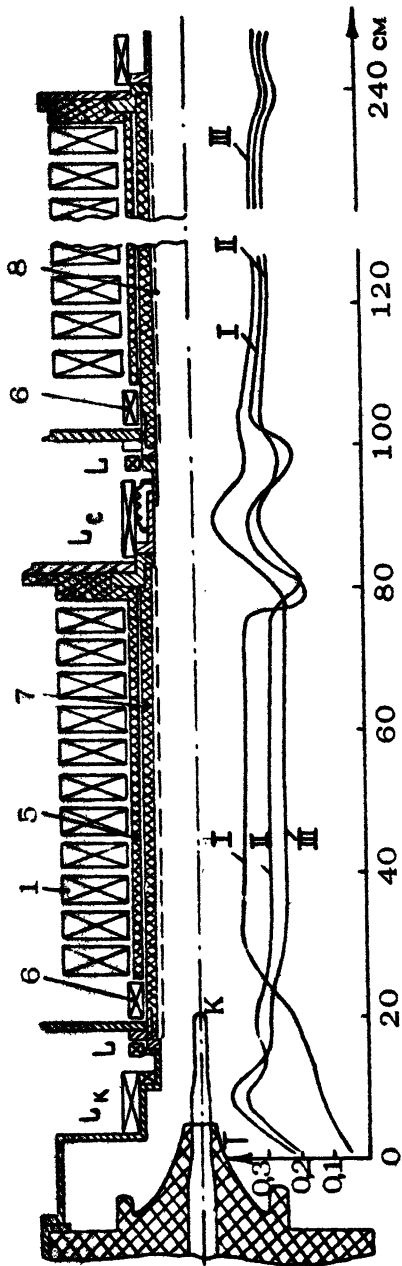
Поверх ускорительной трубки уложен однослойный оксид 5, один вывод которого заземлен, а другой через катушку 6 и ввод 15 подключен к генератору тока, выполненному на основе емкостного накопителя C_4 (рис.1,г). При протекании тока в соленоиде создается продольное магнит-

ное поле B_z , необходимое для удержания радиальных размеров электронного пучка и одновременного размагничивания ферромагнитных сердечников. С целью исключения индуцированного высокого напряжения (во время генерирования ускоряющего напряжения) на незаземленном выводе соленоида 5 этот вывод через емкость C подключен к корпусу ускорителя, что приводит к уравниванию высокого напряжения падением напряжения на индуктивности соленоида. Для выравнивания магнитного поля между ускоряющими секциями используются короткие соленоиды L_c и обмотки 6. В прикатодной области магнитное поле формируется корректирующей катушкой L_k . Включение соленоидов и корректирующих катушек осуществляется по четырем отдельным каналам через тиристоры $T_2 - T_5$. Это позволяет регулировать величину магнитного поля вдоль тракта ускорения путем изменения задержек включения приборов $T_2 - T_5$ относительно друг друга, с тем, чтобы в момент срабатывания разрядников магнитное поле достигло нужной величины.

Синхронизация работы ускорителя осуществляется от шестиканальной схемы управления, обеспечивающей требуемую последовательность срабатывания коммутирующих приборов.

Для контроля параметров напряжения и тока катода инжектора используется емкостный делитель C_d и трансформатор тока 16. Измерение тока пучка, его формы и длительности осуществляется с помощью цилиндра Фарадея путем осциллографирования получаемого сигнала.

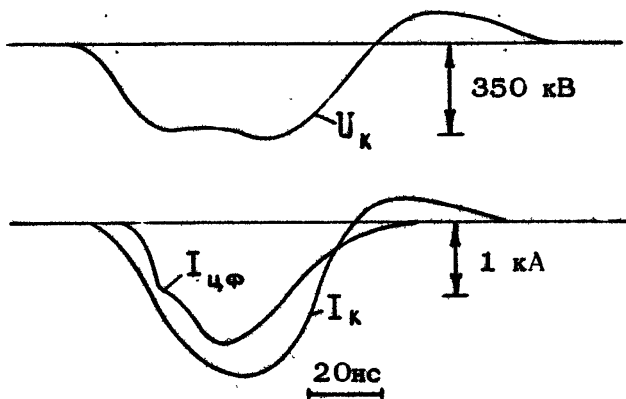
На рис.2 приведено изменение магнитного поля B_z вдоль тракта ускорителя. Все значения B_z мдт сняты при одном и том же начальном значении напряжения на накопительном конденсаторе C_4 (рис.1,г). Изменение значений B_z вдоль ускорителя осуществлялось только путем изменения задержек включения приборов $T_2 - T_5$ относительно друг друга. Например, кривая I получается в случае, если T_3, T_4, T_5 срабатывают одновременно, а тиристор T_1 - с задержкой 10^{-3} с. Собственная частота колебательного контура, образованного емкостью C_4 и всеми индуктивностями, соединенными как показано на схеме, равнялась 125 Гц. Длительность тока в обмотках фокусирующей системы составляет $4 \cdot 10^{-3}$ с. Увеличение собственной частоты



Р и с. 2. Распределение продольной составляющей магнитного поля вдоль тракта ускорения ЛИУ

контура с целью снижения эффективного значения тока в обмотках приводит к заметному демпфированию магнитного поля короткозамкнутыми витками фланцев, сальфонных соединений, особенно в областях между секциями. Так, повышение частоты в два раза (250 Гц) приводит к увеличению неоднородностей магнитного поля $B_{x \text{ min}} / B_{x \text{ ср}}$ до 80%, в то время как при частоте 125 Гц неоднородность магнитного поля может быть достигнута 30%, что является вполне приемлемой величиной с точки зрения проводки электронного пучка.

На рис.3 приведены осциллограммы напряжения и тока катода, снятых с емкостного делителя C_A и датчика тока 16 инжекторной секции, а также осциллограмма тока с цилиндра Фарадея на выходе ускорителя.



Р и с.3. Осциллограммы напряжения на катоде инжектора, полный ток инжекторной секции и ток цилиндра Фарадея (ЦФ) после ускорения в трех ускоряющих секциях

Положительный выброс в кривой тока катода вызван обратным перемагничиванием сердечника датчика тока по окончании импульса. Отпечаток следа пучка снимался на полихлорвиниловой пленке, наклеенной на цилиндр Фарадея. Автограф пучка имеет вид кольца, внутренний диаметр которого соответствует диаметру катода, а толщина следа равна

6 мм. Остаточное давление газа в ускорительном тракте практически не влияет на прохождение пучка, начиная с давления 10^{-4} мм рт.ст. и ниже. При повышении давления до 10^{-3} мм рт.ст. ток пучка увеличивается за счет ионной составляющей, а при давлении порядка $5 \cdot 10^{-3}$ и выше ток пучка исчезает из-за перемикания промежутка анод - катод. При этом ускоряющие секции начинают работать в режиме короткого замыкания (газовый разряд), который происходит вдоль внутренней поверхности ускорительной трубки.

Размеры электронного пучка легко регулируются диаметром катода при условии сохранения постоянным продольного магнитного поля. При этом отмечено, что с увеличением диаметра катода ухудшается коэффициент прохождения пучка, несмотря на то, что ток катода возрастает.

Также исследовался плоский диод, расстояние катод - сетка 13 мм (графитовый катод диаметром 20 мм, сетка - анод из вольфрамнииевого сплава, диаметр провода 0,12 мм, размер ячейки сетки 3x3 мм). При этом отмечено значительное уменьшение проводимого в ЛИУ тока, что связано с уменьшением предельного вакуумного тока в системе в случае сплошного пучка. Если в случае коаксиального диода и цилиндрического пучка с цилиндра Фарадея снимался ток около 2 кА, то в случае сплошного пучка ток пучка снижался до 1 кА при общей энергии пучка 1,5 МэВ в обоих случаях. Фокусирующее продольное магнитное поле соответствовало кривой II на рис.2 в обоих случаях.

КПД энергопреобразования электрической энергии в кинетическую энергию электронного пучка непосредственно в ускоряющей секции (энергия, запасенная в пучке, отнесенная к энергии, запасенной в ДФЛ) составляет около 85%, в то время как общий КПД ускорителя невысок (15 - 18%) из-за значительных потерь энергии в фокусирующей системе.

Необходимо однако отметить, что при переходе на частотный режим работы или при питании фокусирующих катушек постоянным током КПД энергопреобразования установки возрастает до 50 - 60%.

Рассмотренная схема исполнения ускоряющих секций ЛИУ имеет существенные преимущества перед известными конструкциями [1]:

1. Выполнение формирующей линии в виде полосковой ДФЛ из четырех обкладок и уложенных поверх ферромагнит-

ных сердечников индукционной системы позволяет исключить большое число соединительных кабелей, разъемов и т.п. Кроме того, такая конструкция позволяет наиболее полно использовать объем, занимаемый линией, что делает минимальными величины паразитных индуктивностей и емкостей.

2. Объединение фокусирующей и размагничивающей систем ускорителя позволяет исключить один источник питания, увеличить апертуру вакуумной камеры при заданном внутреннем диаметре ферромагнитных сердечников, обеспечить равномерную структуру продольного магнитного поля и равномерное распределение вихревой ускоряющей ЭДС вдоль тракта ускорителя.

3. Размещение в едином корпусе всех узлов ускоряющей секции (за исключением источников питания) приводит к существенному снижению весогабаритных характеристик ускорителя и позволяет получить высокий темп ускорения на единицу длины ускорителя.

В настоящее время ЛИУ 0,5/2000 используется как источник электронов для возбуждения лампы обратной волны с целью генерации СВЧ колебаний длиной волны 10 см в периодическом режиме, а ЛИУ 3/2000 для возбуждения лазера на свободных электронах.

Л и т е р а т у р а

1. Вахрушин Ю.П., Анацкий А.И. Линейные индукционные ускорители. М., Атомиздат, 1978.
2. Christofilos N.S., Hester R.E., Lamb W.A. High Current Linear Induction Accelerator for Electrons. - Rev.Sci.Instr., 1964, v.35, N 7, p.886.
3. Богданова В.И., Богданов О.С., Вахрушин Ю.П. и др. К вопросу формирования интенсивного неламинарного электронного потока в линейном индукционном ускорителе ЛИУ 5/5000. Препринт А-0200. Л., НИИ ЭФА, 1974.
4. Кузнецов В.С., Богданова В.И., Комаров О.Л. Расчёт внутренней структуры неламинарных аксиально-симметричных интенсивных потоков заряженных частиц. - Радиотехника и электроника, 1971, т.16, №8, с.1476.

5. Анацкий А.И., Богданов О.С., Букаев П.В. и др. Линейный индукционный ускоритель. - Атомная энергия, 1966, т.21, №6, с.439.
6. Avery R., Behrsing G., Chupp W.W. The ERA 4 MeV Injector. - IEEE Trans.Nucl.Sci., 1971, v.18, N 3, part 2, p.479.
7. Гитт В.Д., Коваленко А.Д., Рыльцев П.И. и др. Сильноточный линейный индукционный ускоритель наносекундного диапазона СИЛУНД. Препринт Р9-5601. Дубна,ОИЯИ, 1971 .
8. Фурман Э.Г. Авт.свид. №591978,-БОИПОТЗ, 1978, №5.
9. Вахрушин Ю.П., Гаген-Торн В.К. К выбору параметров электропроводящего покрытия ускорительной трубки линейного индукционного ускорителя. - ЖТФ, 1972, т.42, №7, с.1446.

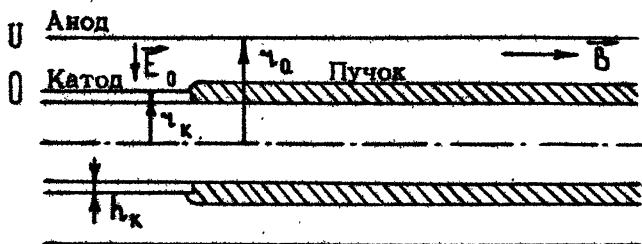
ПРОЦЕССЫ В ДИОДАХ С МАГНИТНОЙ ИЗОЛЯЦИЕЙ, ИСПОЛЬЗУЮЩИХ ВЗРЫВНУЮ ЭМИССИЮ ЭЛЕКТРОНОВ

С.П.Бугаев, Н.И.Зайцев, А.А.Ким, В.И.Кошелев,
А.И.Федосов, М.И.Фукс

ВВЕДЕНИЕ

В релятивистской высокочастотной электронике широко используются сильноточные трубчатые электронные пучки [1], формируемые коаксиальными диодами с магнитной изоляцией (КДМИ) (рис.1). В последнее время стало ясно, что пара — метры релятивистских электронных пучков (РЭП) определяются не только областью формирования (собственно диодом). На них влияют также условия транспортировки и осаждения РЭП на коллектор. В этой связи наряду с продолжением исследований динамики катодной плазмы, ответственной за изменение характеристик пучка в течение импульса [2 - 8], получены новые результаты по влиянию на свойства РЭП встречных потоков частиц с коллектора [9,10]. Со времени появления последнего обзора [1] получен ряд практически важных теоретических результатов: определена область возможных параметров РЭП, формируемого толстым катодом в регулярном канале при сильном продольном магнитном поле [11], уточнена методика расчета зависимости характеристик пучка от величины внешнего магнитного поля [12], рассмотрены стационарные состояния замагниченных РЭП в ограниченной по длине системе с произвольным плавно меняющимся профилем канала [13].

Краткий обзор результатов исследований КДМИ за последние два года излагается в настоящей работе.



Р и с. 1. Коаксиальный диод с магнитной изоляцией

ДВИЖЕНИЕ КАТОДНОЙ ПЛАЗМЫ ПОПЕРЕК МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Ранее было показано [14,15], что пробой межэлектродного промежутка катод - анод d поперек магнитного поля обусловлен распространением катодной плазмы. Последующие усилия [2 - 4] были направлены в основном на изучение движения катодной плазмы поперек однородного магнитного поля с целью выяснения его механизма. В экспериментах использовались трубчатые и торцевые катоды из различного материала. Усредненная по зазору скорость катодной плазмы измерялась по времени нарастания анодного тока [2], либо по длительности импульса напряжения на уровне 0,1 от амплитуды (t_k - время коммутации) [3], а также с помощью диафрагмы и емкостного делителя напряжения, установленного рядом с ней в канале дрейфа [4]. Использование первой методики для измерения поперечной скорости плазмы v_{pk} наиболее корректно при величине магнитного поля $B \gg B_{кр}$: ($B_{кр}$ - критическое поле, соответствующее отсечке анодного тока). Разница во временах t_k , измеряемых с помощью первой и второй методик, равна практически спаду импульса напряжения и в процентном отношении уменьшается с увеличением длительности импульса (межэлектродного заряда). Третья методика основана на компенсации объемного заряда пучка плазмой, образующейся на диафрагме при попадании на нее электронов (фиксируется время уменьшения сигнала с емкост-

ного датчика до нуля). Кроме перечисленных методов, в работе [3] динамика катодной плазмы в промежутке катод-анод исследовалась по движению светящегося фронта плазмы и по изменению распределения тока пучка, измеряемого с помощью системы коллекторов.

Исследования [2,3] показали, что при магнитных полях больше критического $B > B_{кр}$ регистрируется незначительный ток на анод до коммутации диода. Величина этого тока обычно не превышает 10% от тока выведенного пучка и не оказывает заметного влияния на пробой промежутка. Время коммутации межэлектродного зазора практически не зависит от давления остаточного газа в пределах $(1 \div 9) \cdot 10^{-5}$ торр [3]. Все рассматриваемые ниже результаты получены в указанном диапазоне давлений.

В работе [3] было обнаружено, что зависимость t_k от магнитного поля имеет максимум (рис.2), который смещается в область больших магнитных полей при уменьшении межэлектродного зазора. Максимум зависимости $t_k(B)$ наблюдается как на трубчатом, так и на торцевом катодах из графита и алюминия.

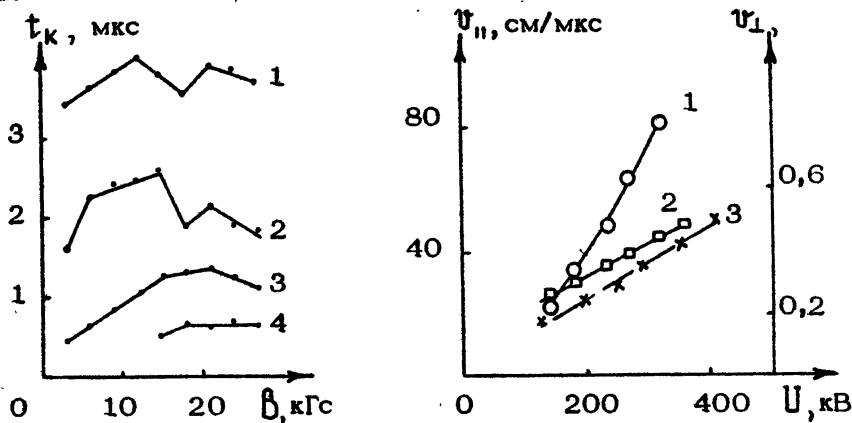
Важными характеристиками диода являются зависимости скорости катодной плазмы от напряжения на диоде U и от плотности тока пучка. Измерения в диоде с катодом из нержавеющей стали X18H10T показали, что скорость плазмы v_{p1} возрастает с увеличением напряжения линейно (рис.3) [4] или даже сильнее [2]. В работе же [3] для диода с графитовым катодом получена слабая зависимость t_k от U . Такое расхождение в результатах [2-4] может быть обусловлено как различием материалов катода, так и тем, что с изменением анодного напряжения меняется и ток пучка.

Исследования движения катодной плазмы поперек магнитного поля показали [3], что в области падающего участка зависимости $t_k(B)$ скорость плазмы возрастает с увеличением расстояния от катода. На величину v_{p1} влияет контакт плазмы с торцом катода. В диоде с торцевым катодом скорость v_{p1} в направлении к оси диода в 4 раза меньше, чем в диоде с трубчатым катодом [3].

Согласно измерениям [14,16] концентрация катодной плазмы на расстоянии от катода более 10^{-2} см равна

$n \approx 10^{15} \div 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Оценки показывают, что в

этой области магнитное давление ($B \approx 10^4 \text{ Гс}$) существенно превышает давление плазмы (температура электронов плазмы $T_e \lesssim 5 \text{ эВ}$ [17,18], энергия ионов - $\mathcal{E}_i \lesssim 100 \text{ эВ}$ [19]). Тем не менее плазма распространяется поперек сильного магнитного поля на сантиметровые расстояния.



Р и с . 2. Зависимости времени коммутации t_k диода от магнитного поля, $\tau_k = 3,0 \text{ Осм}$. 1 - $d = 2,6 \text{ см}$, $U = 190 \text{ кВ}$; 2 - $1,45 \text{ см}$, 190 кВ ; 3 - $0,65 \text{ см}$, 140 кВ ; 4 - $0,37 \text{ см}$, 90 кВ

Р и с . 3. Зависимости скорости разлета диафрагменной плазмы вдоль магнитного поля (1 - торцевая диафрагма, 3 - конусная диафрагма) и скорости расширения внешней границы электронного пучка (2) от напряжения на диоде

В работах [3,5,8] делаются попытки качественно объяснить основные закономерности распространения катодной плазмы, обнаруженные экспериментально.

Так, В.Г.Гапановичем и Л.Н.Казанским разлет катодной плазмы поперек магнитного поля интерпретируется как поляризационный дрейф в изменяющемся во времени электрическом поле (см. об этом в работе [8]).

Рост t_k с увеличением магнитного поля (рис.2) объясняется в работе [3] дрейфом плазмы в скрещенных аксиальном магнитном поле, азимутальном электрическом поле по-

ляризации и радиальном электростатическом поле. При этом уменьшение скорости v_{p1} в сторону оси диода на торце - вом катоде обусловлено уменьшением напряженности электрического поля поляризации вследствие стекания зарядов вдоль магнитного поля на торец катода. Увеличение магнитного поля приводит к росту скорости азимутального дрейфа, и во вращающейся по азимуту со скоростью $v_g \sim 10^6$ см/с неоднородной плазме возможно развитие центробежной неустойчивости [20] с инкрементом, пропорциональным величине магнитного поля H . Этим объясняется падающий участок в экспериментальной зависимости t_k от H (рис.2). Центробежная сила, возникающая вследствие азимутального дрейфа плазмы, замедляет движение катодной плазмы к оси диода. Измерения, выполненные в диоде с трубчатым [3] и торцевым катодами [26], показали, что в сильном магнитном поле v_{p1} в этом направлении меньше, чем в сторону анода.

В работе [5] представлена модель разлета катодной плазмы поперек однородного магнитного поля, включающая в себя формирование плазменного слоя вокруг катода и развитие в этом слое центробежной неустойчивости, заканчивающейся пробоем диода при подходе плазмы к аноду на расстояние, для которого магнитное поле становится критическим. В модели принимается, что на катоде при подаче высокого напряжения образуются затравочные эмиссионные центры на расстоянии l друг от друга. Согласно [21] величину l можно аппроксимировать зависимостью $l \sim A/B^{1/2}$, где $A \sim 1$ см·кГс^{1/2}. Плазма, вытекающая из этих центров со скоростью v_0 поперек силовых линий магнитного поля, поляризуется и продолжает свое движение вследствие дрейфа в скрещенных магнитном поле и азимутальном электрическом поле поляризации E_g . Скорость дрейфа по величине и направлению совпадает с v_0 . Одновременно происходит процесс размножения эмиссионных центров на катоде со скоростью v_1 [22], так что через время $\tau_0 \sim l/v_1$ промежуток между затравочными центрами полностью заполняется плазмой. Это приводит к снятию поляризации E_g и прекращению движения плазмы со скоростью v_0 . Таким образом, момент τ_0 соответствует моменту формирования сплошного плазменного слоя вокруг катода толщиной $\delta \sim \tau_0 v_0 \sim l$, поскольку $v_0 \sim v_1 \sim (1 + 3) \cdot 10^6$ см/с [22].

Образовавшийся плазменный слой неустойчив по отношению к развитию центробежной неустойчивости, поскольку он вращается по азимуту со скоростью $v_{\theta} = c E_{\rho} / B_{\rho}$, где

$$E_{\rho} = \frac{E_0}{e_{\rho}} = \frac{E_0}{1 + 4\pi n m_i c^2 / B_{\rho}^2} \sim \frac{E_0 B_{\rho}^2}{4\pi n m_i c^2}$$

радиальное электрическое поле в плазме, B_{ρ} — магнитное поле в плазме ($\sim B$), m_i — масса иона, c — скорость света.

При $d < r_k$ плазма подойдет к аноду на расстояние, для которого магнитное поле становится критическим, через время

$$t_k = \tau_0 + \tau_{ц.б.} \approx \frac{A}{v_0 B^{1/2}} + \frac{4\pi n m_i c d}{B U} \sqrt{2r_k \left(d - \frac{A}{B^{1/2}} - d_{кр} \right)}, \quad (1)$$

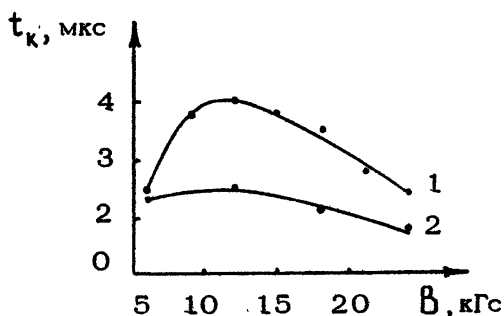
где $d_{кр} = \frac{1}{B} \left(\frac{2 m_e c^2 U + e U^2}{e} \right)^{1/2}$. Для малых магнитных полей ($d - A/B^{1/2} - d_{кр} < 0$) $t_k \approx \frac{d - d_{кр}(B)}{v_0}$.

Следует отметить, что для более полной оценки t_k по предлагаемой модели необходимо решать нелинейное уравнение движения плазмы с ненулевыми начальными условиями. Тем не менее, соотношение (1) качественно соответствует экспериментальной зависимости $t_k(B)$ с максимумом, сдвигающимся в область больших магнитных полей при уменьшении d . Величина t_k уменьшается с ростом напряжения на диоде. Для водородной плазмы с $n = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ значения t_k , оцененные по (1), в 2–3 раза превосходят экспериментальные.

В работе [5] исследована также зависимость времени перемыкания межэлектродного промежутка КДМИ от величины тока, снимаемого с катода. С увеличением тока, как видно из экспериментальных кривых $t_k(B)$, приведенных для двух значений тока (рис. 4), увеличивается и длительность импульса. Такое поведение прикатодной плазмы объясняется [5] тем, что ток, снимаемый с плазмы вдоль магнитного поля, затрудняет развитие центробежной неустойчивости.

Наряду с использованием КДМИ с однородным магнитным полем изучались диоды, помещенные в магнитное поле, нарастающее вдоль оси [6]. Такое магнитное поле приводит к

компрессии пучка, что позволяет уменьшить плотность тока, снимаемого с катода, а следовательно и интенсивность генерации плазмы. Это обстоятельство наряду с торможением плазмы в неоднородном магнитном поле дает возможность [6] генерировать РЭП длительностью 10 - 15 мкс при межэлектродных зазорах 3 - 5 см. Применение многоострийного графитового катода с площадью 250 см^2 позволило авторам [6] получить при напряжении на диоде около 150 кВ электронный пучок с током 400 А при длительности импульса 25 мкс.



Р и с. 4. Зависимости времени коммутации диода от магнитного поля, $r_k = 2,3 \text{ см}$, $d = 0,7 \text{ см}$, $U = 100 \text{ кВ}$. 1 - $I \approx 1 \text{ кА}$, 2 - $I = 0,4 \text{ кА}$

ДВИЖЕНИЕ КАТОДНОЙ И КОЛЛЕКТОРНОЙ ПЛАЗМЫ ВДОЛЬ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

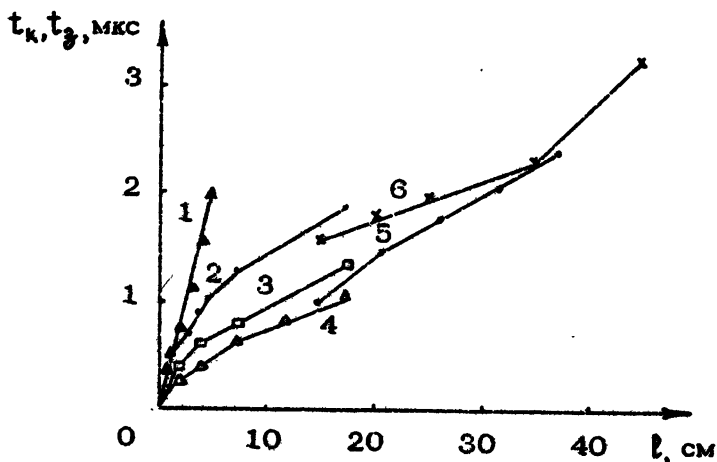
Длительность импульса тока пучка, формируемого в КДМИ, может ограничиваться пробоем не только поперек магнитного поля, но и вдоль — между катодом и коллектором [23]. При этом скорость продольного пробоя превышает 10^7 см/с .

Для выяснения механизма пробоя вдоль магнитного поля были выполнены [7] измерения скоростей разлета катодной и коллекторной плазмы с помощью емкостных делителей напряжения, установленных вдоль трубы дрейфа. Для этой же

цели исследовалось распространение световой границы плазмы (минимальный регистрируемый световой поток $\Phi_0 \approx \approx 10^{-5}$ лм). Результаты измерений времени запаздывания t_3 появления катодной плазмы на различных расстояниях от катода и времени коммутации t_k промежутка катод - коллектор приведены на рис.5. Значения t_3 фронта катодной плазмы, измеренные двумя методами, согласуются между собой и с временами коммутации для различных расстояний катод - коллектор. Изменение давления остаточного газа в пределах $10^{-5} - 10^{-3}$ торр не приводит к существенному изменению скорости пробоя вдоль магнитного поля. Появление плазмы, рождающейся на коллекторе, было обнаружено с помощью СВЧ локации [24]. Коллекторная плазма не перекрывает промежутка между коллектором и катодом (мала проводимость), но препятствует распространению электромагнитного излучения (по крайней мере, для см волн $\lambda \approx 3$ см). Фотоэлектрические измерения ($\Phi = 3 \Phi_0$) показали [7], что время запаздывания появления плазмы на коллекторе из графита и стали X18H10T равно 1,2 и 0,25 мкс соответственно, а скорость движения вдоль магнитного поля при близительной равна $5 \cdot 10^5$ см/с при плотности тока пучка около 10^2 А/см² и напряжении на диоде 200 кВ.

Использование фотоэлектрической методики позволило проследить конфигурацию и динамику движения катодной плазмы вдоль магнитного поля [7]. Обнаружено, что скорость фронта плазмы максимальна на радиусе, близком к радиусу катода (рис.6), и возрастает с увеличением расстояния от катода от $3 \cdot 10^6$ до $2 \cdot 10^7$ см/с. Скорость внутренних слоев плазмы ($\Phi = 100 \Phi_0$) практически постоянна и равна $2,6 \cdot 10^6$ см/с. Скорость фронта катодной плазмы $v_{р||}$ слабо зависит от магнитного поля и практически не зависит от материала катода. Сравнение результатов измерений, выполненных в работах [7] и [25], показывает, что средняя величина $v_{р||}$ возрастает с увеличением напряжения на диоде (тока пучка). Это следует также из данных работы [26], где с помощью фотоэлектрической методики показано, что увеличение напряжения на диоде от 200 до 300 кВ привело к увеличению $v_{р||}$ от $(3 \div 5) \cdot 10^6$ до $(7 \div 11) \cdot 10^6$ см/с.

С целью уменьшения $v_{р||}$ диод помещался в магнитную ловушку [7]. При отношении $B_{max} / B_{min} = 1,7$ скорость

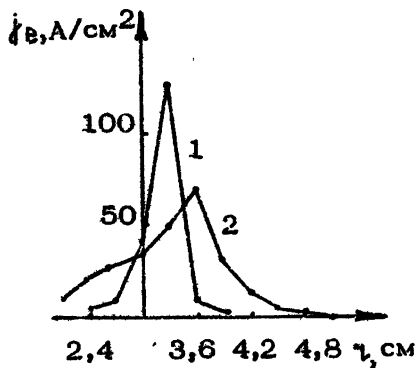
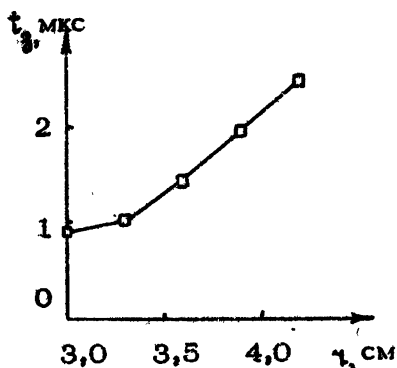


Р и с.5. Зависимости времени задержки катодной плазмы, измеренного с помощью ФЭУ (1 - $\Phi = 100 \Phi_0$, 2 - $\Phi = 10 \Phi_0$, 3 - $\Phi = 3 \Phi_0$, 4 - $\Phi = 1 \Phi_0$) и емкостных делителей напряжения (5), от расстояния катод - система регистрации, а также времени коммутации вдоль магнитного поля (6) от расстояния катод - коллектор

пробоя промежутка катод - коллектор (катодной плазмы) уменьшалась в 5 раз и составляла величину $3,3 \cdot 10^6 \text{ см/с}$. Полученные результаты позволяют объяснить отсутствие продольного пробоя в электронной пушке с нарастающим магнитным полем [27].

Характер движения катодной плазмы вдоль однородного магнитного поля можно объяснить амбиполярным ускорением в поле объемного заряда электронов плазмы [28,29]. При расширении плазмы в вакуум на ее границе происходит разделение зарядов вследствие разницы в тепловых скоростях ионов и электронов. Благодаря действию возникающего при этом электрического поля часть плазмы ускоряется вплоть до скоростей порядка тепловой скорости электронов. Существование таких скоростей плазмы в диоде экспериментально показано в работе [25].

Вследствие клинообразной геометрии эмитирующей поверхности катодной плазмы (рис.6), сильно вытянутой вдоль магнитного поля ($v_{p||}/v_{p\perp} \gg 1$), максимум плотности тока микросекундного электронного пучка (рис.7), формируемого в диоде с кольцевым катодом, находится внутри пучка, а не на внешней границе [3]. Аналогичный результат получен и для пучка, формируемого в диоде с торцевым катодом [30]. Сравнительные эксперименты [3] показали, что при использовании графитового эмиттера максимум распределения тока $I_e(r)$ находится ближе к внешнему радиусу катода, а полный ток пучка I растет во времени медленнее, чем в случае алюминиевого эмиттера.



Р и с. 6. Зависимости времени задержки катодной плазмы от радиуса на расстоянии 17,5 см от катода при $r_k = 3,0$ см, $\Phi = 3\Phi_0$

Р и с.7. Радиальное распределение тока электронного пучка с трубчатого алюминиевого катода :

$r_k = 3,0$ см, $r_0 = 5,6$ см. 1 - $t = 1,0$ мкс, 2 - $t = 2,2$ мкс

Для фиксации внешней границы пучка без существенной потери тока (ток в основном переносится во внутренней области) пучок можно диафрагмировать в трубе дрейфа перед электродинамической системой СВЧ прибора. Очевидно, что высаживание периферийной части пучка на диафрагму может привести к образованию плазмы. Исследования распростра-

нения плазмы, образующейся на диафрагме, вдоль магнитного поля были выполнены в работе [4]. Схема эксперимента была следующей. Между катодом и емкостным делителем напряжения устанавливалась диафрагма, положение которой относительно делителя изменялось. При подходе плазмы в область делителя происходила компенсация объемного заряда пучка, и сигнал с делителя уменьшался до нуля, а затем менял полярность. Результаты измерений скорости плазмы с торцевой и конической (угол полуоткрыва 25° в сторону катода) диафрагм в зависимости от напряжения на диоде приведены на рис.3. Максимальная скорость разлета плазмы с торцевой диафрагмы составляет $8 \cdot 10^7$ см/с, с конической же — вдвое меньше. Исследования показали [31], что скорость плазмы с диафрагмы пропорциональна разности потенциалов между пучком и трубой дрейфа. Это позволило сделать вывод, что скорость плазмы определяется величиной пространственного заряда пучка.

Наличие плазмы на коллекторе [7.24] должно приводить к формированию ионного потока, ускоренного в сторону катода. В работе [9] показано, что встречный поток ионов существенно не изменяет величину тока пучка, но может заметно увеличить его потенциал. Это позволило авторам [9] сделать вывод о том, что наблюдавшееся в экспериментах с пучком микросекундной длительности нарастание коллекторного тока происходило не из-за компенсации его пространственного заряда ионным потоком, а в результате появления токов проводимости в плазме (катодной и коллекторной), заполнявшей канал транспортировки.

Значительное влияние на параметры РЭП, сформированного КДМИ, могут оказывать потоки отраженных от коллектора электронов. В экспериментах [10] отмечено снижение потенциала пучка примерно на 25% и одновременное уменьшение тока на 5–10% при замене бериллиевого коллектора на вольфрамовый. Аналитический расчет [10] показывает, что влияние отраженных электронов на параметры РЭП может быть еще более сильным.

ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ, ФОРМИРУЕМЫХ В КДМИ

В области теоретического исследования задачи формирования пучка в КДМИ ко времени выхода предыдущего обзора [1] в основных чертах уже были сформулированы модели и физические представления, которые в ряде случаев позволяли сделать вполне определенные заключения о параметрах электронного пучка.

Как известно [32], для диода, изображенного на рис. 1, при бесконечно сильном ведущем магнитном поле β использование законов сохранения энергии и z -компоненты полного импульса частиц и электростатического поля позволяет однозначно найти энергию γ_0 и ток I тонкого электронного пучка при малой толщине катода h_k :

$$\gamma_0 = \sqrt{2\gamma_R + \frac{1}{4}} - \frac{1}{2} ; \quad \mathfrak{z} = \bar{\mathfrak{z}}(\gamma = \gamma_0); \quad \bar{\mathfrak{z}}(\gamma) = (\gamma_R - \gamma_0) \sqrt{\gamma_0^2 - 1} / \gamma_0 \quad (2)$$

Здесь $\gamma_R = 1 + U$, где U — напряжение на диоде в единицах mc^2/e ; \mathfrak{z} — параметр, связанный с током пучка I соотношением $\mathfrak{z} = 2I \ln(r_a/r_k)$, где I — ток РЭП в единицах mc^3/e . Обозначение $\bar{\mathfrak{z}}(\gamma)$ используется для известной связи (2), характеризующей возможные стационарные состояния пучка в неограниченном по длине канале транспортировки постоянного радиуса.

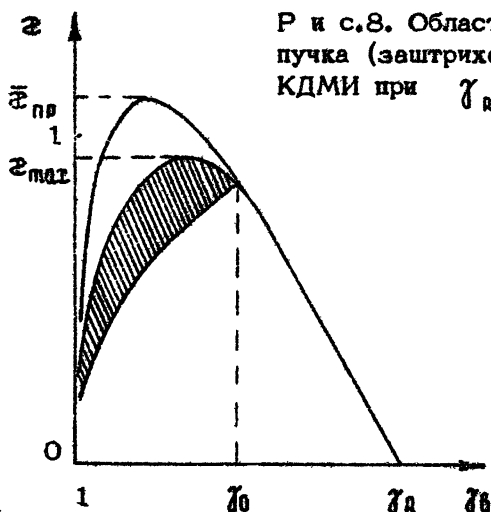
Приближение бесконечно сильного магнитного поля, в котором получены соотношения (2), заведомо выполняется, если [11,33]

$$\frac{\gamma_R}{R} = \frac{mc^2}{e\beta} \sqrt{\frac{E}{\beta}} \ll 1, \quad \frac{E}{\beta} \ll \sqrt{\gamma_R - 1}, \quad (3)$$

где $E = \frac{mc^2}{eR} (\gamma_R - 1)$, $c\beta$ — значение скорости электронов в канале дрейфа. При получении оценки (3) предполагалось, что межэлектродный зазор порядка радиуса катода.

Определим теперь область возможных параметров РЭП, формируемых в КДМИ с произвольной торцевой поверхностью катода, работающего в режиме ограничения эмиссии объем —

ным зарядом. Ранее аналогичная задача была решена [34] для распределения тока, нарастающего к периферии пучка. В работах [11,33] эти параметры находятся в более общем случае, используя, кроме законов сохранения энергии и импульса, лишь условие неположительности объемного заряда пучка.



Р и с.8. Область допустимых параметров пучка (заштрихована), формируемого в КДМИ при $\gamma_R = 3$

На рис.8 область допустимых параметров J, γ_0 (заштрихована) показана для $\gamma_R = 3$. Здесь γ_0 - релятивистский фактор электронов на внешней стенке пучка ($\gamma = \gamma_K$) в пространстве дрейфа, J_{max} - максимально допустимый ток пучка в диоде. Для произвольного γ_R ток J_{max} дается следующим выражением:

$$J_{max} = \frac{(\gamma_R - 1)^2}{(\gamma_R^{3/2} + 2) \sqrt{\gamma_R^{2/3} + 1}} \quad (4)$$

На рис.8 для сравнения изображена также зависимость $\bar{J}(\gamma_0)$. $\bar{J}_{пр} = (\gamma_R^{2/3} - 1)^{3/2}$ - соответствующий предельный ток.

С практической точки зрения представляется интересным также вопрос о величине потока кинетической энергии W электронного пучка, формируемого в КДМИ. Согласно [11,

33]. максимальное значение W реализуется при формировании тонкого пучка с параметрами (2):

$$W_{\max} = \frac{m_e^2 c^5}{2e^2 \ln(r_a/r_k)} (\gamma_0 - 1) \bar{z}(\gamma_0). \quad (5)$$

В той же геометрии, но с тонкостенным катодом, уточненная изложенная в работах [35, 36] на основе бриллюэновской модели пучка методика расчета параметров РЭП при произвольной величине внешнего магнитного поля β . В отличие от [35, 36], где использовано предположение о реализации в регулярной системе предельного тока канала, задача о формировании РЭП решена в статье [12] с учетом законов сохранения потоков импульса и момента импульса полей (электрического и магнитного) и электронов пучка. Расчетные интегральные характеристики пучка хорошо согласуются с экспериментально наблюдаемыми в широком интервале магнитных полей. Учет диамагнетизма пучка оказался существенным только в области диода, где азимутальный дрейф преобладает над аксиальным. Нарастание тока при уменьшении поля β до значений, близких к критическому, сказывается сильнее при больших отношениях радиуса анода r_a к радиусу катода r_k . В сформированном пучке диамагнетизм не оказывает заметного влияния на свойства РЭП — внутренний его радиус остается практически равным r_k . При сильной замагниченности ($\beta \delta \ll 1$) толщина трубчатого пучка δ уменьшается пропорционально β^{-2} , и при $\beta \rightarrow \infty$ система уравнений [12], определяющая параметры РЭП, вырождается в соотношения (2).

Для неограниченных по длине регулярных систем, таким образом, свойства РЭП, формируемого в КДМИ, исследованы довольно подробно. В релятивистской высокочастотной электронике, однако, используются, как правило, нерегулярные ограниченные по длине каналы, включающие в себя отрезки регулярных каналов разного сечения, диафрагмы, гофрированные волноводы и т.д. Приведем результаты исследования [13] краевой задачи формирования сильно замагниченного РЭП в КДМИ с тонкостенным трубчатым катодом и транспортировки этого пучка в ограниченном канале с произвольным медленно меняющимся вдоль оси z профилем $r_a(z)$.

При плавном изменении параметров РЭП $(2L_{||}/r_{0a})^2 \gg 1$ ($L_{||}$ - характерный масштаб изменения потенциала пучка) уравнение Лапласа для потенциала ψ с учетом условия на стенке канала (при $r=r_{0a}(z)$) $\psi=U$, скачка электростатического поля на границе с пучком $(\frac{\partial \psi}{\partial r})_{r_{k+0}} - (\frac{\partial \psi}{\partial r})_{r_{k-0}} = 4\pi G$ (G - поверхностная плотность заряда) и закона сохранения энергии $\gamma(z) = 1 + \psi(r_k, z)$ сводится к обыкновенному дифференциальному уравнению относительно энергии электронов γ :

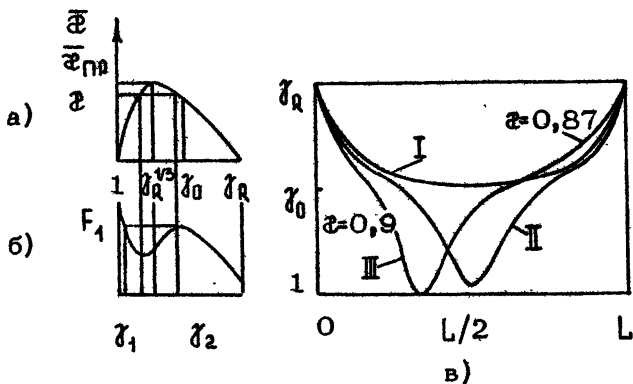
$$\frac{d^2 \gamma}{d\xi^2} + (\gamma_R - \gamma)f - g \frac{\gamma \gamma'}{\sqrt{\gamma^2 - 1}} = 0. \quad (6)$$

Здесь $\xi = \sqrt{2} z / \sqrt{[1 + \ln(r_0/r_k)] \ln(r_0/r_k)}$, r_0 - поперечный масштаб системы, $f(\xi) = g \ln(r_0/r_k) / \ln(r_0/r_k)$, $g(\xi) = [1 + \ln(r_0/r_k)] / [1 + \ln(r_0/r_k)]$, $\gamma = 2I \ln(r_0/r_k)$. В случае регулярного канала $r_{0a}(\xi) = \text{const}$ уравнение (6) имеет интеграл

$$C = F(\gamma) + G(\gamma'),$$

в котором $F(\gamma) = (2\gamma_R - \gamma) - 2\gamma \sqrt{\gamma^2 - 1}$, $G(\gamma') = (\gamma')^2 = (d\gamma/d\xi)^2$.

Постоянная C имеет тот же смысл, что и гамильтониан консервативной механической системы, представляющей собой сумму потенциальной и кинетической энергий. Используя такую аналогию, легко построить качественную теорию. Зависимость $\bar{\mathcal{E}}(\gamma) = (\gamma_R - \gamma) \sqrt{\gamma^2 - 1} / \gamma$ (рис.9,а), исчерпывающая все возможные состояния РЭП в случае $\partial/\partial z = 0$, для ограниченных систем определяет лишь геометрическое место экстремальных точек функции $F(\gamma)$ (рис.9,б): первый максимум этой функции находится при $\gamma = 1$, второй соответствует высокоэнергетичной ($\gamma_2 > \gamma_R^{1/3}$) ветви $\bar{\mathcal{E}}(\gamma)$, минимум - низкоэнергетичной ($\gamma_3 < \gamma_R^{1/3}$) ветви. Используя характер изменения "потенциальной" функции $F(\gamma)$ в зависимости от ξ , нетрудно рассмотреть возможные состояния РЭП в таких часто встречающихся ситуациях, как формирование пучка в КДМИ и инжекция РЭП в канал, ограниченный плоскостями с фиксированными на них потенциалами γ_R . В безграничной системе, как отмечалось выше, ток РЭП, фор-



Р и с. 9. Зависимости тока \bar{x} в неограниченном канале (а) и "потенциальной" функции $F(\gamma)$ от энергии электронов γ (б); распределения γ по длине ограниченного канала (в)

мируемый в КДМИ, характеризуется [2] параметром $\bar{x} = \bar{x}(\gamma_0)$ (при этом $F(\gamma_2) = F(\gamma=1)$). С приближением коллектора к катоду ток пучка возрастает и может стать больше предельного тока, \bar{x}_{np} неограниченного по длине канала транспортировки. При инжекции РЭП с током $\bar{x} > \bar{x}(\gamma_0)$ в канал через прозрачное для электронов сечение (фольга, сетка, диафрагма) в системе возможны три состояния (рис.9,в): состояние I имеет минимальную энергию $\gamma_{min} > \gamma_2$, в состоянии II $\gamma_1 < \gamma_{min} < \gamma_1$, где γ_1 - значение энергии, при которой $F(\gamma_1) = F(\gamma_2)$ (рис.9,а,б), и еще одно физически реализуемое состояние электронного потока - состояние III, когда в какой-либо точке канала $\gamma = 1$, $\gamma' = 0$, а плотность заряда стремится в бесконечность. В этой точке, называемой виртуальным катодом, происходит редукция тока - с увеличением инжекции все большая часть электронного потока отражается от виртуального катода, а сам виртуальный катод смещается к плоскости инжекции. Начиная с некоторого тока $\bar{x} > \bar{x}(\gamma_0)$, состояния I и II пропадают, и остается лишь одно решение - состояние III.

Реализация того или иного состояния зависит как от величины \bar{x} , определяемой полным объемным зарядом в

плоскости инжекции, так и от того, каким путем эта величина \mathcal{E} достигнута. На рис.10 приведены зависимости γ_{min} и тока \mathcal{E}_{col} , проходящего на коллектор, от \mathcal{E} . При нарастании \mathcal{E} γ_{min} состояния I постепенно уменьшается, и при $\mathcal{E} = (\gamma^2 - 1)^{3/2}$ происходит срыв в состояние III. (Такая ситуация может возникнуть при движении прикатодной плазмы в диоде к входной плоскости канала транспортировки, т.е. при уменьшении межэлектродного зазора в диоде. Переход РЭП в состояние III ограничивает длительность импульса при практическом использовании пучка). При обратном ходе тока виртуальный катод пропадает при другом значении \mathcal{E} (для бесконечно длинного канала - при $\mathcal{E} = \bar{\mathcal{E}}(\gamma_0)$). Такие же гистерезисные явления имеют место и с изменением длины канала при фиксировании параметра \mathcal{E} . Наличие двух характерных точек бифуркаций является, по-видимому, общим свойством однонаправленного электронного потока, пронизывающего пространство, ограниченное эквипотенциальной поверхностью произвольной формы. Для детального исследования поведения системы вблизи этих точек уже приходится рассматривать нестационарную задачу.

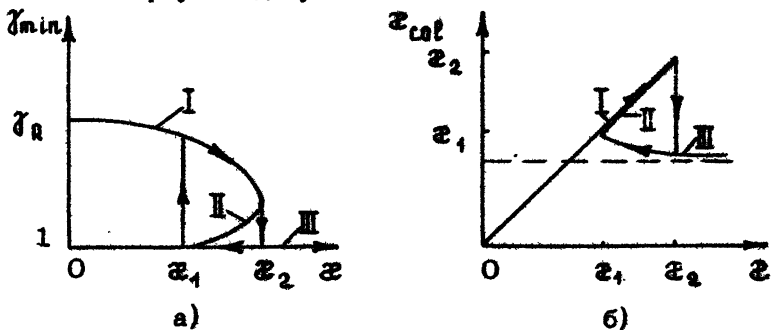


Рис.10. Зависимости минимальной энергии γ_{min} стационарных состояний РЭП (а) и коллекторного тока \mathcal{E}_{col} (б) от параметра \mathcal{E}

Рассмотрение нестационарных процессов крайне важно в условиях типичного для генерации РЭП импульсного режима работы. Не случаен наблюдающийся в последнее время все возрастающий интерес к нестационарным явлениям при форми-

равании и транспортировке РЭП [37-39], как в связи с традиционными задачами о неустойчивостях пучка, так и с рассмотрением переходных процессов.

В работе [38] сформулированы уравнения для достаточно медленных процессов в тонкостенном замагниченном пучке и на их основе исследованы устойчивости стационарных состояний РЭП. Показано, что инкремент нарастания колебаний низкоэнергетического состояния II пропорционален $(R_p^2 - 1)$, где $R_p^2 = \frac{\omega}{(\gamma^2 - 1)^{3/2}}$. Такая неустойчивость связана с появлением при $R_p^2 > 1$ волны, переносящей энергию в $(-\chi)$ -направлении и ответственной за появление обратной связи в системе. Эта обратная связь приводит к абсолютной неустойчивости. Характер неустойчивости состояния II для РЭП, распространяющегося в вакуумном канале, имеет ту же природу, что и неустойчивость Пирса [20], известная для ограниченных систем с компенсированным электронным пучком.

На основании созданной для расчета нестационарных процессов вычислительной программы в работе [39] рассмотрена динамика образования виртуального катода при инжекции РЭП в вакуумные регулярный и нерегулярный каналы.

МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ ПУЧКА

При генерации СВЧ излучения приборами, преобразующими в излучение энергию продольного движения электронных пучков, одним из основных требований к качеству пучка является малость поперечной скорости электронов β_{\perp} по отношению к их продольной скорости β_{\parallel} ($\beta_{\perp}^2 \ll 1/\gamma^2$). Поэтому при создании и модификации диодов с магнитной изоляцией необходим контроль за величиной β_{\perp} . При разработке таких контрольных методов необходимо учитывать, чем определяется уширение пучка по отношению к геометрии, задаваемой катодным электродом.

В КДМИ наносекундного диапазона с тонкостенным трубчатым катодом величину β_{\perp} можно определить по формуле

$$\beta_{\perp} = \rho_A \omega_B / \gamma c, \quad (7)$$

если значение ларморовского радиуса электронов ρ_A тем или иным способом измерено экспериментально. ($\omega_B = eB/m$).

В работе А.С.Ельчанинова и др.*) толщина трубчатого пучка δr при $U = 400$ кВ, $I = 2 - 3$ кА, $\tau_{\text{ц}} = 25$ нс, $r_{\text{ц}} = 30$ мм, $r_k = 7,5$ мм определялась следующим образом. В канале транспортировки радиусом 14 мм соосно с пучком располагалась графитовая диафрагма в виде цилиндра с длиной, превышающей шаг ларморовской траектории электронов. При этом снимались осциллограммы тока, прошедшего через диафрагму I_B , и полного тока в канале транспортировки I_0 для каждого значения магнитного поля B . На рис.11,а представлены зависимости $\eta = I_B/I_0$ от B для трех различных диафрагм. Из таких графиков можно определить $\rho_A(B)$, считая, что при $2\rho_A = \delta r$, где δr - разность радиусов диафрагмы и катода, пучок полностью проходит через диафрагму (т.е. $\eta = 1$). Зависимость $\delta r(B)$, соответствующих уровню прохождения $\eta = 0,9$, представлена на рис.11,б. Формула (7) с учетом этой кривой дает зависимость $\beta_{\perp} \sim B^{-1}$.

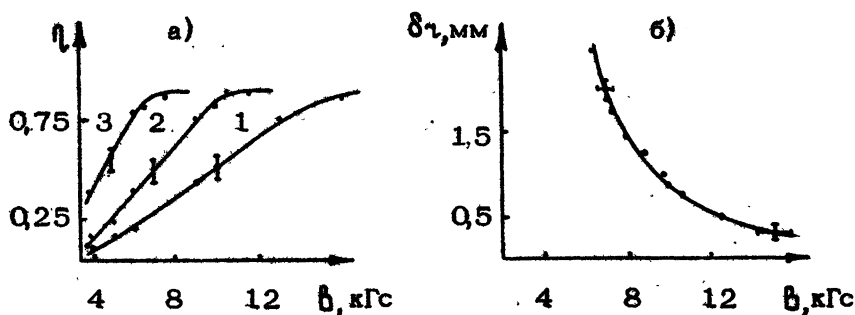
При $B = 10$ кГс $\beta_{\perp} \approx 0,2$.

В работе [41] на пути электронов ставилась тонкая лавсановая пленка, прозрачная для электронов пучка. Электроны, проходя через нее, вызывали люминесцентное свечение, которое фотографировалось с торца канала транспортировки. Если инжекция электронов происходит под некоторым определенным углом к силовым линиям магнитного поля, то при транспортировке вдоль канала радиус пучка испытывает периодические колебания, связанные с движением электронов по спиральным траекториям. Радиус спиральной траектории равен ларморовскому ρ_A и может быть определен наряду с пространственным периодом движения в продольном направлении L_{\parallel} из фотографий свечения лавсановой пленки, установленной на разных расстояниях вдоль канала. Эти величины позволяют рассчитать β_{\perp} по формуле (7), а также продольную скорость электронов β_{\parallel} и релятивистский фактор γ :

*)Ельчанинов А.С., Загулов Ф.Я., Коровин С.Д., Ростов В.В. Об исследовании структуры сильноточного РЭП, формируемого в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. (Доклад на Всесоюзном семинаре "Высокочастотная релятивистская электроника" (Томск, 1980)).

$$\beta_{\parallel} = \frac{L_{\parallel} \omega_p}{2\pi c \gamma}; \quad \gamma^2 = 1 + \frac{\omega_p^2}{c^2} \left(\frac{L_{\parallel}^2}{4\pi^2} + \beta_{\perp}^2 \right). \quad (8)$$

В работе [40] эксперименты проводились при $U = 300$ кВ, $I = 400$ А, $\tau_{\text{и}} = 30$ нс. Электроны инжектировались под углом 30° к силовым линиям магнитного поля. Экспериментально определенные значения γ , β_{\parallel} и β_{\perp} совпали с расчетными. Было обнаружено, что начальный угловой разброс электронов приводит к тому, что на некотором расстоянии от плоскости инжекции происходит перемешивание электронов по фазам, так что яркое свечение от основной группы электронов наблюдается на фоне более слабого свечения от электронов, имеющих угол инжекции отличный от 30° . Таким образом, при фотометрировании следа пучка на разных расстояниях от плоскости инжекции может быть получена информация о функции распределения электронов по углам.



Р и с. 11. Экспериментальные зависимости
 а - коэффициента η прохождения пучка
 через диафрагмы с диаметрами: 1 - $d_1 = 15,6$ мм,
 2 - $d_2 = 17$ мм, 3 - $d_3 = 20$ мм; б - ради-
 ального уширения пучка δr при $\eta = 0,9$ от
 величины магнитного поля B

Как отмечалось, описанные методы определения β_{\perp} применимы только в КДМИ наносекундного диапазона, когда уширение катодной плазмы практически не влияет на толщину пучка. В КДМИ микросекундного диапазона это условие не выполняется, поэтому возникает необходимость использо-

вания принципиально иных методов, каким, к примеру, может служить измерение диамагнитных свойств электронного пучка *). Сигнал с диамагнитного датчика, охватывающего электронный поток, равен

$$U_q = \frac{2\pi I}{\tau c^3 B (\gamma_z^2 - 1)} \left[I + \frac{mc^3}{e} \gamma_z^4 (\gamma_z - 1)^{1/2} \beta_1^2 \right] \frac{S_R - S_D}{S_R}, \quad (9)$$

где β_1^2 - среднеквадратичное значение поперечной скорости, $\gamma_z = 1/(1 - \beta_z^2)$, τ - постоянная интегрирующей цепочки, S_R и S_D - сечения канала и датчика. При сильном магнитном поле в КДМИ с анодом постоянного сечения и трубчатым катодом γ_z приближенно находится по формуле (2), так что, используя результаты измерений тока I и анодного напряжения U из (9), нетрудно определить β_1 .

Для определения параметров РЭП микросекундной длительности перспективно также использование корпускулярной диагностики. Например, с помощью тока отрицательных ионов, рождающихся при взаимодействии РЭП с остаточным газом, при нормальном для использования пучка в СВЧ приборе давлении $p < 10^{-4}$ торр удалось измерить среднюю энергию электронов [41]. В принципе, этот метод позволяет найти и распределение энергии электронов в пучке.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

До сих пор РЭП наносекундной длительности (10^{-8} - 10^{-7} с) использовался главным образом для создания СВЧ генераторов, обладающих хорошими адаптивными свойствами по отношению к изменениям параметров пучка. Существующие методы определения интегральных характеристик РЭП и грубые оценки разброса электронов по скоростям были вполне приемлемы для обеспечения нормального режима работы таких приборов.

*) Бугаев С.П., Ким А.А., Кошелев В.И. Измерение энергии поперечного движения электронов пучка, формируемого в диеэлектрике с магнитной изоляцией. (Доклад на Всесоюзном семинаре "Высокочастотная релятивистская электроника" (Томск, 1980)).

Современные потребности релятивистской высокочастотной электроники: повышение коэффициента полезного действия СВЧ генераторов, освоение миллиметрового и более коротковолновых диапазонов, увеличение энергии излучения в импульсе — ставят перед электронной оптикой новые задачи.

Повышение КПД и использование пучков в коротковолновых приборах (например, в МЦР или в приборах, работающих в режиме лазера на свободных электронах — скаттронах, убитронах и т.д.) диктуют более жесткие ограничения на фазовый объем (разброс скоростей) сильноточных пучков. Для поиска оптимальных электронно-оптических систем, формирующих требуемые пучки (в общем случае, криволинейные), необходимы более точные методы расчета, позволяющие прогнозировать микроструктурные параметры РЭП (функцию распределения электронов по координатам и скоростям), а также надежный экспериментальный контроль этих параметров.

С целью дальнейшего увеличения энергии импульса высокочастотного излучения целесообразно продолжить исследование систем формирования РЭП с неоднородными магнитными полями. В таких системах влияние дестабилизирующих факторов: движения катодной плазмы, являющейся эмиттером электронов, и непрозрачной для СВЧ излучения коллекторной плазмы — может быть существенно ослаблено. Представляется перспективным и применение высокопереванских пушек с компрессией [42,43] на основе термокатодов, а также плазменных катодов с квазистационарной эмитирующей границей.

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. Глейзер И.З., Диденко А.Н., Усов Ю.П. и др. Токопрохождение поперек магнитного поля в электронном диоде с магнитной изоляцией. — ЖТФ, 1980, т.50, №6, с.1323.
3. Бугаев С.П., Ким А.А., Климов А.И., Кошелев В.И. О механизме распространения катодной плазмы поперек магнитного поля в бесфольговых диодах. — Физика плазмы, 1981, т.7, №3, с.529.

4. Зайцев Н.И., Кораблев Г.С., Шемякин Б.П., Элементы динамики катодной и коллекторной плазмы в диоде с магнитной изоляцией. - Физика плазмы, 1981, т.7, №3, с.562.
5. Bougaev S.P., Kim A.A., Klimov A.I., Koshelev V.I. Study of cathode plasma expansion in high current magnetically insulated diodes. - In: Proc. IV Inter. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology, Palaiseau, 1981.
6. Ройфе И.М., Буршев В.А., Василевский М.А., Энгель - ко В.И. Экспериментальное исследование диода с магнитной изоляцией при длительности импульса $\approx 10^{-5}$ с. - ЖТФ, 1980, т.50, №5, с.944.
7. Бугаев С.П., Ким А.А., Климов А.И., Кошелев В.И. О механизме вакуумного пробоя и разлета катодной плазмы вдоль магнитного поля в бесфольговых диодах - ЖТФ, 1980, т.50, №11, с.2463.
8. Кузнецов Э.И., Попов Ю.П., Пистунович В.И. и др. Сессия научного совета по комплексной проблеме "Физика плазмы" АН СССР. - Физика плазмы, 1980, т.6, №5, с.1179.
9. Зайцев Н.И., Кулагин И.С., Нечаев В.Е. О влиянии потока ионов из коллекторной плазмы на формирование сильноточных релятивистских электронных пучков в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. - Физика плазмы, 1981, т.7, №4.
10. Зайцев Н.И., Кораблев Г.С., Кулагин И.С., Нечаев В.Е. О влиянии потоков отраженных электронов на формирование сильноточного пучка в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №11, с.673.
11. Беломытцев С.Я., Литвинов Е.А., Месян Г.А., Федосов АИ. Характеристики электронного пучка, формируемого в диоде с магнитной изоляцией. - Физика плазмы, 1981, т.7, №1, с.86.
12. Фукс М.И. Формирование релятивистского электронного пучка в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией. - ЖТФ, 1982, т.52, №1.
13. Ковалев Н.Ф., Фукс М.И. О стационарных состояниях тонкостенных сильноточных релятивистских электронных пучков. Препринт №13, Горький, ИПФ АН СССР, 1980.

14. Бакшт Р.Б., Бугаев С.П., Кошелев В.И. и др. О свойствах катодной плазмы в диоде с магнитной изоляцией. - Письма в ЖТФ, 1977, т.3, №13, с.593.
15. Кошелев В.И. О разлете катодной плазмы в поперечном магнитном поле. - Физика плазмы, 1979, т.5, №3, с.698.
16. Bekefi G., Orzechowski T.I., Bergeron K.D. Electron and plasma flow in a relativistic diode subjected to a crossed magnetic field. - In: Proc. Inter. Topical Conf. on Electron Beam Research and Technology. Albuquerque, 1975, v.1, p.303.
17. Бакшт Р.Б., Кудинов А.П., Литвинов Е.А. Исследование состава прикатодной плазмы в начальной фазе вакуумного разряда. - ЖТФ, 1973, т.43, №1, с.146.
18. Бакшт Р.Б., Кабламбаев Б.А., Раздобарин Г.Т., Ратахин Н.А. Измерение параметров плазмы в диоде с взрывной эмиссией электронов методом томсоновского рассеяния. - ЖТФ, 1979, т.49, №6, с.1245.
19. Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. Взрывная эмиссия электронов. - УФН, 1975, т.115, №1, с.101.
20. Михайловский А.В. Теория плазменных неустойчивостей, т.2. М., Атомиздат, 1977.
21. Беломытцев С.Я., Коровин С.Д., Месяц Г.А. Эффект экранировки в сильноточных диодах. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, №18, с.1089.
22. Проскуровский Д.И., Пучкарев В.Ф. Возникновение новых эмиссионных центров на катоде в процессе коммутации электрического тока в вакууме. III. Влияние поперечного магнитного поля. - ЖТФ, 1980, т.50, №10, с.2120.
23. Бакшт Р.Б., Бугаев С.П., Кошелев В.И. и др. Взрывная эмиссия электронов в диоде с магнитной изоляцией. - В сб.: Тезисы докладов Всесоюзного симпозиума по не-накаливаемым катодам. Томск, 1977, с.7.
24. Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф., Кораблев Г.С., Шемякин Б.П. Исследование коллекторной плазмы в коаксиальной пушке с магнитной изоляцией. - В сб.: Тезисы докладов III Всесоюзного симпозиума по сильноточной импульсной электронике. Томск, 1978, с.32.

25. Бугаев С.П., Ким А.А., Кошелев В.И. Потенциал трубчатого электронного пучка, формируемого в диоде с магнитной изоляцией. - ЖТФ, 1979, т.49, №8, с.1790.
26. Zaitsev N.I., Korabl'ov G.S., Nechaev V.E. et al. Peculiarities of the high-current beam formation for the relativistic microwave oscillators. - In: Proc. III Inter. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. Novosibirsk, 1979, p.749.
27. Ройфе И.М., Стекольников Б.А., Энгелько В.И. Получение и исследование сильноточного электронного пучка микросекундной длительности. - ЖТФ, 1976, т.46, №12, с.2563.
28. Гуревич А.В., Парийская Л.В., Питаевский Л.П. Автомодельное движение разреженной плазмы. - ЖЭТФ, 1965, т.49, №8, с.645.
29. Crow I.E., Auer P.L., Allen I.E. The expansion of a plasma into a vacuum. - I. plasma phys., 1975, v.14, N1, p.66.
30. Беломятцев С.Я., Бугаев С.П., Кошелев В.И. и др. О характеристиках трубчатого электронного пучка, формируемого в диодах с магнитной изоляцией. - Письма в ЖТФ, 1978, т.4, №23, с.1438.
31. Зайцев Н.И., Кораблев Г.С. О механизме ускорения коллекторной плазмы в канале транспортировки сильноточного релятивистского электронного пучка. - ЖТФ, 1982, № 1.
32. Федосов А.И., Литвинов Е.А., Беломятцев С.Я., Бугаев С.П. К расчету характеристик электронного пучка, формируемого в диодах с магнитной изоляцией. - Изв. вузов. Физика, 1977, №10, с.134.
33. Belomytsev S.Ya., Bougaev S.P., Kim A.A. et al. Investigation of the coaxial magnetic insulated diode perveance. In: Proc. III Inter. Topical Conf. on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology. Novosibirsk, 1979, p.533.
34. Нечаев В.Е. Формирование электронного пучка в коаксиальной пушке в сильном продольном магнитном поле. - Физика плазмы, 1979, т.5, №3, с.706.

35. Нечаев В.Е., Фукс М.И. Формирование трубчатого сильно-точного пучка релятивистских электронов в системах с магнитной изоляцией (приближенный расчет). - ЖТФ, 1977, т.47, №11, с.2347.
36. Воронин В.С., Крастелев Е.Г., Лебедев А.Н., Яблоков Б.Н. О предельном токе релятивистского электронного пучка в вакууме. - Физика плазмы, 1978, т.4, №3, с.604.
37. Иванов В.С., Кременцов С.И., Куценко В.А. и др. Не-стационарные явления при транспортировке сильноточных электронных пучков в нерегулярных волноводах. - ЖТФ, 1981, т.51, №3, с.561.
38. Fuchs M.I., Kovaljov N.F. States of the thin-walled beam of relativistic electrons in limited channels. - In: Contributed Papers of X European Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, v .1, Moscow, 1981, M-4.
39. Березин Ю.А., Брейзман Б.Н., Вшивков В.А. Численное моделирование инжекции мощного электронного пучка в вакуумную камеру с сильным магнитным полем. - ПМТФ, 1981, №1, с.3.
40. Кременцов В.И., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. Измерение параметров релятивистского сильноточного электронного пучка методом регистрации свечения тонких диэлектрических пленок. - ЖТФ, 1980, т.50, №11, с.2469.
41. Болотов В.Е., Зайцев Н.И., Кораблев Г.С. и др. Исследование возможностей диагностики сильноточного релятивистского пучка методом ионного тока. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, №16, с.103.
42. Чернов З.С., Бернашевский Г.А., Файкин Ф.Ф. Центробежно-электростатический метод формирования электронных потоков. - Радиотехника и электроника, 1978, т.23, №9, с.1956.
43. Прудковский Г.П., Хотина А.В. Магнетронно-центробежная электронная пушка. - ДАН СССР, 1977, 237, №3, с.570.

СЕЛЕКЦИЯ МОД В ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРАХ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Н.Ф.Ковалев, М.И.Петелин

ВВЕДЕНИЕ

Один из основных способов увеличения мощности высоко-
частотных электронных приборов состоит в расширении объе-
ма электродинамических систем, что позволяет «сваивать» все
большие электронные токи, не прибегая к повышению напря-
жения. Однако продвижение по этому пути возможно лишь в
той мере, в какой пространственно-временная структура вы-
ходного излучения сохраняет (с достаточной точностью) ус-
тойчивость относительно малых изменений параметров элек-
тронного потока (от включения к включению прибора, от им-
пульса к импульсу), а для усилителей – также и относитель-
но малых изменений пространственной структуры входного
сигнала. Приборы, не удовлетворяющие этому требованию, для
подавляющего большинства приложений не пригодны.

Чтобы в автогенераторах^{*)}, которым посвящен данный

*) Здесь исключены из рассмотрения не только усилители, где необходимо обеспечивать одновременно и устойчивость относительно самовозбуждения паразитной генерации и филь-
трацию волны, усиливаемой электронным потоком, но и гене-
раторы стохастических сигналов, применительно к которым
постоянству пространственно-временной структуры придается
статистический смысл.

обзор, сформулированное выше условие выполнялось, достаточно, чтобы прибор устойчиво генерировал одну парциальную моду электродинамической системы (или, по крайней мере, фиксированное сочетание парциальных мод), т.е. — с учетом того, что у электродинамической системы конечного объема количество парциальных (собственных) мод бесконечно — чтобы возбуждение их электронным пучком было избирательным (селективным).

Представляется уместным напомнить, что история поисков эффективных методов селекции мод в высокочастотных, электронных генераторах измеряется уже многими десятилетиями. Один из наиболее ярких эпизодов истории — создание в начале 40-х годов коротковолновых магнетронов большой мощности [1]. В этом случае успех был достигнут благодаря применению многорезонаторных анодных блоков со связками, а также блоков типа "восходящее солнце". Относительно свежими примерами успешного обеспечения одномодового режима в генераторах с электродинамическими системами большого объема могут служить созданные в середине 60-х годов гиротрон [2,3] и оротрон [4] (ГДИ [5]), где применены квазиоптические (дифракционные) методы селекции мод.

Вообще, едва ли будет преувеличением сказать, что при создании любого генератора (или усилителя) большой мощности проблема селекции мод является одной из центральных, а зачастую и самой болезненной.

В настоящей статье будет предпринята попытка систематизировать взгляды на проблему селекции мод в высокочастотных автогенераторах, основанных на индуцированном излучении релятивистских электронных пучков [6-8]. При этом будет привлекаться и опыт, накопленный слаборелятивистской электроникой [1-5,9].

Правда, проблема еще не представляется созревшей настолько, чтобы можно было излагать ее в последовательно дедуктивной манере. Авторы видят свою задачу лишь в том, чтобы некоторые, по возможности достаточно общие, идеи проиллюстрировать простейшими частными примерами.

Автогенератор условимся считать благополучным с точки зрения селекции мод, если стартовый ток рабочей моды существенно (скажем, в два-три раза) меньше, чем стартовые токи всех других ("паразитных") мод, хотя, строго гово-

ря, этот правдоподобный критерий не является ни достаточным, ни необходимым условием одномодовой генерации [10].

Обеспечение одномодового режима в генераторах большой мощности осложняется так, что в них насыщение КПД должно достигаться при высоких значениях электронного тока. Для этого связь электронного пучка с рабочей модой должна быть достаточно низкой, а, следовательно, связь пучка с паразитными модами должна быть еще ниже.

1. ПОСТАНОВКА ПРОБЛЕМЫ ДЛЯ ГЕНЕРАТОРОВ С ЗАКРЫТЫМИ ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКИМИ СИСТЕМАМИ

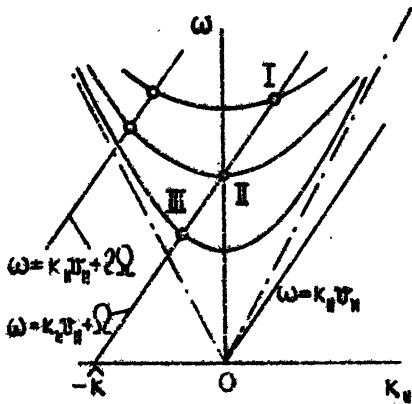
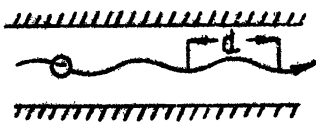
В высокочастотных генераторах большой мощности интенсивные электронные пучки обычно транспортируются вдоль металлических поверхностей — внутри металлических труб. Такая труба независимо от желания конструктора играет роль волноводной системы. Если она является цилиндрической или периодической, дисперсионные характеристики ее собственных волн $\vec{E} = \text{Re} [\vec{E}_0 \exp(-i\omega t + ik_x x)]$ удобно изображать диаграммой Бриллюэна (рис.1).

С другой стороны, если и электронный пучок является периодическим (в частности, прямолинейным), а его плотность не слишком велика (рассуждения не очень сложно обобщить и на случай, когда последнее ограничение не выполняется), то дисперсионные характеристики его собственных волн описываются уравнениями

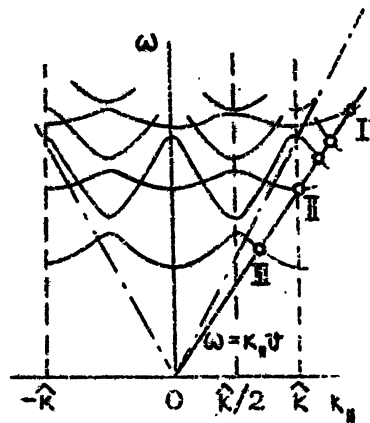
$$\omega - k_x v_{||} = s\Omega, \quad (s=0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (1)$$

где $v_{||}$ — поступательная скорость электронов, Ω — частота их колебаний в транспортирующем статическом поле. Эти характеристики изображены на рис.1. наклонными прямыми линиями.

Усиление электромагнитных волн может иметь место как следствие их взаимодействия с электронными волнами в условиях синхронизма — вблизи точек пересечения их дисперсионных кривых на рис.1. Количество точек пересечения может быть очень большим — формально, с учетом всех гармоник



а)



б)

Р и с.1. Диаграммы Бриллюэна для электромагнитных и электронных волн в случае периодического пучка в цилиндрическом волноводе (а) и прямолинейного пучка в периодическом волноводе (б). I и III – синхронизмы электронов с попутной и встречной волнами, II – синхронизм в режиме отсечки. Штрих – пунктир – линии $\omega = k_{||} v_{||}$

колебаний электронов ($|z| \rightarrow \infty$) и (или) с учетом всех пространственных гармоник волн гофрированного волновода, оно бесконечно.

Заметим, что непрерывные кривые, изображенные на рис.1, строго говоря, относятся к безграничной однородной (или периодической) системе. В реальном высокочастотном генераторе пространство взаимодействия ограничено, а поле на его концах удовлетворяет условиям излучения. Теоретическое описание любой системы подобного рода сводится к

решению краевой задачи, собственные функции (моды) и собственные значения (частоты) которой образуют бесконечный дискретный набор. Если рабочее пространство представляет собой волновод достаточно большой длины, то каждую моду генератора удобно представить в виде суммы волн соответствующей безграничности системы. Число таких мод в окрестности каждого из синхронизмов между электронами и волнами на рис.1 может быть весьма большим.

Отыскание условий, при которых среди бесконечного числа мод все, кроме одной – рабочей, были бы затухающими, удобно начать с анализа спектра в окрестности одного, изолированного, синхронизма.

2. ДИСКРИМИНАЦИЯ МОД, РАЗЛИЧАЮЩИХСЯ ПРОДОЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ ПОЛЯ, В СОГЛАСОВАННОМ ВОЛНОВОДЕ

Прежде всего, заметим, что в безграничной системе, к которой относится рис.1, характер усиления электромагнитной волны существенно зависит от наклона ее дисперсионной кривой в точке пересечения с электронной линией – от знака производной $d\omega/dk_{||}$, которая есть не что иное, как групповая скорость волны $v_{гр}$. Если групповая скорость при синхронизме попутна поступательной скорости электронов, то неустойчивость абсолютна. Естественно ожидать, что в этих двух случаях будут качественно различны и решения соответствующей краевой задачи – по крайней мере тогда, когда электромагнитные волны претерпевают малые отражения от концов пространства взаимодействия.

Ограничиваясь случаем инерционной группировки электронов [11], их взаимодействие с электромагнитной волной в линейном приближении будем описывать системой уравнений [12]

$$\frac{d^2 F}{d\xi^2} + \delta^2 F = I J \exp(-i\delta_0 \xi), \quad (2)$$

$$\frac{d^2 J}{d\xi^2} = F \exp(i\delta_0 \xi), \quad (3)$$

где F и J - безразмерные комплексные амплитуды высокочастотного поля и высокочастотного электронного тока; ξ - безразмерная продольная координата, связанная с размерной координатой x соотношением $\xi = x/L$, L - длина пространства взаимодействия; $\delta = \kappa_{\parallel} L$ и $\delta_e = \frac{\omega - \Omega}{v_{\parallel}} L$ - приведенные постоянные распространения электромагнитной и электронной волн; I - коэффициент, пропорциональный произведению стационарного электронного тока $|I_0|$ на параметр неизохронности электронов относительно электромагнитной волны [11], $\mu = \frac{d}{d\xi} (\omega - \kappa_{\parallel} v_{\parallel} - \Omega)$, где \mathcal{E} - энергия электронов (для приборов черенковского типа под κ_{\parallel} будем подразумевать постоянную основной пространственной гармоникой волны; соответственно под Ω в данном случае будем понимать $\Omega = \hat{k} v$, $\hat{k} = 2\pi/d$, d - период гофрировки).

Модуляция электронного потока на входе в пространство взаимодействия будем считать отсутствующей

$$J|_{\xi=0} = 0, \quad dJ/d\xi|_{\xi=0} = 0. \quad (4)$$

В комбинации с граничными (при $\xi = 0$ и $\xi = 1$) условиями для поля F соотношения (1)-(3) составляют краевую (несамосопряженную) задачу. В роли ее собственных значений могут фигурировать комплексные собственные частоты мод. Однако с точки зрения проблемы селекции удобнее использовать другие собственные значения - сочетания действительных чисел δ и I , определяющих действительную частоту и электронный ток в стартовом режиме.

В предельном случае, когда электродинамическая система образует вместе с выходными трактами безграничный однородный волновод, условия излучения на концах пространства взаимодействия имеют вид:

$$\left\{ \frac{dF}{d\xi} - i\delta F \right\}_{\xi=0} = 0, \quad \left\{ \frac{dF}{d\xi} + i\delta F \right\}_{\xi=1} = 0. \quad (5)$$

Моды такого генератора в согласии с предположением, изложенным в начале параграфа, разделяются на два класса. Принадлежность моды одному из них определяется, прежде всего,

ее поведением при больших δ - на частотах, далеких от критической частоты "холодного" волновода в условиях, когда одна из волн, образующих поле моды, близка к синхронизму с электронным пучком. В таком режиме

1) в модах первого типа, имеющих в своей основе конвективную неустойчивость, электроны находятся в фазовом синхронизме с попутной волной (СПВ); усиленная электронным пучком, эта волна частично отражается от скачка электронной проводимости в сечении $\xi = 1$, порождая волну, встречную электронам; последняя в свою очередь частично отражается от скачка электронной проводимости при $\xi = 0$, порождая волну, попутную электронам, и замыкая тем самым цепь обратной связи (рис.2,а);

2) в модах второго типа, имеющих в своей основе абсолютную неустойчивость, электроны находятся в фазовом синхронизме со встречной (обратной) волной (СВВ); последнее обстоятельство и обеспечивает обратную (распределенную) связь, так что частичные отражения волн от сечений $\xi = 0$ и $\xi = 1$ существенного влияния на самовозбуждения генератора не оказывают (рис.2,б).

При изменении режима генератора меняются и стартовые параметры мод (рис.3,4); а у СПВ-мод при больших отклонениях от синхронизма довольно существенные изменения претерпевает сам механизм энергообмена между электронами и высокочастотным полем - самовозбуждение обеспечивается эффектами крестатронного типа.

По мере приближения генерируемой частоты к критической частоте внешнего волновода отражения волн от концов пространства взаимодействия возрастают, что является фак-

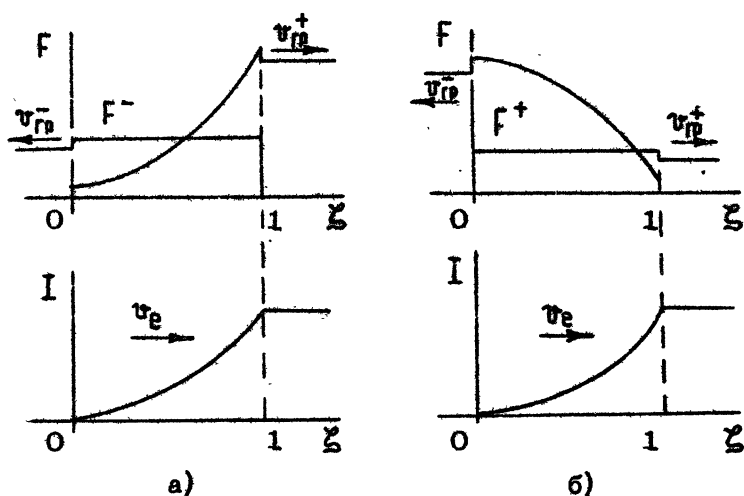
ж)

Данный механизм может привести к самовозбуждению усилительной ЛБВ, даже если ее концы в "холодном" режиме идеально согласованы [12,13]. Коэффициент усиления ЛБВ, рассчитанный на основе линейных уравнений, для токов больших стартового стабилизируется на постоянном уровне [14]:

гором, способствующим снижению стартового тока. Однако у любой из СВП-мод полный набег фазы по кольцу обратной связи фиксирован и поэтому их частоты не могут быть сколь угодно близкими к критической частоте; соответственно у всех СВП-мод стартовый ток отличен от нуля; огибающая минимальных стартовых токов

$$I^{1/3} \exp(I^{1/3} \sqrt{3}/4) = 2\sqrt{3} \delta_e, \quad (6)$$

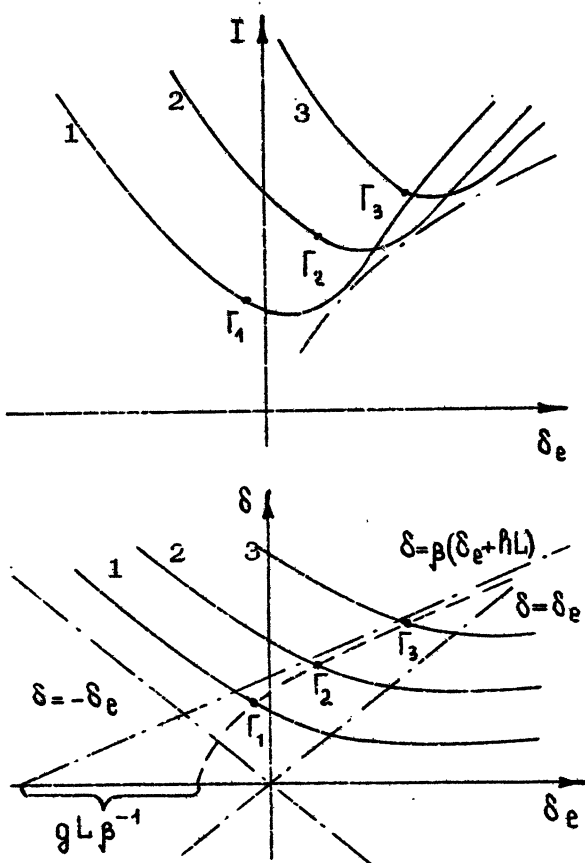
найденная из (2)–(5), изображена на рис.3, а пунктирной линией.



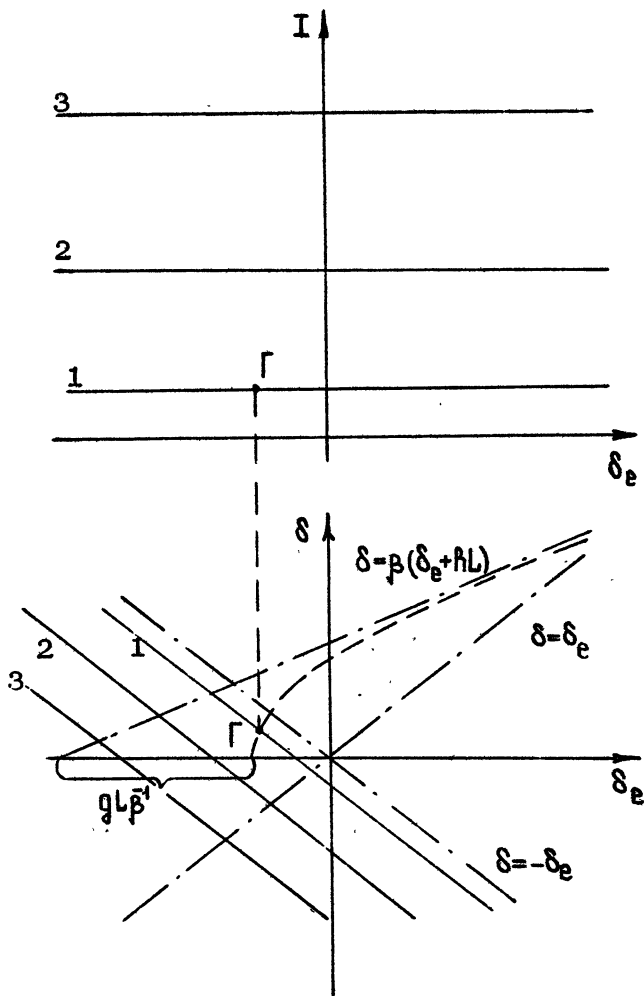
Р и с.2. Схема возникновения положительной обратной связи в генераторах попутной (а) и встречной (б) волны

У СВВ-мод полный набег фазы на кольце связи не фиксирован, поэтому частота может быть сколь угодно близкой к критической; стартовые токи этих мод обращаются в нуль при

$$\delta_e = -\pi(2n+1), \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (7)$$



Р и с. 3. Стартовые параметры I и δ СПВ-мод как функции δ_e (сплошные кривые). Пунктир на нижнем рисунке — дисперсионная кривая (8) "холодного" волновода



Р и с. 4. Стартовые параметры I и δ СВВ-мод как функции δ_e (сплошные кривые). Пунктир на нижнем рисунке — дисперсионная кривая (δ) "холодного" волновода

Чтобы на основе рис.3,4 определить стартовые условия для конкретного генератора, необходимо в тех же координатах δ и δ_e построить дисперсионную характеристику "холодного" волновода. Например, в случае волновода с гладкой стенкой (рис.1,а) эта характеристика приобретает вид

$$\delta = \operatorname{sgn} \mu \sqrt{\beta_n^2 (\delta_e + \eta L)^2 - k_1^2 L^2}, \quad (8)$$

где $\eta = \Omega / v_n$, k_1 - поперечное волновое число. Стартовые частоты определяются пересечением "холодных" кривых (8) с кривыми $\delta(\delta_e)$, изображенными на рис.3,б и 4,б, а стартовые токи определяются затем на основе рис.3,а и 4,а.

Согласно рис.4 и условию (7) подбором параметров системы можно сделать стартовый ток одной из СВВ-мод сколь угодно малым, значительно меньшим по сравнению со стартовыми токами других мод.

Стартовый ток обращается в нуль на критической частоте волновода и в том случае, когда волна отражается от одного из концов с коэффициентом, отличным от -1 (т.е. когда на этом конце $\Gamma \neq 0$). Если же волна отражается от обоих концов, но не полностью, то стартовый ток отличен от нуля. Приблизить стартовый ток к нулю можно либо путем возможно лучшего согласования концов на квазикритических частотах, либо, наоборот, создавая возможно большие отражения волн от концов электродинамической системы. При этом следует заметить, что при стремлении частоты к критической волна отражается полностью от сколь угодно малой нерегулярности волновода.

3. ДИСКРИМИНАЦИЯ МОД, РАЗЛИЧАЮЩИХСЯ ПРОДОЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ ПОЛЯ, В РЕЗОНАНСНЫХ СИСТЕМАХ

Если электродинамическая система настолько нерегулярна, что почти полные отражения от ее концов испытывают волны с постоянной распространения $k_n \geq \pi/L$, то условия самовозбуждения колебаний могут быть найдены на основе приближения фиксированной структуры высокочастотного поля.

В рамках этого метода необходимо прежде всего найти свободные колебания электродинамической системы (резонатора) – решения уравнения

$$\frac{d^2 F}{dz^2} + \delta^2 F = 0, \quad (9)$$

однородного относительно (2), удовлетворяющие граничным условиям

$$\left[F - i\rho - \frac{dF}{dz} \right]_{z=0} = 0, \quad \left[F + i\rho + \frac{dF}{dz} \right]_{z=1} = 0, \quad (10)$$

где $\rho_{\pm} = (1 - |R_{\pm}|) / 2|\delta|$, R_{\pm} – коэффициенты отражения. Комплексные собственные числа δ краевой задачи (9), (10) благодаря зависимости $\delta(\omega)$ определяют комплексные собственные частоты мод резонатора $\omega'_n + i\omega''_n$ и соответственно их добротности

$$Q_n = \frac{\omega'_n}{2\omega''_n} = \frac{\omega L}{v_{гp} (1 - |R_+ R_-|)}. \quad (11)$$

Поскольку в высокочастотном резонаторе структура высокочастотного поля в присутствии электронного пучка не меняется, то, определив высокочастотный ток из уравнения (3)

$$J = -i \exp(-i\delta_e z) \frac{d}{d\delta_e} \int_0^z \exp[i\delta_e(z-z')] F_n(z') dz', \quad (12)$$

самосогласованную краевую задачу (2)–(5) можно свести к уравнениям баланса реактивных

$$(\omega - \omega'_n) 2\delta \frac{d\delta}{d\omega} N_n = I\sigma'' \quad (13)$$

и активных

$$\omega''_n 2\delta \frac{d\delta}{d\omega} N_n = I\sigma' \quad (14)$$

мощностей, где

$$\sigma = \sigma' + i\sigma'' = i \int_0^1 J F_n \exp(-i\delta_e z) dz \quad (15)$$

безразмерная эффективная проводимость, вносимая электронным пучком в резонатор, $N_n = \int_0^1 |F_n|^2 d\xi$ - норма моды, пропорциональная энергии $W = (1/4\pi) \int |\vec{E}|^2 dV$, занесенной в резонаторе. В размерных переменных уравнение (14) имеет вид

$$\omega W / Q = P, \quad (16)$$

где слева стоит мощность потерь возбуждаемой моды, а справа - мощность, отбираемая высокочастотным полем у электронного пучка. Уравнение (14) определяет стартовый ток, а уравнение (13) - электронное смещение частоты генерации относительно "холодной" частоты ω'_n .

Преобразовав активную составляющую эффективной проводимости

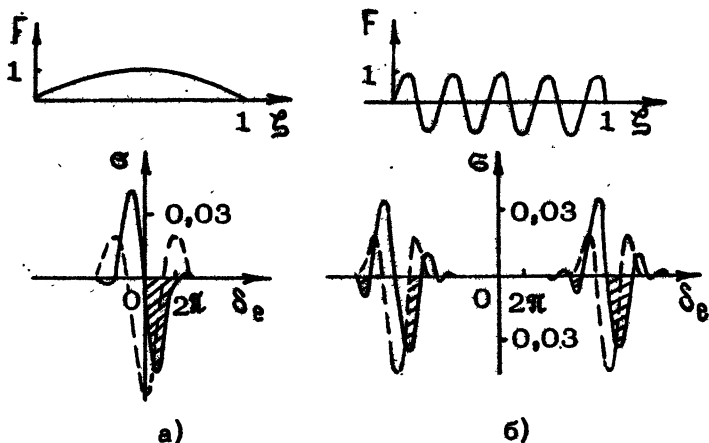
$$\sigma' = \frac{1}{2} \frac{d}{d\delta_e} \left| \int_0^1 F_n \exp(i\delta_e \xi) d\xi \right|^2,$$

нетрудно заметить, что она пропорциональна производной в точке синхронизма от интенсивности спектра силы, действующей на электрон со стороны высокочастотного поля (спектр имеет конечную ширину из-за конечности времени пролета). Это обстоятельство, общее для всех приборов с инерционной группировкой электронов, легко интерпретировать как с классических, так и квантовых позиций [15].

Поскольку в высокочастотном резонаторе функция $F_n(\xi)$ всегда может быть выбрана действительной, σ' есть нечетная функция δ_e . На рис.5 изображена эффективная проводимость, соответствующая функциям $F_n = \sin \pi n \xi$. При любом n такое поле можно представить в виде суммы двух волн $\sin \pi n \xi = \frac{i}{2} [\exp(-i\pi n \xi) - \exp(i\pi n \xi)]$, однако раздельное синхронное взаимодействие пучка с каждой из них возможно только для многогорбых мод ($n \gg 1$) - последнему случаю соответствуют две изолированные области с относительно большими значениями $|\sigma'|$ на рис.5,6. При $n \sim 1$ пучок взаимодействует сразу с обеими волнами.

Отметим, что согласно рис.5 отрицательная проводимость наибольшей величины, которой соответствует наименьший стартовый ток, реализуется при отстройке от точного синхро-

низма электронов с волной, что характерно для генераторов с инерционной группировкой электронов, причем знак отстройки определяется знаком параметра неизохронности μ [11].



Р и с.5. Активная (сплошные линии) и реактивная (пунктир) составляющие эффективной проводимости электронного пучка относительно мод с одной (а) и многими (б) продольными вариациями поля

Обратим внимание и на то, что, кроме основных зон отрицательной проводимости, существуют и побочные — с меньшими значениями $|\sigma|$ (рис.5). Синхронизм, соответствующий побочной зоне, лежит в основе действия обычного [16] и релятивистского [17] мототронов. Естественно, что стартовый ток в таких режимах относительно высок.

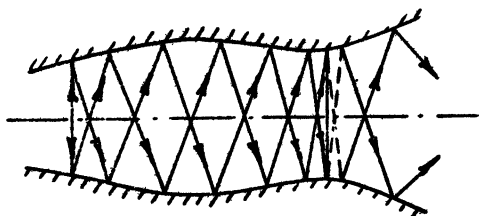
Из соотношений (11), (16) и рис.5 видно, что возможны два принципа селекции мод по продольному индексу n — электродинамический и электронный, эксплуатирующие зависимость от n добротности мод и эффективной электронной проводимости σ .

Что касается электродинамической селекции мод, заметим, что от продольного индекса n могут зависеть и групповая скорость и коэффициенты отражения волн от концов системы. Соответствующие зависимости, а следовательно (16), и зависимость Q от n особенно сильны на частотах, близких к отсечке.

Так, в резонаторе, представляющем собой отрезок волновода с гладкими стенками (рис.1,а), соотношение (11) приобретает вид

$$Q = \frac{4\pi(L/\lambda)^2}{n(1-|R_+R_-|)} \quad (17)$$

Из соотношений (11) и (17) видно, что наибольшей добротностью обладает одnogорбая мода ($n=1$) с наименьшей групповой скоростью и наибольшими отражениями от концов [18-20]. С увеличением продольного индекса n групповая скорость растет пропорционально n , а коэффициенты отражения уменьшаются, в результате добротности мод падают. Это падение происходит особенно быстро в резонаторах бочкообразного профиля [18-20] (рис.6). эквивалентных резонаторам с вогнутыми зеркалами (типа используемых в лазерах).



Р и с.6. Резонатор с дифракционным выводом энергии и ход лучей, образующих поле основной моды

С точки зрения лучевого (бриллюэновского) подхода, чем больше индекс n , тем больше наклон лучей, образующих моду, к боковой стенке и тем быстрее эти лучи выводятся из резонатора. В этом свете генераторы, работающие на самой добротной, одnogорбой моде, являются генераторами попереч-

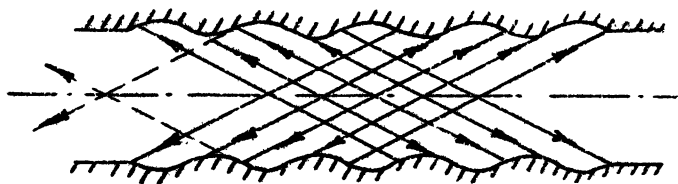
ного (относительно скорости электронов) излучения.

Поскольку в резонаторе с гладкими стенками (рис.6) фазовые скорости волн больше скорости света, здесь (если отвлечься от монотронного эффекта) возможно только индуцированное тормозное излучение электронов — при $\xi > 1$ в уравнении (1). Примером использования таких резонаторов могут, в частности, служить гиротроны [2,3]. Для реализации черенковского режима, когда в уравнении (1) $\xi = 0$, стенки резонатора гофрируют, в результате чего поле приобретает замедленную пространственную гармонику, синхронную с пучком. К такому приему прибегают в оротроне [4] (ГДИ [5]).

Заметим, что в волноводе с гофрированными стенками (рис.1,б) отсечка наступает не только в режиме поперечного распространения лучей, как на рис.6, но и в режиме брегговского отражения (рис.7), когда для двух распространяющихся навстречу друг другу волны соответствующего цилиндрического волновода выполнено условие

$$|k_{n,p}| + |k_{n,p'}| = n\bar{k}, \quad (18)$$

$$\bar{k} = 2\pi/d, \quad n = 1, 2, \dots$$



Р и с.7. Резонатор с гофрированной стенкой, основанный на брегговском отражении волн

Наряду с (18) для связи волн необходимо, чтобы гофрировка обладала определенной поперечной симметрией (так, если гофр обладает симметрией вращения, он связывает между собой только волны с одинаковыми азимутальными индексами) [21].

Такого рода резонаторы аналогичны периодическим диэлектрическим структурам, применяемым в лазерах с распределенной обратной связью [22].

В брегговском резонаторе (рис.7) со строго периодической гофрировкой собственные колебания имеют частоты вне полосы запираания, причем наиболее добротна мода с частотой, ближайшей к этой полосе [23]. Если же гофрировка выполнена со сбоем фазы, то частота наиболее добротной моды может оказаться внутри полосы запираания [24] (аналог поверхностного уровня Тамма в теории твердого тела [25]).

Заметим, что в брегговском резонаторе с винтовой многозаходной гофрировкой боковой поверхности для мод с радиальным индексом равным единице, в точке отсечки $d\omega/dk_{\parallel} = 0$ фазовая скорость парциальных волн может быть меньше скорости света, что позволяет реализовать генерацию в режиме черенковского синхронизма.

С удалением частоты рабочей моды от критической эффективность электродинамических методов селекции мод ослабевает и, если отражение волн на концах системы создается элементами без сильной частотной дисперсии (например, металлическими зеркалами), перепад между добротностями мод, соседних по продольному индексу n , сокращается.

В этих условиях возникает необходимость в привлечении электронных методов селекции мод. Очевидно (и это согласуется с рис.5), что синхронное (1) взаимодействие электромагнитной волны с электронным пучком сохраняет эффективность, пока кинематическое фазовое смещение электронов относительно волны $\theta = (\omega - k_{\parallel} v_e - \Omega)(L/v_e)$ остается в пределах одного цикла

$$|\theta| \leq \pi. \quad (19)$$

Для моды с $F_n = \sin \pi n X$ продольное волновое число $k_{\parallel} = \pi X/L$. Соответственно, у двух соседних мод волновые числа различаются на $\Delta k_{\parallel} = \pi/L$, а фазовые набегги — на $\Delta \theta = \pi \left(\frac{v_{gr}}{v_e} - 1 \right)$. Отсюда следует, что полоса синхронизма (19) включает

$$N = \frac{2\pi}{|\Delta\theta|} = \frac{2}{\left|1 - \frac{v_{гр}}{v_{н}}\right|} \quad (20)$$

мод. Из (20) видно, что число мод в полосе синхронизма тем меньше, чем дальше отстоит групповая скорость волны от поступательной скорости электронов. Если эти скорости противоположны, то $N \sim 1$. Если групповая скорость равна скорости света, а скорость электронов является ультрарелятивистской $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2} \gg 1$, то полоса синхронизма содержит $\sim \gamma^2$ мод. Заметим, что и в последнем случае, несмотря на большое число одновременно стартующих мод, вследствие их нелинейного взаимодействия возможно установление одномодовой генерации [8,10].

В некоторых случаях возникает необходимость использовать вместо (20) более точную формулу

$$N = \frac{2}{\left|1 - \frac{v_{гр}}{v_{н}}\right| \left|1 + \frac{\omega}{Q} \frac{df}{d\theta} \frac{d\theta}{d\omega}\right|}, \quad (21)$$

учитывающую влияние реактивной проводимости электронного потока на частоты возбуждаемых мод. Здесь $f = \omega'/\omega$.

4. ПРИНЦИПЫ ДИСКРИМИНАЦИИ МОД, РАЗЛИЧАЮЩИХСЯ ПОПЕРЕЧНОЙ СТРУКТУРОЙ

Как уже отмечалось, условия синхронизма с электронным пучком (1) выполняются формально для бесконечного числа волн электродинамической системы (рис.1). Однако эффективность взаимодействия электронов с высокочастотным полем, определяемая главным образом сопротивлением связи

$$R_0 = |\vec{E}_{эфф}|^2 / 2k^2\rho_0, \quad (22)$$

($\vec{E}_{эфф}$ - эффективное поле, действующее на электрон со стороны волны; ρ_0 - мощность, переносимая волной; $k = \omega/c$), для волн разной поперечной структуры различна.

Прежде всего, в любой практически реализуемой системе сопротивление связи стремится к нулю, когда номер гармоники собственных колебаний электронов s стремится к бесконечности. В частности, если осцилляторная скорость достаточно мала

$$\beta \sim \ll 1/\gamma, \quad (23)$$

то $|\vec{E}_{эф}|$ и соответственно сопротивление связи R_0 пропорциональны $\beta^{2(s-1)}$, что отражает мульти(2s)польный характер излучения волны электронами или (и) нелинейность осцилляций электронов. Таким образом, при выполнении ограничения (23) достаточно учитывать возможность самовозбуждения волн в условиях резонанса (1) только на низких гармониках s . Если же ограничение (23) не выполнено (например, в МЦР с большим пичч-фактором электронов [26, 27]), задача селекции мод усложняется.

Кроме того, заметим, что у собственной волны периодического волновода (рис.1,б) в синхронизме с электронами могут оказаться сразу несколько пространственных гармоник при разных s . Связанные с этим эффекты могут послужить основой для дополнительных методов селекции мод. Примером является циклотронное поглощение нулевой пространственной гармоники паразитной волны, определяемое для осесимметричных черенковских СВЧ генераторов фактором

$$J_{m, s-1}^2(\nu_{mp} R_B / R_\omega) \quad - \text{ср. далее с (25)}.$$

Очевидно, что эффективное поле $\vec{E}_{эф}$, действующее на электроны, а следовательно, и сопротивление связи (22) зависят от положения оси электронной траектории внутри электродинамической системы. С другой стороны, представив мощность, переносимую волной, в виде

$$P_0 = \frac{v_{gr}}{16 \pi d} \int_V |\vec{E}_0| dV, \quad (24)$$

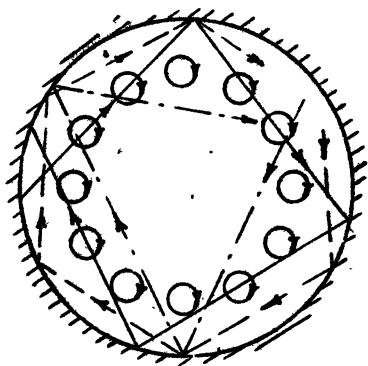
где V - объем, ограниченный сечениями, разнесенными на период электродинамической структуры d , а \vec{E}_0 - комплексная амплитуда волны, нетрудно видеть, что сопротивление связи (22) тем выше, чем меньше эффективное сечение, занятое высокочастотным полем, и, таким образом, чем больше эффективная плотность электронного пучка, отнесен-

ная к этому сечению.

Например, в осесимметричном гиротроне (рис.8) связь с электронами наиболее сильна для волн, образованных лучами, касающимися электронного потока. У других волн лучи либо "путешествуют" снаружи потока (и поэтому электроны движутся в относительно слабом поле), либо занимают слишком большой объем. Эта картина согласуется с зависимостью структурного фактора, входящего множителем в (22) [15, 26, 27],

$$\mathcal{L} = \frac{J_{m-s}^2(\nu_{m\rho} R_B / R_\omega)}{\nu_{m\rho}^2 - m^2} \quad (25)$$

от радиуса потока R_B , радиуса волновода R_ω , азимутального индекса волны m и от величины $\nu_{m\rho}$, которая есть ρ -й корень уравнения $J'_m(\nu) = 0$, $J_m(\nu)$ - функция Бесселя. Если радиус электронного потока близок к радиусу волновода и оба они велики по сравнению с "поперечной" длиной волны $2\pi R_\omega / \nu_{m\rho}$, то мода, наиболее сильно связанная с электронами, есть мода шепчущей галереи ($m \gg \rho$).



Р и с.8. Электронный поток и ход лучей, соответствующих различным модам, в сечении осесимметричного гиротрона

Сказанное справедливо в общих чертах для всех осесимметричных генераторов. Некоторой спецификой обладают лишь осесимметричные генераторы черенковского типа (например, осесимметричный оротрон [28]), где электроны находятся в синхронизме не с "основной" волной, а с ее пространственной гармоникой, прижатой к стенкам. Здесь

$$R_0 = K \frac{\rho^2}{k^2 k_{\parallel} c R_{\omega}^2} \frac{I_{m-s}^2(\alpha R_0)}{I_{m-s}^2(\alpha R_{\omega})}, \quad (26)$$

для E-волн $K = (k_{\perp}^2 + \hat{k} k_{\parallel})^2 / k$, для H-волн $K = \hat{k}^2 k m^2 / (\nu_{m,p}^2 - m^2)$, $I_i(x)$ - модифицированная

функция Бесселя, $x = k/\gamma\beta$, k_{\perp} - поперечное волновое число "основной" волны (0 -й гармоники), d , ρ и s - период, амплитуда и азимутальный индекс винтовой гофрировки поверхности (частный случай формулы (26) при $s=0$ приведен в работе [29]). Как следует из (26), если радиус электронного потока близок к радиусу стенки ($R_0 \rightarrow R_{\omega}$), то наибольшей связью с электронами обладают волны шепчущей галереи поперечно-электрического (H) типа (для которых $\nu_{m,p} - m \ll m$).

В предыдущих рассуждениях, по существу, предполагалось, что погонные потери для всех мод волновода пренебрежимо малы. Ясно, однако, что можно затруднить самовозбуждение паразитных мод, внося в них потери большие, чем в рабочую. Этот метод широко используется в слаборелятивистской электронике [1,9]. При релятивистских энергиях электронов особенно привлекательно использовать различия дифракционных потерь для волн разной поперечной структуры в системах открытого типа [18]. Возможности использования этих методов в генераторах с релятивистскими электронными пучками подробнее обсуждаются в следующих разделах (дифракционная фильтрация волн в релятивистских усилителях рассматривалась в работе [30]).

Согласно (24) важным фактором, влияющим на связь электронов с высокочастотным полем, является групповая скорость волны. При прочих равных параметрах наименьшим стартовым током обладает мода с наименьшей групповой скоростью.

Для СВВ-мод (мод ЛОВного типа) в системе с согласованным выходом приведенные выше соображения являются, по существу, исчерпывающими. Однако для СПВ-мод, а также для всех мод, испытывающих почти полные отражения от концов системы $1 - |R_{\pm}| < 1$, весьма существенны и поперечные свойства электронного пучка, определяемые соотношением (19). Используя их, можно возбудить ρ -ю моду, не возбуждая ρ' -й, при условии

$$(L/v_n) |\omega_{\rho} - \omega_{\rho'} - (k_{n\rho} - k_{n\rho'}) v_n| > \pi. \quad (27)$$

Это отношение иногда целесообразно уточнять с учетом влияния электронного пучка на частоты и постоянные расстояния конкурирующих мод.

5. СЕЛЕКЦИЯ МОД В ГЕНЕРАТОРАХ С ВЫСОКОДОБОТНЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

Хотя значительная часть вопросов создания генераторов с высокочастотными резонаторами уже затрагивалась в предыдущих разделах, представляется целесообразным обсудить некоторые дополнительные соображения и рассмотреть частные примеры.

Прежде всего отметим, что при создании мощного генератора необходимо обеспечить эффективный вывод рабочей волны, не ухудшая селективных свойств системы. Так, если из мощного генератора поперечного излучения (рис.6) выводить мощность вбок — волноводом, присоединенным к боковой стенке (метод, приемлемый для генераторов умеренной мощности [4,5]), то наряду с опасностью возникновения высокочастотного пробоя появляются и трудности обеспечения одномодовой генерации. Конечно, если связь такого волновода с резонатором сделать малой, она не отразится на добротностях конкурирующих мод, но при этом выходной КПД генератора будет много меньше электронного. Чтобы мощность, отбираемая высокочастотным полем у электронного пучка, полностью выводилась в нагрузку, нужно, чтобы добротность связи резонатора с выходным волноводом $Q_{св}$ была много меньше собственной добротности резона-

тора $Q_{\text{св}}$, обусловленной омическими и дифракционными потерями. Но поскольку боковой волновод не может нагрузить любую из паразитных мод сильнее, чем рабочую, то перепад добротностей в лучшем случае сокращается, а в худшем — изменяется в пользу паразитных мод.

Очевидно, что выгодно "совместить" дифракционные потери с выводом в нагрузку, сделать их значительно больше омических. В этом случае мощность выводится высшей модой сверхразмерного волновода, плавно сопрягаемого с резонатором и более широкого, чем резонатор. Такой способ давно применяется в слаборелятивистском гиротроне [3,19].

Если селекция мод по продольному индексу при дифракционном выводе мощности осуществляется, по существу, "автоматически", то задачу селекции мод по поперечным индексам можно решить (в принятой здесь постановке) только ограничив сечение резонатора S . Поскольку две соседние критические частоты волновода разнесены на $\Delta\omega - \omega (\lambda^2/S)$ [18], то ограничению (27), казалось бы, можно удовлетворить только при очень маленьких S . Задача, однако, облегчается тем, что, как отмечалось в разд.4, связь разных мод с электронным пучком различна. Так, в осесимметричной системе с $R_{\omega} \sim R_{\beta} \gg \lambda$ собственные частоты мод шепчущей галереи ($m \gg \rho$), наиболее сильно связанных с электронным потоком, разнесены на

$$\Delta\omega \sim \omega (\lambda / 2\pi R_{\beta}),$$

при этом из (27) следует.

$$2\pi R_{\beta} \lesssim L / \beta_{\parallel}. \quad (28)$$

Определенный интерес могут представлять и двухзеркальные резонаторы (рис.9), в которых моды селективируются дифракционным способом не только по продольному, но и по одному из поперечных (относительно движения электронов) индексов. Чтобы в таком резонаторе обеспечить одинаковый, достаточно быстрый спад добротностей при увеличении как λ -го, так и μ -го индексов, оба размера должны быть одного порядка

$$L_{\perp} \sim L, \quad (29)$$

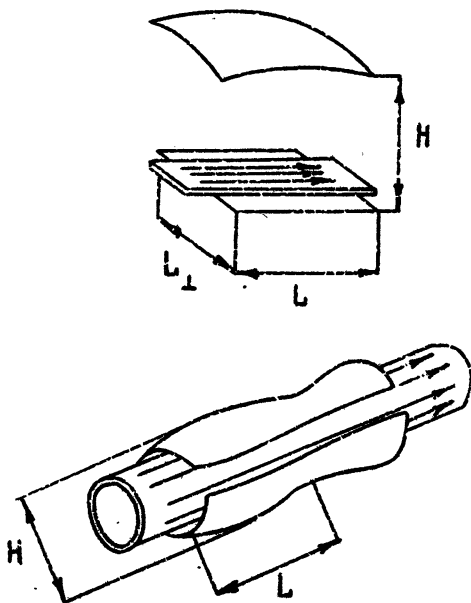
а расстояние между зеркалами H согласно (27) должно удовлетворять ограничению

$$2H \leq L / \beta_{\parallel} ; \quad (30)$$

при этом "френелевское" условие

$$(L_{\perp} / 2)^2 / \lambda H > 1 , \quad (31)$$

позволяющее выделить резонансную моду из волн непрерывного спектра, в релятивистской области всегда выполняется.



Р и с.9. Генераторы с двухзеркальными резонаторами

(При расчете черенковских генераторов данного типа - оротронов - иногда приходится наряду с (30) учитывать также и ограничения, связанные с конкуренцией, которую могут со-

ставить рабочей, объемной моде поперечные волны - см. [5]). Из сравнения (28) и (30) видно, что возможности освоения больших электронных токов с помощью ленточных и трубчатых электронных потоков одинаковы.

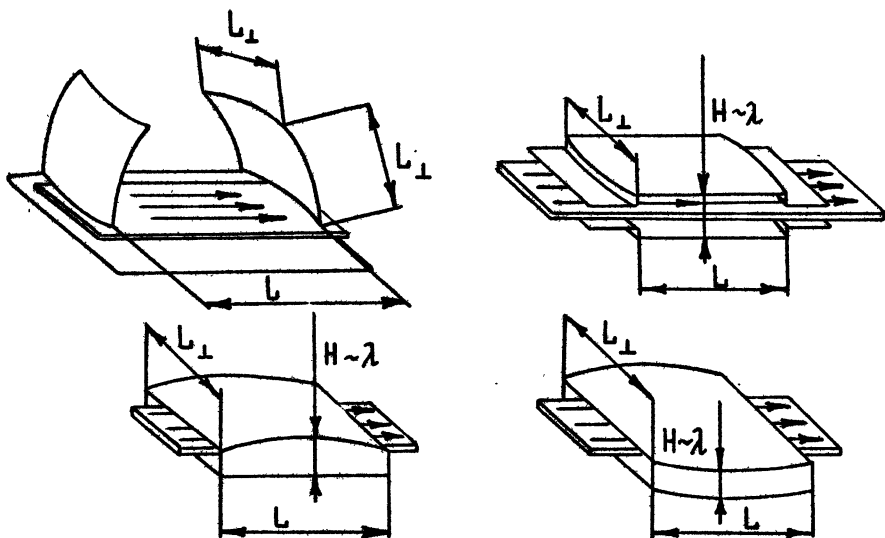
Опыт создания генераторов поперечного излучения при различных энергиях электронов в основном согласуется с приведенными здесь соображениями (тем более что часть этих соображений возникла из интерпретации экспериментов). Моды шепчущей галереи (рис.8) возбуждаются в аксиально-симметричных слабoreлятивистских гиротронах [3,31] и в оротронах (ГДИ) с винтовой многозаходной гофрировкой боковой стенки [8]. Двухзеркальные резонаторы (рис.9) используются в слабoreлятивистских оротронах (ГДИ) [4,5], а также в слабoreлятивистских [3,32] и релятивистских [27, 33-35] гиротронах. Дифракционный вывод мощности обеспечивает "осевую" селекцию мод в релятивистских магнетронах [36-38]. Несколько обособленное положение занимает эксперимент с релятивистским оротроном, описанный в [39], где вместо ожидавшейся моды наблюдалась волна сложной структуры; на основе (26) можно предположить, что эта волна была ТЕ-модой шепчущей галереи.

Соображения, аналогичные изложенным выше, применимы и к резонаторам, основанным на брэгговском отражении волн [40,41], а также к генераторам с двухзеркальными резонаторами, работающим по схеме доплертрона - в режиме квазипродольного излучения, когда поступательная скорость электронов почти перпендикулярна зеркалам [42,43].

Наряду с перечисленными, в релятивистской СВЧ электронике могут использоваться и другие многочисленные варианты резонаторов, в которых моды селективируются дифракционным способом по одному или двум поперечным индексам [18], некоторые из такого рода систем изображены схема-

*) По-видимому, и здесь возможность увеличения поперечных размеров, т.е. числа ламелей анодного блока, определяется полосовыми свойствами электронного потока, причем ширина полосы синхронизма между электронным потоком и собственными волнами электродинамической системы зависит от времени пролета электронов от катода к аноду.

тически на рис.10 (возможны и еще более изощренные системы, например, многозеркальные с каскадным взаимодействием). В любом из рассмотренных случаев (рис.9,10), чтобы обеспечить синхронизм (1) между волной и электронами, нужно загофрировать либо стенку электродинамической системы (рис.1,б), либо электронный пучок (рис.1,а).



Р и с.10. Генераторы с различными вариантами дифракционной селекции мод

К дифракционным примыкают методы селекции мод, основанные на прорезании поглощающих (излучающих) щелей на боковых поверхностях электродинамических систем. (применение широко используемый в "обычной" электронике [9]).

Следует заметить, что генераторы с высокодобротными резонаторами обладают одной очевидной особенностью, которая иногда (в частности, на коротких волнах) оборачивается их достоинством, а иногда (в частности, на относительно длинных волнах) — недостатком, а именно такие генераторы самовозбуждаются и достигают режима насыщения на относительно небольших токах. Так, поскольку у значительной части генераторов с релятивистскими электронными пучками

оптимальная длина L имеет величину порядка $\gamma^2 \lambda$ [7], то в генераторах поперечного излучения для рабочей моды $v_{гв} \approx c(\lambda/2L) \sim c/\gamma^2$. Вследствие столь малой групповой скорости парциальных волн, образующих поле рабочей моды, их способность транспортировать большую мощность ограничена.

Заметим, также, что высокочастотные колебания нарастают (в линейном приближении) как $\exp\left[\frac{\omega}{Q}\left(\frac{I}{I_{st}} - 1\right)t\right]$. Чтобы за время питающего импульса τ генерация достигла насыщения, необходимо для рабочей моды удовлетворить условию

$$\frac{\omega}{Q}\left(\frac{I}{I_{st}} - 1\right)\tau \gg 1. \quad (32)$$

Во избежание паразитной генерации (или автомодуляции [10]), а также для реализации высокого КПД отношение тока к стартовому приходится ограничивать, так что обычно $(I/I_{st} - 1) \sim 1$. Поэтому чем больше добротность моды и соответственно чем меньше электронный ток, тем труднее удовлетворить условию (32). Отсюда, кстати, вовсе не следует, что делая паразитную моду все более добротной, можно исключить ее конкуренцию с рабочей — поскольку $I_{st}^{пар} \sim \sim 1/Q_{пар}$, то $Q_{пар}$ при достаточно большой ее величине "выпадает" из условия (32).

Наконец, необходимо иметь в виду, что для самовозбуждения генератора с резонаторной электродинамической системой необходима довольно тонкая настройка параметров электронного потока — энергии электронов (ускоряющего напряжения), частоты колебаний электронов, соотношения поступательной и осцилляторной скоростей.

Эти соображения заставляют уделять внимание также и генераторам с низкодобротными электродинамическими системами, и в первую очередь генераторам встречной (обратной) волны (ЛЮВ, карсинотронам).

6. СЕЛЕКЦИЯ МОД В ГЕНЕРАТОРАХ ВСТРЕЧНОЙ (ОБРАТНОЙ) ВОЛНЫ

Генераторы встречной (обратной) волны, работающие на частотах, далеких от критической частоты волновода, привлекают своей способностью генерировать волны с высокой плотностью потока мощности, малыми временами переходных процессов, а также своей адаптивностью — способностью подстраиваться под изменения параметров электронного пучка.

При описании самовозбуждения встречной (обратной) волны в согласованном волноводе на частоте, далекой от критической, порядок системы уравнений (2), (3) может быть понижен — переходом $|\delta| \rightarrow \infty$ для мод с $|\delta + \delta_e| \sim \pi$ из (2), (3) получаем

$$\frac{dF_-}{dZ} + i\Delta F_- = \bar{I} J, \quad F_-(1) = 0; \quad (33)$$

$$\frac{d^2 J}{dZ^2} + \frac{I}{2\delta} J = iF_-, \quad J(0) = J'(0) = 0, \quad (34)$$

где $F_- = \frac{1}{2} [F + (i/\delta)(dF/dZ)]$, $\Delta = \delta + \delta_e$, $\bar{I} = I/2\delta$.

Малое слагаемое $(\bar{I}/2\delta)J$, удержанное в левой части уравнения (34) ($|\bar{I}J/2\delta| \ll |F_-|$), учитывает влияние на работу прибора встречного излучения и по своей форме совпадает с членом, описывающим влияние высокочастотного пространственного заряда [44] (ср. с [45]).

Следует заметить, что исходные уравнения (2), (3) в отличие от (33), (34) могут в случае идеально согласованного волновода иметь решения, соответствующие нулевым стартовым токам (7). Однако практически, при учете минимальных отражений волн и омических потерь, такие режимы при $\delta \rightarrow \infty$ не реализуются.

Краевая задача имеет бесконечное количество решений, которые удобно нумеровать по числу "горбов" поля ψ . Наименьшим стартовым параметром \bar{I} обладает мода с $n = 1$

$$\bar{I}_1 = 7,8; \quad \Delta_1 = 3,05; \quad (35)$$

для моды с $n = 2$

$$\bar{I}_2 = 49, \quad \Delta_2 \approx 3\pi; \quad (36)$$

для мод с $n \gg 1$

$$I_n = 0,036(2n-1)^3, \quad \Delta_n = (2n-1)\pi. \quad (37)$$

Чтобы определить стартовые токи мод реального генератора, необходимо наряду с (35)–(37) использовать дисперсионную характеристику волны $\omega(k_n)$ и величину сопротивления связи. Отношение стартовых токов мод с $n = 1$ и $n = 2$ равно

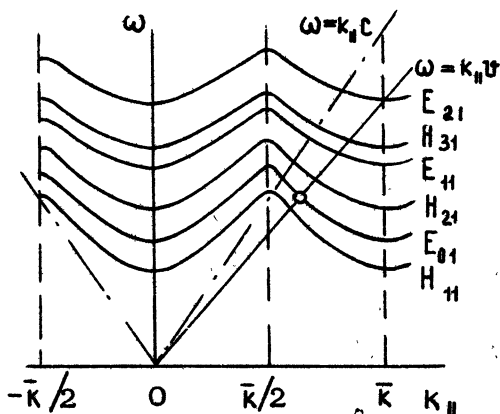
$$\frac{I_2}{I_1} \approx 6 \left(1 - \frac{2\pi}{\bar{I}} \frac{\partial \bar{I}}{\partial \omega} \frac{\partial \omega}{\partial \Delta} \right). \quad (38)$$

За исключением случаев особо сильной дисперсии, вторым слагаемым в правой части соотношения (38) можно пренебречь, соответственно $I_2/I_1 \approx 6$, что и обеспечивает селекцию мод по продольному индексу.

Что же касается "поперечной" селекции мод, то она может быть основана на эффектах, описанных в разд.4. В качестве примера рассмотрим генератор обратной волны (карсинотрон) черенковского типа (пожалуй, наиболее подробно исследованный из генераторов с релятивистскими электронными пучками) [46–50]. Обеспечить одномодовый режим в таком генераторе было бы надежнее всего, рассчитав его для работы на низшей волне периодического волновода – так, как это делается обычно в слаборелятивистской электронике. Например, можно было бы возбуждать в осесимметричном гофрированном волноводе моду TE_{11} при синхронизме электронов с ее – 1-й пространственной гармоникой на частоте, не очень удаленной от критической ($R_\omega/\lambda \leq 3,05, 1 < R_\omega/R_{кр} < 1,04$), чтобы исключить синхронизм с другими волнами (поляризационное вырождение при транспортировке пучка магнитным полем конечной величины снимается). Однако мощность такого генератора была бы, очевидно, невысока.

Поэтому на практике предпочитают использовать в качестве рабочей одну из волн высшего типа. Например, описанный в статье [49] карсинотрон, работавший на синхронизме электронов с –1-й пространственной гармоникой E_0 волны,

имел соотношение параметров $R_{\omega}/R_{кр} = 1,25$, $R_{\theta}/R_{кр} = 0,8$. При этом (рис.11) волна H_{11} не возбуждалась, потому что имела относительно большую групповую скорость, а другие волны - H_{21} , E_{11} , H_{31} , E_{21} - не возбуждались потому, что имели относительно низкие сопротивления связи с электронным пучком; последнее относится, в частности, и к квази-критической (оротронной) моде E_{21} .



Р и с.11. Диаграмма Бриллюэна для осесимметричного релятивистского карсинотрона с рабочей моды

Следует заметить, что чем более высокой является рабочая мода и чем выше ее групповая скорость, тем труднее обеспечить ее селективное возбуждение. Это заставляет искать возможности дополнительной селекции мод по поперечным индексам. Особенно привлекательны методы дифракционной селекции.

7.ГЕНЕРАТОРЫ ВСТРЕЧНОЙ (ОБРАТНОЙ) ВОЛНЫ С ДИФРАКЦИОННОЙ СЕЛЕКЦИЕЙ МОД

Основная идея дифракционной селекции мод в режиме генерации встречного излучения может быть выведена из следующего рассуждения. Пусть электронный и встречный ему

электромагнитный потоки взаимодействуют в ограниченной области с длиной L и поперечным размером L_{\perp} ; пусть граница области идеально согласована для волны. Поле собственного решения такой краевой задачи, имеющее n поперечных вариаций, при достаточно большом поперечном размере области взаимодействия L_{\perp} может быть представлено в виде набора плоских волн с поперечными волновыми числами в интервале $(\Delta k_{\perp})_n \sim \pi n / L_{\perp}$, т.е. с углами распространения в интервале $(\Delta \theta)_n \sim (\Delta k_{\perp})_n / k \sim n \lambda / L_{\perp}$. При распространении на длине L электромагнитный поток стремится расширяться на $\Delta L_{\perp} \sim (\Delta \theta)_n L$. Для мод с $(\Delta L_{\perp})_n \ll L_{\perp}$ распыливанием - дифракцией - можно пренебречь, поэтому все такие моды должны иметь близкие стартовые токи. Чтобы дифракционное распыливание приводило к существенному повышению стартовых токов высших поперечных мод, начиная с $n=2$, нужно, чтобы оно было порядка L_{\perp} уже для моды с $n=1$ $[(\Delta L_{\perp})_1 \sim L_{\perp}]$, что эквивалентно френелевскому условию

$$L_{\perp}^2 \sim \lambda L. \quad (39)$$

Простейшей иллюстрацией к методу дифракционной селекции мод может служить поток ультрарелятивистских электронов, пронизывающий пространство двумя близкими параллельными гофрированными металлическими полосами (гофрировка стенок может быть заменена гофрировкой электронного потока).

Комплексные амплитуды волнового поля F и переменного электронного тока J удовлетворяют уравнениям

$$i \frac{\partial^2 F}{\partial z^2} + \frac{\partial F}{\partial z} - i \delta F = -i I(\xi) f(\xi) J, \quad (40)$$

$$\frac{\partial^2 J}{\partial z^2} = -f(\xi) F,$$

$$F(\xi, z_k) = 0, \quad J(\xi, 0) = 0, \quad \partial J / \partial z|_{z=0} = 0$$

и условиям излучения для F при $\xi \rightarrow \pm \infty$, Здесь $I(\xi)$ - нормированный стационарный ток, $f(\xi)$ - нормированное сопротивление связи, коэффициент δ пропорционален разност

между скоростью электронов и скоростью света, $\xi = z/L$,
 $\xi = \tau \sqrt{4\pi/L\lambda}$.

Придав сопротивлению связи как функции продольной координаты "клистронную" форму $f(\xi) = \delta(\xi) + \delta(\xi - 1)$ и положив стационарный ток постоянным при $-\frac{L_{\perp}}{2} \leq \tau \leq \frac{L_{\perp}}{2}$, а вне этого интервала равным нулю, нетрудно свести систему (40) к одному интегральному уравнению

$$F(\xi) = \rho \int k(\xi', \xi) F(\xi') d\xi' \quad (41)$$

с ядром

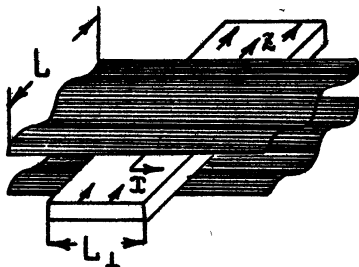
$$k = \exp\left(-i \frac{\pi}{4}\right) \exp\left[i \frac{(\xi - \xi')^2}{4}\right], \quad (42)$$

где

$$\rho = (I/4\pi) e^{-i\delta} \quad (43)$$

собственное число задачи, модуль которого определяет стартовый ток моды, а фаза - частоту генератора на пороге самовозбуждения. Уравнение (41) имеет тот же вид, что и для резонатора Фабри-Перо. Пользуясь известным решением [18], легко определить зависимость стартовых токов разных мод от френелевского параметра $L_{\perp}^2/\lambda L$. Если этот параметр не превосходит $(L_{\perp}^2/\lambda L) < 4$, то стартовый ток основной моды с $\mu = 1$ по крайней мере в 1,8 раз меньше стартового тока моды с двумя вариациями по координате.

Кроме рассмотренной, существуют и другие теоретические модели, в которых реализуется дифракционная селекция мод, (например, система двух связанных полосковых волноводов, один из которых пронизывается ленточным электронным потоком). [6]. Кстати, в работе [6] была рассмотрена модель, отличающаяся от изображенной на рис.12 тем, что область прохождения электронного потока в волноводе была заполнена диэлектриком с показателем преломления, близким к 1. В последнем случае селекция осуществляется чисто электродинамическими средствами, условия селекции сводятся к (39), но допустимая (в рамках метода, использованного в [6]) ширина электронного потока оказывается меньше, чем в рассмотренной здесь модели с "электронно-дифракционной" селекцией мод.



Р и с.12. Генератор встречной волны с электронно-дифракционной селекцией мод

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В обзоре были изложены лишь самые общие соображения, которыми обычно руководствуются при создании таких высокочастотных генераторов, в которых, несмотря на большой объем пространства взаимодействия и густой спектр собственных частот, возбуждалась бы единственная, "чистая" рабочая мода.

В дополнение к уже рассмотренным упомянем о некоторых других эффектах, также способных при соответствующих условиях благоприятствовать селекции мод. Среди таких эффектов — большее влияние на паразитные моды, чем на рабочую, со стороны разброса поступательных скоростей электронов (в системах типа гиротрона) и высокочастотного пространственного заряда. Дополнительные возможности дискриминации мод открываются при переходе от цилиндрических электродинамических систем к системам переменного (в направлении движения электронов) профиля (расширение волновода, введение конических вставок и т.п. [50,51]). Наконец напомним, что даже если в генераторе стартуют сразу несколько мод, то в результате их конкуренции на нелинейной стадии может установиться одномодовый режим [10]. Экспериментальной иллюстрацией к этому может в определенном смысле служить формирование воспроизводимой от импульса

к импульсу продольной структуры волнового поля в убитронне - лазере на свободных электронах [42].

С другой стороны, известные, а тем более возможные конструктивные разновидности высокочастотных генераторов, основанные на тех или иных принципах селекции мод, также гораздо многочисленнее, чем упомянутые в обзоре. Вообще можно сказать, что если расчет взаимодействия электронов с одной модой (вплоть до нелинейной стадии) уже близок к тому, чтобы превратиться в ремесло, то обеспечение условий, при которых эта мода была бы единственной, несмотря на большой объем и густой спектр собственных волн электродинамической системы, еще долго будет представлять собой род искусства.

Л и т е р а т у р а

1. Collins G. B. (ed.), *Microwave Magnetrons*, McGraw-Hill, N.Y., 1947; Магнетроны сантиметрового диапазона. М., Сов.радио, 1950, т.1; 1951, т.2.
2. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П., Орлова И.М., Панкратова Т.Е., Петелин М.И. Индуцированное синхротронное излучение электронов в полых резонаторах. - Письма в ЖЭТФ, 1965, т.2 №9, с.430.
3. Flyagin V.A., Gaponov A.V., Petelin M.I., Yulpatov V.K. *The Gyrotron*. - IEEE Trans., 1977, MTT-25, N6, p.514.
4. Русин Ф.С., Богомоллов Г.Д. Оротрон как генератор миллиметрового диапазона. - В сб.: Электроника больших мощностей. М., изд-во АН СССР, 1968, вып.5, с.45.
5. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника. Харьков, Вища школа, 1976.
6. Петелин М.И. О дифракционной селекции мод в СВЧ приборах с ультрарелятивистскими электронными потоками. - Тезисы докл. VIII Межвуз. конф. по электронике СВЧ. Ростов-на-Дону, 1976, с.58.
7. Релятивистская высокочастотная электроника / Под ред. А.В.Гапонова. Горький, ИПФ АН СССР, 1979.

8. Gaponov A.V., Petelin M.I., Flyagin V.A. Achievements and Problems of Relativistic High-Frequency Electronics. - Proc. of X Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. 1981, v.II.
9. Силин Р.А. Методы подавления паразитных видов колебаний в электродинамических системах электронных приборов с замедленными волнами. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1976, вып.11, с.3.
10. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Периодические и стохастические автомодуляционные режимы в электронных генераторах с распределенным взаимодействием. - В наст. сборнике, с. 101.
11. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф., Нусинович Г.С., Петелин М.И. Общие свойства коротковолновых приборов с длительной инерционной группировкой электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.249.
12. Братман В.Л., Моисеев М.А. Условия самовозбуждения МЧР с нерезонансной электродинамической системой. - Изв. вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №7, с.1045.
13. Beck A.H.W. Thermionic valves, Cambridge at the university press, 1953.
14. Шевчик В.П. Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ, М., Сов. радио, 1970.
15. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, т.10, № 9-10, с.1414.
16. Гвоздовер С.Д. Теория электронных приборов сверхвысоких частот. М., ГИТТЛ, 1956.
17. Юлпатов В.К. Возбуждение колебаний в полном резонаторе релятивистским электронным пучком. - Изв. вузов, Радиофизика, 1970, т.13, № 12, с.1784.
18. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., Сов. радио, 1966.
19. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М., Петелин М.И., Рогачева Г.Г. Открытые резонаторы в виде волноводов переменного сечения. - Изв. вузов. Радиофизика, 1969, т.12, № 8, с.1236.

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. 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.
22. Yariv A., Nakamura M. Periodic Structures for Integrated Optics. - IEEE J.Quant.Electr., 1977, vQE-13, N4, p.233.
23. Денисов Г.Г., Резников М.Г. Резонаторы для релятивистских генераторов коротковолнового излучения. - Тезисы докл. на IX Всесоюз. конф. по электронике СВЧ, Киев, 1979, с.111.
24. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Резников М.Г. Резонатор. Авт. свид. № 720591 с приоритетом от 14.11.79. БОИПОТЗ, 1980, №9.
25. Тамм И.Е. О возможных связанных состояниях электронов на поверхности кристалла. - Собрание научных трудов, М., Наука, 1975, т.1, с.216.
26. Петелин М.И., Юлпатов В.К. Мазеры на циклотронном резонансе. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар инженеров). Саратов, СГУ, 1974, т.4, с.95.
27. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Циклотронные и синхротронные мазеры. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника: Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.157.
28. Нефедов Е.И. Коаксиальныйotron. - Изв. вузов. Радиофизика, 1977, т.20, №11, с.1740.
29. Ковалев Н.Ф. Электродинамическая система ультрарелятивистской ЛОВ. - Электронная техника, Сер.1. Электроника СВЧ, 1978, вып.3, с.102.
30. Канавец В.И. Дифракционное и рассеянное излучение релятивистских электронных потоков. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ (4-я зимняя школа-семинар инженеров), Саратов, СГУ, 1978, т.4, с.119.

31. Бьков Ю.В., Гольденберг А.Л., Николаев Л.В., Офице - ров М.М., Петелин М.И. Экспериментальное исследование гиротрона с модами шепчущей галереи. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №10, с.1544.
32. Антаков И.И., Власов С.Н., Гинзбург В.А., Загрядская Л.И., Николаев Л.В. МЦР - генераторы с механической перестройкой частоты. - Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1975, №8, с.20.
33. Гинзбург Н.С., Кременцов В.И., Петелин М.И., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. Мазер на циклотронном резонансе с релятивистским сильноточным электронным пучком. - Письма в ЖТФ, 1978, т.4, вып.3, с.149; Экспериментальное исследование мазера на циклотронном резонансе с релятивистским сильноточным электронным пучком. - ЖТФ, 1979, т.49, №2, с.378.
34. Кременцов В.И., Петелин М.И., Рабинович М.С., Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. Гиротроны на релятивистском сверхвакуумном электронном пучке с плазменным заполнением. - ЖЭТФ, 1978, т.75, вып.6 (12), с.2151.
35. Voronkov S.N., Kremensov V.I., Strelkov P.S., Shkvarunets A.G. Gyrotron of millimeter waves operating at high current relativistic electron beams. - International topical conference on high-power electron and ion beam. Paris, 1981, Abstract 5P14.
36. Кольчугин Б.Д., Ковалев Н.Ф., Нечаев В.Е., Офицеров М.М., Солуянов Е.И., Фукс М.И. Релятивистский магнетрон с дифракционным выводом электромагнитного излучения. - Письма в ЖТФ, 1977, т.3, вып.20, с.1048.
37. Ковалев Н.Ф., Крастелев Е.Г., Кузнецов М.И., Майне А.М., Офицеров М.М., Пападичев В.А., Фукс М.И., Чеканова Л.Н. Мощный релятивистский магнетрон с длиной волны 3 см. - Письма в ЖТФ, 1980, т.6, вып.8, с.459.
38. Нечаев В.Е., Сулакшиг А.С., Фукс М.И., Штейн Ю.Г. Релятивистский магнетрон - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.114.

39. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канаев В.И., Михеев В.В., Плетюшкин В.А. Исследование релятивистского генератора дифракционного излучения миллиметрового диапазона. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, вып.10, с.587.
40. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г. ЛСЭ с распределенной обратной связью. - В наст. сборнике, с.237.
41. Александров А.Ф., Афонин А.М., Галузо С.Ю. и др. Релятивистские черенковские генераторы с резонансными замедляющими структурами. - В наст. сборнике, с.145.
42. Deacon D.A.G., Elias L.R., Modey J.M.J. et al. First Operation of a Free-Electron Laser. - Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, N16, p.892.
43. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. Оптический клистрон. - В наст. сборнике, с.204.
44. Рапопорт Г.Н. Нелинейная теория генератора обратной волны типа "О" с периодической замедляющей структурой. - Радиотехника и электроника, 1964, т.9, №3, с.483.
45. Альтшулер Ю.Г., Татаренко А.С. Лампы малой мощности с обратной волной. М., Сов. радио, 1963.
46. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. Приборы типа "О", основанные на индуцированных черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.76.
47. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В., Цопп Л.Э. Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения потоком релятивистских электронов. - Письма в ЖЭТФ, 1973, т.18, №4, с.232.
48. Carmel Y., Ivers J., Kribel R.E., Nation I. Intense Coherent Cerenkov Radiation Due to the Interaction of a Relativistic Electron Beam with a Slow-Wave Structure. - Phys.Rev.Lett., 1974, v.33, p.21.

49. Зайцев Н.И., Ковалев Н.Ф., Кораблев Г.С. и др. Релятивистский карсинотрон с длиной волны 3 см и длительностью импульса 0,4 микросекунды. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, вып.14, с.879.
50. Zaitsev N.I., Kovaljov N.F., Korablev G.S., Kulagin I.S. Experimental Study of the Influence of Cathode and Collector Plasma Dynamics on the Microwave Generator with a Relativistic Electron Beam. - Proc. of X Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, Moscow, 1981, v.1, p.M1.
51. Власов С.Н., Загрядская Л.И., Орлова И.М. Открытые коаксиальные резонаторы для гиротронов. - Радиотехника в электроника, 1976, т.21, №7, с.1485.
52. Петелин М.И., Резников М.Г. Селекция мод в коаксиальных резонаторах с гофрированными стенками. - Тезисы докл. VIII Межвуз.конф. по электронике СВЧ. Ростов-на-Дону, 1976, с.52.

ПЕРИОДИЧЕСКИЕ И СТОХАСТИЧЕСКИЕ АВТОМОДУЛЯЦИОННЫЕ РЕЖИМЫ В ЭЛЕКТРОННЫХ ГЕНЕРАТОРАХ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

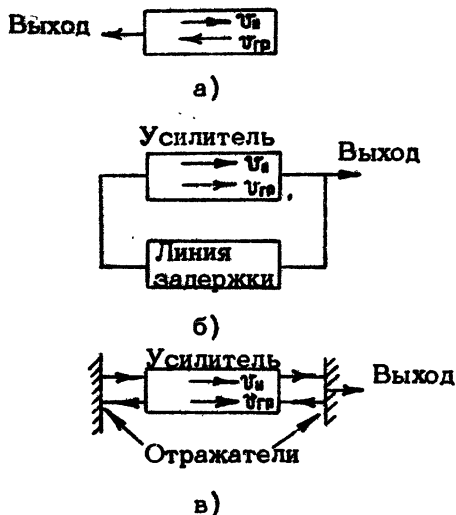
Н.С.Гинзбург, С.П.Кузнецов

ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным представлениям теории колебаний [1,2] типичные динамические системы с числом степеней свободы $n > 1,5$ при увеличении параметра, характеризующего степень неравновесности системы, демонстрируют ряд переходов (бифуркаций), в результате которых автоколебания последовательно усложняются. В конечном итоге возникают стохастические автоколебания, обладающие сплошным спектром. Как показано в недавних теоретических [3-10] и экспериментальных [11-17] работах, аналогичная последовательная смена автоколебательных режимов происходит и во многих электронных генераторах с распределенным взаимодействием при увеличении тока пучка.

Автоколебания в электронных генераторах обусловлены взаимодействием электронного пучка с электромагнитным полем при наличии одного из двух механизмов обратной связи. В первом случае (ЛОВ) обратная связь обеспечивается благодаря тому, что направления движения электронного пучка и потока энергии электромагнитной волны противоположны (рис.1,а) и неустойчивость электронного пучка носит абсолютный характер. Во втором случае (резонансные генераторы с внешней запаздывающей обратной связью) прибор пред-

ставляет собой усилитель, выходной сигнал которого частично подается на его вход (рис.1,б,в). В усилителе направление движения электронов совпадает с направлением потока энергии синхронной волны и имеет место конвективная неустойчивость.



Р и с.1. Схематическое изображение ЛОВ (а) и резонансного электричного генератора с внешней (б) и внутренней (в) обратной связью

В данной статье обсуждаются особенности многочастотных режимов колебаний в каждом из указанных выше типов электронных генераторов.

1. ОСНОВНЫЕ МОДЕЛИ

1.1. Элементарная модель

Простейшей моделью электронного генератора может служить замкнутая в кольцо цепочка, состоящая из безынерционного активного нелинейного элемента и линии задержки (рис. 1,б)*. Динамика такой модели описывается разностным уравнением [18,19,5].

$$A(t) = f[A(t-T)], \quad (1)$$

где $A(t)$ — амплитуда сигнала, T — время задержки в цепи обратной связи. Нелинейные свойства активного элемента характеризуются функцией $f(A)$, которую аппроксимируем первыми членами ряда Тейлора, представив уравнение (1) в виде

$$A(t) = \lambda [A(t-T) - A^3(t-T)]. \quad (2)$$

Здесь λ имеет смысл коэффициента усиления разомкнутой цепочки в линейном ($\lambda \ll 1$) режиме.

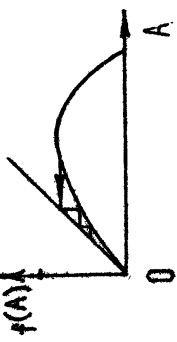
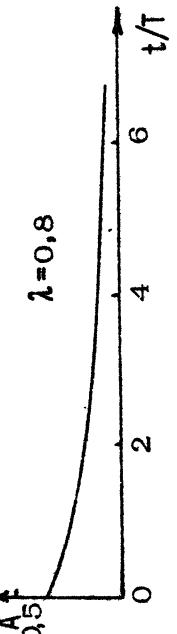
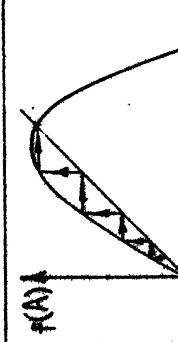

Если сигнал $A(t)$ задан на начальном отрезке времени $0 \leq t < T$, то с помощью формулы (1) можно найти $A(t)$ при любых t :

$$\begin{aligned} A(t_1 + T) &= f[A(t_1)] \\ A(t_1 + 2T) &= f\{f[A(t_1)]\} \\ &\dots \dots \dots \end{aligned}$$

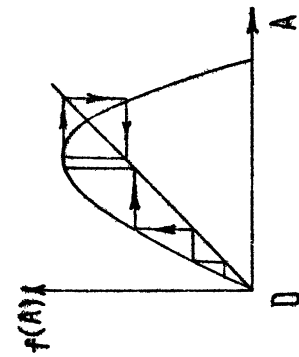
где t_1 — произвольная точка начального отрезка. Эту процедуру удобно выполнять графически с помощью диаграмм Ламерея. На рисунках в таблице показаны диаграммы Ламерея и зависимости амплитуды сигнала от времени для моде-

*) Данная модель применима также к широкому кругу генераторов иной физической природы [18,19].

АВТОКОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ РЕЖИМЫ И БИФУРКАЦИИ ЭЛЕМЕНТАРНОЙ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОННОГО ГЕНЕРАТОРА (2)

Интервал значений параметра	Диаграмма Ламерея	Зависимость амплитуды от времени и характер установившегося режима
$\lambda < 1$	 <p style="text-align: center;">$A = 0$ – устойчивая точка</p>	 <p style="text-align: center;">$\lambda = 0,8$</p> <p style="text-align: center;">Автоколебания отсутствуют</p>
$1 < \lambda < 2$	 <p style="text-align: center;">$A \neq 0$ – устойчивая точка</p>	 <p style="text-align: center;">$\lambda = 1,8$</p> <p style="text-align: center;">Автоколебания с постоянной амплитудой</p>

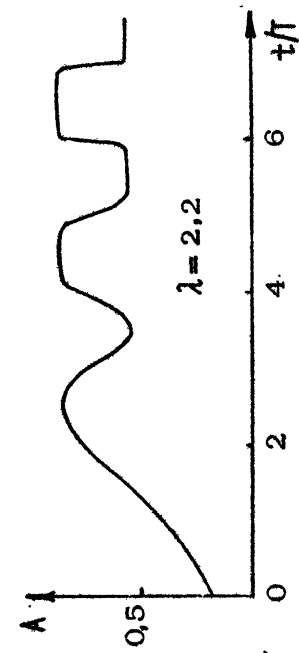
$$2 < \lambda \leq 2,24$$



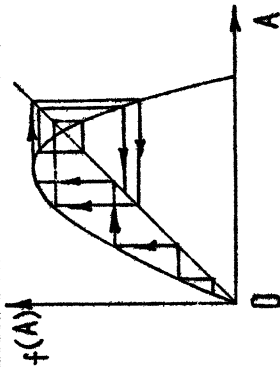
Двухтактный цикл

Бесконечная последовательность бифуркаций удвоения периода

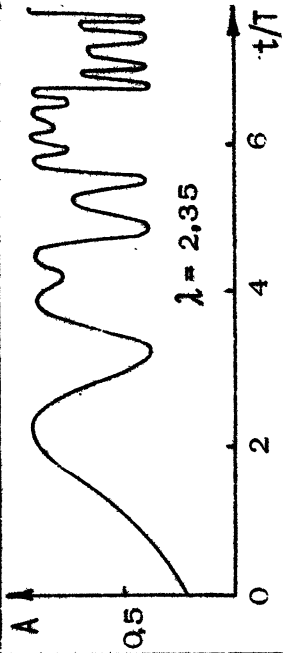
Автомодуляция с периодом $2T$



$$\lambda > 2,303$$



Последовательность
нерегулярная



Установившийся режим (даже в статистическом смысле) отсутствует

ли (2) при различных значениях параметра λ . Начальные условия задавались в виде

$$A(t) = \text{const}(\lambda)^{t/T}.$$

Как видно из таблицы, при увеличении параметра λ имеет место последовательность бифуркаций, в результате каждой из которых существовавший ранее режим теряет устойчивость и возникает новый. При $\lambda > 2$ появляется автомодуляция с периодом $2T$ ^{*}. Далее происходят бифуркации удвоения периода автомодуляционных режимов. Согласно Фейгенбауму [20], соответствующая последовательность бифуркационных значений параметра λ_n бесконечна и сходится к пределу $\lambda_{пр}$ по закону $\lambda = \lambda_{пр} - C(4,669)^{-n}$ универсальному для всех функций $f(A)$ с квадратичным максимумом. Для функции (2) $\lambda_{пр} = 2,3$, $C = 0,83$.

При $\lambda > \lambda_{пр}$ последовательность $A_n = A(t_1 + nT)$, получаемая из диаграммы Ламерея, демонстрирует стохастическое поведение [6]. Однако в рамках элементарной модели установившийся в статистическом смысле режим автоколебаний отсутствует. Действительно, пусть t_1 и $t_2 = t_1 + \varepsilon$ две точки начального отрезка времени, причём $\Delta = |A(t_1) - A(t_2)| \neq 0$. Из-за присущей стохастическому режиму неустойчивости через некоторое число циклов N обязательно будем иметь $|A(t_1 + NT) - A(t_2 + NT)| \sim 1$. (Вообще говоря, чем меньше ε , тем меньше Δ и тем больше N). Следовательно, при $t \sim NT$ характерный временной масштаб сигнала $\tau_{хар}$ не превышает ε . Проводя это рассуждение для все меньших и меньших ε , убеждаемся, что величина $\tau_{хар}$ должна неограниченно уменьшаться с течением времени (см. таблицу).

* Под автомодуляцией здесь и далее понимается такой режим работы генератора, при котором его выходной сигнал промодулирован по амплитуде и (или) фазе, причем параметры модуляции - форма, частота, спектр - определяются самой системой и не зависят от изменения (по крайней мере, небольшого) начальных условий. В соответствии с определением [21] это частный случай автоколебательного режима.

Дело в том, что в пренебрежении релаксационными процессами активный элемент имеет бесконечно широкую полосу усиления. В реальном генераторе описанное выше "дробление масштаба" сигнала прекратится, когда $T_{ХАР}$ сравняется по порядку величины с временем релаксации активного элемента $T_{РЕЛ}$ и соответственно ширина спектра сигнала окажется соизмеримой с шириной полосы усиления.

При учете релаксации связь входного и выходного сигналов активного элемента становится нелокальной: значение выходного сигнала в некоторый момент времени определяется значениями на входе в интервале времени порядка $T_{РЕЛ}$. Для выяснения механизмов релаксации активного элемента необходимо обратиться к конкретным моделям электронных генераторов.

1.2. Модель электронного генератора с инерционным механизмом группировки пучка

Взаимодействие электронного пучка с полем волны медленно меняющейся амплитуды $E = \text{Re} \{ \mathcal{E}(z, t) \exp[i(\omega t - \kappa_{\parallel} z)] \}$ в генераторах с инерционной группировкой частиц [22] (приборы типа "О") можно описать следующей системой самосогласованных уравнений [3, 23]:

$$\left(\frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right)^2 \theta = \chi_1 \text{Re} \{ \mathcal{E} \exp(i\theta) \}, \quad (3)$$

$$\left(\frac{1}{v_{гр}} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial z} \right) \mathcal{E} = \chi_2 J, \quad J = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta_0. \quad (4)$$

Здесь θ - фаза электрона относительно волны, удовлетворяющая граничным условиям

$$\theta|_{z=0} = \theta_0 \in (0, 2\pi), \quad \left(\frac{1}{v_{\parallel}} \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \right) \theta|_{z=0} = 0, \quad (5)$$

χ_1 и χ_2 - постоянные коэффициенты, причем коэффициент χ_2 пропорционален току пучка; v_{\parallel} - продольная составляющая скорости пучка на входе в пространство взаимодействия, $v_{гр}$ - групповая скорость волны на несущей частоте ω . Знак "-" в уравнении (4) соответствует генератору обрат-

ной волны. Граничное условие для поля в этом случае выражает отсутствие сигнала на коллекторном конце пространства взаимодействия $z = L$:

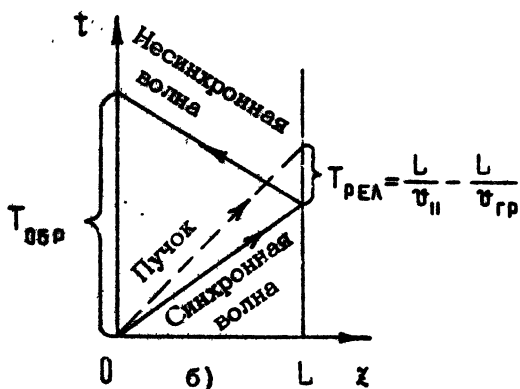
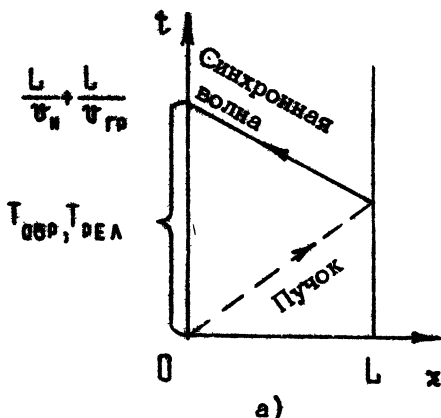
$$\mathcal{E}(L, t) = 0. \quad (6)$$

Знак "+" соответствует усилителю прямой волны. При наличии цепи обратной связи с комплексным коэффициентом передачи K и полным временем задержки T граничное условие определяет входной сигнал усилителя через выходной, взятый в запаздывающий момент времени:

$$\mathcal{E}(0, t) = K \mathcal{E}(L, t - T). \quad (7)$$

Уравнения (3), (4) применимы [22] к черенковским ЛБВ и ЛОВ типа "О", МЦР, убитрону, скаттрону, если обобщенный параметр Пирса $[\gamma_{\parallel} / \omega](\chi_1 \chi_2 / 2)^{1/3}$ достаточно мал. Благодаря этому условию, во-первых, оправдано применение метода медленно меняющихся амплитуд и пренебрежение зависимостью групповой скорости от частоты в спектральном интервале сигнала, во-вторых, оказывается малым изменение энергии электронов в процессе их взаимодействия с волной. Последнее позволяет считать, что обобщенное ускорение частицы $d^2\mathcal{E}/dt^2$ прямо пропорционально действующему на нее полю.

В рамках рассматриваемой модели характерный масштаб нелокальности и соответствующее ему время релаксации активного элемента (электронный пучок - электромагнитная волна) определяются относительным движением пучка и волны, т.е. отличием поступательной скорости электронов v_{\parallel} от групповой скорости волны v_{gr} . Чтобы убедиться в этом, построим характеристики системы уравнений (3), (4) на плоскости z, t : $z = v_{\parallel} t + t \Omega s t$ (пучок) и $z = \pm v_{gr} t + t \Omega s t$ (волна). Как видно из рис.2,а, в случае ЛОВ значение амплитуды поля в момент времени $t = \frac{L}{v_{\parallel}} + \frac{L}{v_{gr}}$ скоррелировано при посредстве электронного пучка со значениями поля в интервале времени $0 < t < \frac{L}{v_{\parallel}} + \frac{L}{v_{gr}}$. Следовательно, в ЛОВ характерное время релаксации.



Р и с.2. Пространственно-временные диаграммы, поясняющие характерный временной масштаб нелокальности для ЛЮВ (а) и резонансного электронного генератора (б)

$T_{рел} = \frac{L}{v_n} + \frac{L}{v_{гр}}$ совпадает с временем прохождения сигнала по петле обратной связи. В случае усилителя попутной волны (и соответственно резонансного генератора) время релаксации составляет $T_{рел} = \frac{L}{v_n} - \frac{L}{v_{гр}}$ (рис.2,б) и существенно отличается от времени прохождения сигнала по

петле обратной связи $T_{обр}^{*})$.

Поскольку в ЛОВ фактически имеется один временной масштаб, а в резонансных генераторах таких масштабов два, то динамика последних оказывается более разнообразной, чем динамика ЛОВ.

2. АВТОМОДУЛЯЦИОННЫЕ РЕЖИМЫ В ЛОВ

2.1. Перегруппировка электронов и автомодуляция

Рассмотрим сначала простой для анализа случай, когда динамика ЛОВ описывается элементарной моделью п.1.1. Предположим, что взаимодействие пучка с полем сосредоточено на двух коротких участках системы – вблизи точек $x=0$ и $x=L$, и представим $x_{1,2}$ в уравнениях (3) и (4) в виде $x_{1,2} = (\hat{x}_{1,2} L/2) [\delta(x) + \delta(x-L)]$. После интегрирования в (3) и (4) с учетом того, что $\theta = \theta_0$ при $x < 0$ и $\hat{e} = 0$ при $x > L$, получим разностное уравнение

$$\hat{A}(t+T) = - \frac{i\mathcal{L}^3}{2} \frac{J_1(|\hat{A}(t)|)}{|\hat{A}(t)|} \hat{A}(t), \quad (8)$$

где $\hat{A} = \frac{1}{2} \hat{x}_1 L^2 \hat{e}$, $\mathcal{L} = (\omega/v_H) [L]$, $T = L v_H^{-1} + L v_{гв}^{-1}$. Полагая $\lambda = \mathcal{L}^3/4$, $A = 2\sqrt{2} |\hat{A}|$ и ограничиваясь первыми членами разложения функции Бесселя $J_1(A)$ в ряд Тейлора, приходим к уравнению (2). Таким образом, все перечисленные в таблице режимы реализуются в данной модели ЛОВ. Генерация возникает при $\mathcal{L} > 1,6$, а автомодуляция с периодом $2T$ – при $\mathcal{L} > 1,8$. Происхождение автомодуляции связано с наличием падающего участка в зависимости амплитуды высокочастотного тока $\sim J_1(|\hat{A}|)$ от параметра группирования $|\hat{A}|$, т.е. с перегруппировкой электронного пучка.

*) Период обращения волны $T_{обр}$ включает в себя наряду с временем задержки в цепи обратной связи T время прохождения сигнала по активному элементу.

Для получения более убедительных и точных результатов необходимо обратиться к численному решению уравнений (3), (4).

2.2. Численные результаты

Введем для удобства безразмерную координату $\xi = \frac{\omega}{v_{II}} [x$, "запаздывающее" время $\tau = \frac{\omega}{v_{II}} [\left(\frac{1}{v_{II}} + \frac{1}{v_{гp}} \right)^{-1} (t - x/v_{II})$ и нормированную комплексную амплитуду волны $F = \frac{v_{II}^2}{\omega^2} \chi_1 [^{-2} \mathcal{E}$. В новых переменных уравнения (3), (4) принимают вид [3]

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \xi^2} = \text{Re} [F \exp(i\theta)], \quad (9)$$

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} - \frac{\partial F}{\partial \xi} = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta, \quad (10)$$

с граничными и начальными условиями

$$\theta \Big|_{\xi=0} = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial \xi} \Big|_{\xi=0} = 0, \quad F \Big|_{\xi=\infty} = 0, \quad (11)$$

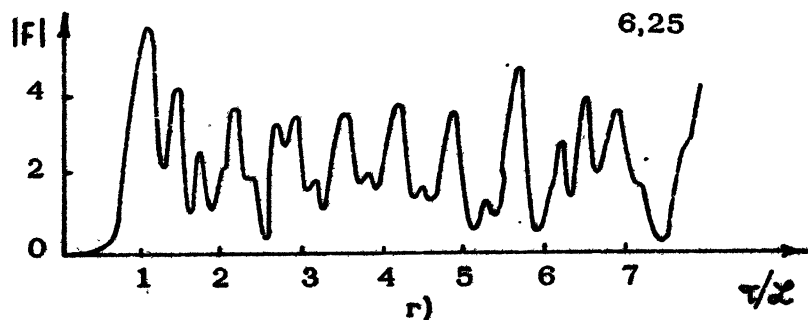
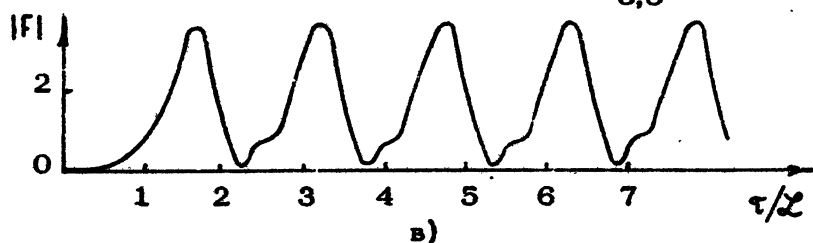
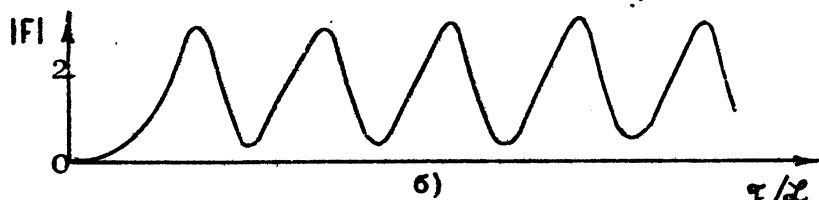
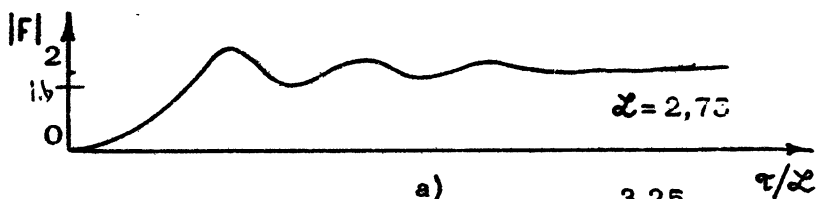
$$F \Big|_{\tau=0} = F^0(\xi). \quad (12)$$

Нелинейная краевая задача (9)–(11) содержит единственный свободный параметр $\mathcal{L} = \frac{\omega}{v_{II}} [L$, от величины которого только и зависит характер реализующего режима.

Невозбужденное состояние $F=0$ является устойчивым при малых \mathcal{L} и теряет устойчивость для $\mathcal{L} > 1,97$ [24]. Как показывает численное решение задачи (9)–(11), для значений \mathcal{L} в интервале от 1,97 до 2,9 устанавливается режим с постоянной амплитудой и частотой сигнала: $F = \psi(\xi) \exp(-i\Omega \tau)$, $\Omega = \Omega(\mathcal{L})$ (рис.3,а). При $\mathcal{L} > 2,9$ появляется автомодуляция сигнала по амплитуде и фазе (рис.3,б,в):

$F = f(\xi, \tau) \exp(-i\Omega \tau)$, где f – периодическая функция τ . Период автомодуляции составляет $\Delta \tau \approx 1,5 \mathcal{L}$ или в размерном виде $T_{AM} \approx 1,5 \left(\frac{L}{v_{II}} + \frac{L}{v_{гp}} \right)$.

Специальным численным экспериментом [26] показано, что при $\mathcal{L} > 2,9$ стационарный



Р и с.3. Зависимости амплитуды выходного сигнала ЛОВ от времени, полученные при численном моделировании процесса установления колебаний для различных значений нормированной длины L

одночастотный режим неустойчив относительно малых возмущений. В результате нарастания этих возмущений устанавливается режим автомодуляции.).

Полученные данные находятся в качественном соответствии с предсказаниями элементарной модели (п.2.1). Замечание о природе автомодуляции, сделанное в п.2.1, согласуется с наблюдаемой в численном эксперименте динамикой распределения поля и тока по длине ЛОВ [3].

При дальнейшем увеличении параметра \mathcal{L} автомодуляция становится более глубокой, а затем, начиная с $\mathcal{L} \approx 5,5$ — стохастической (рис.2) [3,4]. Длительность рассчитанных реализаций, по-видимому, достаточна для того, чтобы можно было говорить об установлении стационарного в статистическом смысле режима колебаний. По крайней мере, усредненные за интервал времени $(\tau, \tau + \tau^*)$ квадрат амплитуды $|F|^2$ и скорость изменения фазы сигнала практически не зависят от τ , если τ^* имеет порядок нескольких \mathcal{L} , и τ не слишком мало. Функция распределения амплитуд в этом режиме близка к релейской [4]. Интересно отметить, что величина $|F|^2$ не уменьшается с ростом параметра \mathcal{L} . Поэтому электронный КПД ЛОВ, который пропорционален $|F|^2$, должен монотонно увеличиваться с ростом тока. Стационарная теория [25] предсказывала уменьшение $|F|^2$ начиная с $\mathcal{L} \approx 2,8$. Ошибочность данного результата связана с тем, что в этой области реализуется не одночастотный, а автомодуляционный режим.

Поведение ЛОВ-генератора качественно не изменяется при учете потерь в электродинамической системе или умеренного разброса электронов по начальным энергиям. В обоих случаях эффект сводится к некоторому увеличению пороговых значений параметра \mathcal{L} и уменьшению уровня выходного сигнала [4].

2.3. Взаимосвязь стохастичности и неустойчивости фазовых траекторий

Согласно [1,2] стохастические автоколебания в динамических системах связаны с существованием в фазовом пространстве системы странного аттрактора — сложного объекта,

к которому притягиваются фазовые траектории. "Странность" его, состоит в том, что все или почти все принадлежащие ему траектории неустойчивы. Поясним это более подробно на примере ЛОВ.

Предположим, что $F^0(\mathcal{L}, \tau)$ — некоторое решение уравнений (9)–(11), которому соответствует принадлежащая аттрактору фазовая траектория. Рассмотрим близкое к нему решение тех же уравнений $F(\mathcal{L}, \tau) = F^0(\mathcal{L}, \tau) + \tilde{F}(\mathcal{L}, \tau)$, отвечающее немного другим начальным условиям. Тогда норма возмущения $\tilde{F}(\mathcal{L}, \tau)$ нарастает во времени в среднем по экспоненциальному закону, т.е.

$$\|\tilde{F}(\mathcal{L}, \tau)\| = \left[\int_0^{\tau} |\tilde{F}(\mathcal{L}, \tau)|^2 d\mathcal{L} \right]^{1/2} = 0(e^{\lambda\tau}). \quad (13)$$

Величина λ (в физической литературе называется энтропией Колмогорова [1,2]) — количественная характеристика, показывающая, насколько сильной является стохастичность.

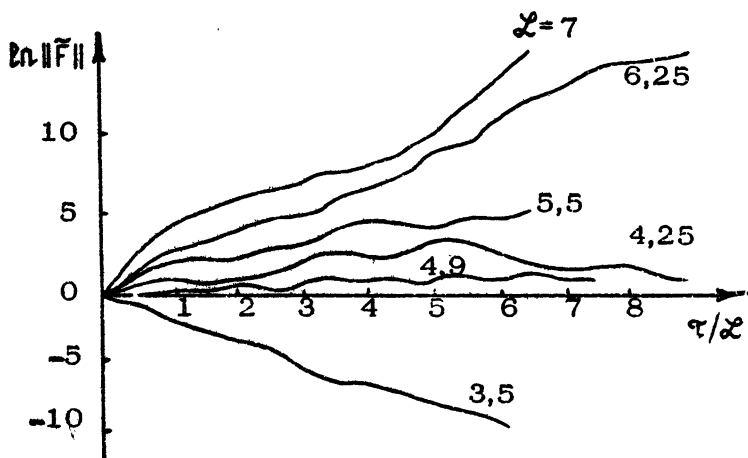
На рис.4 показаны полученные в численном эксперименте [4] зависимости величины $\ln \|\tilde{F}\|$ от времени при различных значениях параметра \mathcal{L} *). Закон изменения возмущений действительно близок к экспоненциальному. Инкремент нарастания (энтропия Колмогорова) становится положительным при $\mathcal{L} \geq 5,5$ (это соответствует появлению стохастичности) и возрастает с увеличением \mathcal{L} (для $\mathcal{L} = 7$, $\lambda \mathcal{L} \approx 2$). Таким образом, результаты численного эксперимента свидетельствуют в пользу того, что стохастичность в ЛОВ обусловлена наличием странного аттрактора.

2.4. Экспериментальные результаты

Экспериментальное исследование динамики ЛОВ-генератора [4,14,15,26–28] было проведено на специальных лабораторных макетах, которые позволяли получать значения параметра \mathcal{L} от 0 до 10–12 при удовлетворительном выполнении предположений, сформулированных в п.1.2. От тра-

*) Для устранения накапливающейся вычислительной погрешности в процессе расчетов из возмущения исключались добавки, сводящиеся к тривиальному сдвигу исходного решения F^0 по времени и фазе [4].

дционных нерелятивистских ЛОВ макеты отличались большой эффективной длиной $\frac{\omega}{c} L \geq 150$ и большим поперечным сечением пучка.

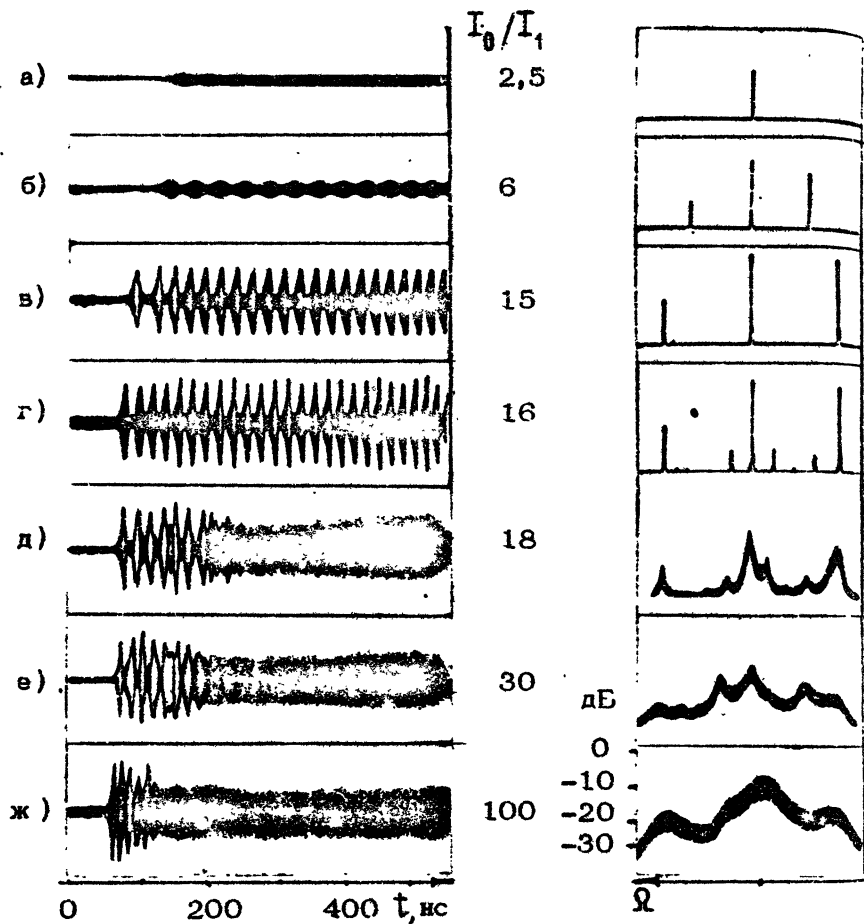


Р и с.4. К анализу устойчивости фазовых траекторий

Изменение характера переходных и установившихся режимов при увеличении тока пучка I и постоянном напряжении U иллюстрируется рис.5 и 6. На рис.5 приведены осциллограммы огибающей выходного сигнала ЛОВ в режиме установления колебаний^{*}; они находятся в замечательном соответствии с результатами расчетов на ЭВМ (см.рис.3). На рис.6 показаны спектры выходного сигнала в режимах непрерывной генерации при тех же самых величинах тока.

Генерация монохроматического сигнала (традиционный

^{*} Осциллограммы получены в режиме периодического следования импульсов; каждая из них образована наложением большого числа реализаций переходного процесса. В качестве "затравочного" использовался слабый монохроматический сигнал, подаваемый на коллекторный конец лампы. Уровень этого сигнала был на несколько порядков выше дробового шума и на несколько порядков ниже амплитуды развитых автоколебаний.



Р и с.5. Осциллограммы переходного процесса в экспериментальном макете ЛОВ при фиксированном напряжении и различных отношениях тока пучка I к стартовому значению I_0 ,

Р и с.6. Спектры выходного сигнала ЛОВ в установившемся режиме при значениях тока и напряжения, соответствующих рис.5

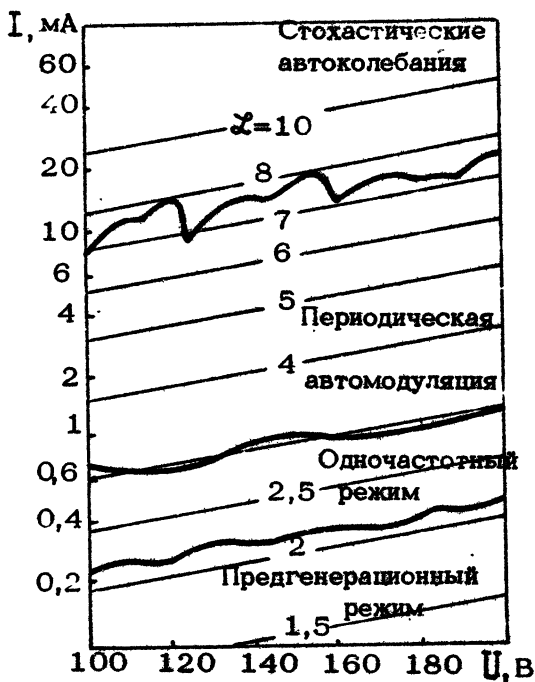
режим ЛОВ) существовала в интервале токов $I_1 < I < I_2$ (см.рис.5,а и 6,а). При $I_2 < I < I_3$ реализовались много-частотные автоколебания с дискретным эквидистантным спектром – режимы периодической автомодуляции (рис.5,6, б,в). При небольшой надкритичности $I - I_2$ период авто-модуляции T_{AM} точно совпадал с расчетным; с ростом тока он несколько уменьшался. В интервале $0,9I_3 < I < I_3$ регистрировался обычно ряд бифуркаций с появлением сла-бой дополнительной модуляции с периодом NT_{AM} (N – целое число, изменявшееся в зависимости от напряжения, условий встрела пучка и согласования лампы), (см.рис. 5 и 6, г).

При $I > I_3$ возникали колебания со сплошным спек-тром (рис.5 и 6, д-ж). Если рассмотреть любую спектраль-ную линию, существовавшую при $I < I_3$, то для $I > I_3$ сосредоточенная в ней мощность перераспределялась в час-тотном интервале, ширина которого увеличивалась с ростом надкритичности $I - I_3$. При этом повышался также уро-вень шума на участках спектра, не содержащих при $I < I_3$ дискретных составляющих. На экране анализатора спектра переход выглядел как "расплывание" дискретных линий с постепенным сглаживанием сначала тонкой, а потом все бо-лее грубой структуры спектра.

Критические значения тока I_1, I_2, I_3 , при которых наблюдалась смена характера автоколебаний, зависели от напряжения. На рис.7 на плоскости параметров U, I пока-заны области существования различных режимов. Тот факт, что все границы раздела на этом рисунке проходят вдоль линий $\mathcal{L} = \text{const}$, является экспериментальным подтвержде-нием закона подобия, справедливого в рамках рассмотренной теоретической модели. Более того, бифуркационные значения параметра \mathcal{L} близки к рассчитанным на ЭВМ. Поэтому естественно заключить, что все наблюдаемые режимы обу-словлены факторами, "заложеными" в теоретическую мо-дель. Отметим, что все бифуркации были "мягкими", гистерезис не наблюдался. Генерируемая мощность и электронный КПД монотонно увеличивался с ростом тока во всей исследованной области.

Обратим внимание на то, что при установлении одночас-тотного режима и режимов периодической автомодуляции

осциллограмма переходного процесса является четкой на всем протяжении. При установлении стохастических режимов четко просматривается только начальный участок осциллограммы, а дальше она размазывается (рис.5, д-ж). Последнее свидетельствует о неустойчивости реализующейся фазовой траектории.



Р и с. 7. Области различных режимов на плоскости напряжения - ток пучка для одного из экспериментальных макетов. Показаны линии равных значений параметра \mathcal{L}

Очевидно, имеющиеся в системе микрофлуктуации малы на начальном участке процесса. Затем вызванные ими возмущения нарастают, и в конце концов различия между реали-

зациями переходного процесса, наложением которых образована осциллограмма, становятся макроскопическими и заметными на глаз. Считая, что начальный уровень флуктуаций F_H обусловлен дробовым эффектом, можно оценить энтропию Колмогорова:

$$h \sim -\frac{1}{\mathcal{L}\Delta t} \left(\frac{L}{\sigma_n} + \frac{L}{\sigma_{rp}} \right) \ln |F_H|,$$

где Δt - интервал времени от начала нелинейной стадии процесса до момента размазывания осциллограммы $|F_H| \sim 10^{-4}$. Отсюда получается для $\mathcal{L} = 7$ $h\mathcal{L} \sim 2$, для $\mathcal{L} = 10$ $h\mathcal{L} \sim 3,6$. Эти оценки разумно согласуются с результатами численного эксперимента.

Совокупность изложенных теоретических и экспериментальных результатов позволяет с достоверностью утверждать, что наблюдаемые автомодуляционные режимы (в том числе и стохастические) обусловлены собственной сложной динамикой системы электронный пучок - обратная волна. Как оказывается, ЛОВ демонстрирует поведение, типичное для широкого круга распределенных динамических систем [1,2], и может служить удобным объектом для изучения соответствующих общих закономерностей.

2.5. Влияние дополнительных факторов на автомодуляцию в ЛОВ на индуцированном черенковском излучении

Высокочастотное поле пространственного заряда [4,27].

При учете кулоновского взаимодействия зарядов в рамках простейшей модели бесконечно широкого пучка уравнение движения электронов принимает вид

$$\frac{\partial^2 \theta}{\partial \mathcal{L}^2} = \operatorname{Re} \left(F e^{i\theta} - 4QC \sum_{m=1}^{\infty} \frac{i J_m}{m} e^{im\theta} \right), \quad (14)$$

где $\gamma_m = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \text{erf}(-im\theta) d\theta$, $4Q\zeta = (\omega_p/\omega\zeta)^2$ - параметр пространственного заряда, ω_p - плазменная частота пучка. Далее нам будет удобно пользоваться параметром $Q = 2\pi Q\zeta/\omega$ не зависящим от тока пучка.

Общая картина поведения ЛОВ при существенном влиянии пространственного заряда была выяснена на основании дополняющих друг друга результатов решения системы уравнений (10) и (14) на ЭВМ и экспериментов с нерелятивистскими ЛОВ. На рис.8 схематически показана конфигурация областей различных режимов на плоскости параметров (Q, ζ) ; видно, что для $Q < Q_1$ последовательность режимов, наблюдаемая при увеличении параметра ζ (т.е. при увеличении тока пучка) такая же, как в кинематическом случае п.2.2.



Р и с.8. Схематическое изображение конфигурации областей различных режимов ЛОВ на плоскости; параметр пространственного заряда Q - нормированная длина ζ

При $Q_1 < Q < Q_2$ имеет место двукратное чередование одночастотного и автомодуляционного режимов. Если же $Q > Q_2$, то область одночастотного режима простирается до значений

тока, примерно в 20 раз превышающих стартовый. При этом мощность и КПД, достижимые в одночастотном режиме, намного больше, чем в кинематическом случае. Отсутствие автомодуляции в рабочем интервале токов большинства серийных ЛОВ связано именно с тем, что в них $Q > Q_2$ [27].

Если потери в электродинамической системе отсутствуют, то Q_1 и Q_2 приблизительно равны 0,7 и 1,2 соответственно. При наличии потерь Q_1 и Q_2 уменьшаются (для уровня потерь 4 дБ – примерно в два раза).

Подавление автомодуляции пространственным зарядом обусловлено тем, что кулоновское расталкивание сгустков мешает перегруппировке электронного пучка, с которой связано возникновение автомодуляции.

Изменение массы электронов в процессе взаимодействия в ультрарелятивистской ЛОВ [3]. Для ультрарелятивистской ЛОВ можно провести обобщение уравнений (9), (10) на случай, когда $\zeta \sim \gamma_0^{-2}$, где $\gamma = \frac{\mathcal{E}}{m_0 c^2}$ – отношение энергии электрона к энергии покоя. Такое соотношение параметров приводит к тому, что, несмотря на малое изменение скорости электронов $\Delta V_{||} \sim \zeta V_{||}$ в процессе взаимодействия, их энергия (а значит и масса) изменяется значительно ($\Delta \gamma \sim \gamma_0$); при этом КПД ЛОВ велик, невзирая на малость параметра Пирса ζ . В данном случае уравнение движения принимает вид

$$\frac{d^2 \theta}{d \zeta^2} = \left(1 + \nu \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} \right)^{3/2} \operatorname{Re} (F e^{i \theta}), \quad (15)$$

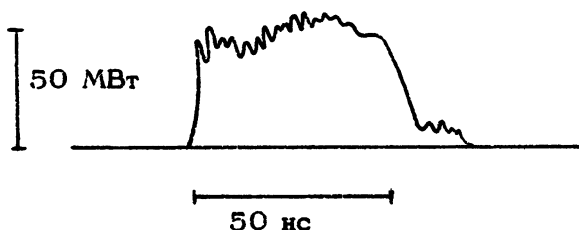
где $\nu = 2 \zeta \gamma_0^2$. Численное решение системы уравнений (10) и (15) показывает, что с ростом параметра ν пороговое для режима автомодуляции значение ζ существенно уменьшается. Таким образом, автомодуляционные режимы должны быть типичными и для ультрарелятивистских ЛОВ с высоким КПД.

На рис.9 приведена экспериментальная осциллограмма импульса излучения релятивистской ЛОВ. [29]. На ней достаточно четко прослеживаются колебания амплитуды выход-

*) Условие применимости уравнения (9) является более жестким: $\zeta \ll \gamma_0^{-2}$.

ного сигнала, которые можно объяснить эффектом авто-
дуляции.

В заключение этого раздела заметим, что авто-
дуляционные режимы свойственны не только генераторам с инер-
ционной группировкой. В ЛОВ на индуцированном циклотрон-
ном излучении в условиях аномального эффекта Доплера [30]
(прибор с силовой группировкой) периодические и стохастиче-
ские автодуляционные режимы оказались даже более
типичными, чем одночастотные колебания (численный экс-
перимент [9]). С другой стороны, в кинематической моде-
ли ЛОВ типа М никаких других режимов, кроме одночастот-
ного, обнаружено не было [23].



Р и с.9. Экспериментальная осциллограмма
импульса излучения релятивистской ЛОВ

3. АВТОМОДУЛЯЦИОННЫЕ РЕЖИМЫ В РЕЗОНАНСНЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

3.1. Два типа автодуляции в резонансных генераторах

Резонансному генератору присущи два характерных вре-
менных масштаба: время прохода возмущений по кольцу об-
ратной связи $T_{обр}$ и время релаксации активного элемен-
та $T_{вэл}$. С каждым из этих времен связан свой механизм
автодуляции.

Если пренебречь временем релаксации активного элемента, что в рамках уравнений (3);(4) соответствует равенству групповой скорости волны $U_{гр}$ и скорости электронов U_n , то динамика резонансного генератора может быть описана элементарной моделью п.1.1. При этом в уравнении (1) следует положить $f(A) = K \hat{f}(A)$, где $\hat{f}(A)$ — определяемая из стационарной теории зависимость амплитуды поля на выходе от амплитуды поля на входе усилителя. Автомодуляция возникает, если функция $\hat{f}(A)$ имеет падающий участок достаточно большой крутизны. Период этой автомодуляции определяется временем прохождения возмущений по цепи обратной связи:

$$T_{AM} \approx 2 N T_{обр} . \quad (16)$$

Как нетрудно видеть из таблицы, в автомодуляционных режимах изменение амплитуды волны за один проход по резонатору (одна ступенька на диаграмме Ламерея) достаточно велико. Поэтому рассматриваемый механизм автомодуляции, обусловленный наличием падающего участка амплитудной характеристики $\hat{f}(A)$, свойственен генераторам с низкодобротными резонаторами (коэффициент передачи K существенно меньше единицы), где он реализуется при умеренных превышениях тока над порогом [5,6,11,12].

В то же время в генераторах с высокодобротными резонаторами ($K \approx 1$), в которых при умеренном превышении тока над порогом изменение амплитуды волны за один проход мало, рассматриваемый механизм автомодуляции отсутствует. Действительно, представим уравнение (1) в виде

$$A_{n+1} - A_n = -(1-K)A_n + K [\hat{f}(A_n) - A_n] , \quad (17)$$

и, учитывая малость изменения амплитуды за один проход

$|A_{n+1} - A_n| / A_n \ll 1$, перейдем от уравнения в конечных разностях к дифференциальному

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} + \frac{\omega}{2Q} A = \frac{K}{T_{обр}} [\hat{f}(A) - A] , \quad (18)$$

где вместо дискретной переменной n — номера прохода — введено медленное время $\tau = n T_{обр}$, $Q = \omega T_{обр} / 2(1-K)$ — доброт-

ность резонатора. Уравнение (18), очевидно, не имеет осциллирующих решений.

Оказывается, однако, что в генераторах с высокодобротными резонаторами легко возникает автомодуляция другого типа [7,8], не описываемая элементарной моделью. Она обусловлена инерционными свойствами активного элемента: электронный пучок — электромагнитная волна, а характерный временной масштаб ее есть T_{PEA} .

3.2. Нестационарные уравнения генератора с высокодобротным резонатором

Для исследования автомодуляции второго типа целесообразно перейти к медленному времени τ непосредственно в уравнениях (3), (4). Предварительно представим эти уравнения в новых переменных z и $\xi = l - z/v_{gr}$

$$\frac{\partial \mathcal{E}_n}{\partial z} = \chi_2 J; \left[\frac{\partial}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_n} - \frac{1}{v_{gr}} \right) \frac{\partial}{\partial \xi} \right]^2 \mathcal{E} = \text{Re} [\chi_1 \mathcal{E} e^{i\theta}]. \quad (19)$$

Интегрируя уравнение для амплитуды огибающей вдоль характеристики волны $\xi = \text{const}$ и учитывая граничное условие (7), получим соотношение, связывающее значение амплитуды волны $\mathcal{E}_n(z, \xi)$ на двух соседних проходах

$$\mathcal{E}_{n+1}(0, \xi) - \mathcal{E}_n(0, \xi) = -(1-K)\mathcal{E}_n + K \int_0^L \chi_2 J_n dz. \quad (20)$$

Соответственно в дифференциальной форме имеем

$$\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \tau} + \frac{\omega}{2Q} \mathcal{E} = \frac{K}{T_{0BP}} \int_0^L \chi_2 J dz, \quad (21)$$

где $\tau = n T_{0BP} = n 2L/v_{gr}$ — медленное время.

Согласно (21) изменение амплитуды волны на данной характеристике определяется соотношением двух процессов: потерь в цепи обратной связи и усилением (поглощением), вносимым электронным пучком. Для вычисления ответственного за второй процесс "интеграла столкновений" — правая часть уравнения (21) — необходимо из уравнений движения частиц найти электронный ток $J(x, \xi, \tau)$, наведенный ВЧ

полем. Решение уравнений движения электронов, пользуясь малостью изменения амплитуды волны на одном проходе, можно проводить в заданном поле $\mathcal{E}(\xi, \tau)$, пренебрегая явной зависимостью \mathcal{E} от x . В результате, переходя к безразмерным переменным

$$F = \frac{v_{II}^2}{\omega^2} \chi_1 D^{-2} \mathcal{E}, \quad \hat{z} = \frac{\omega D}{v_{II}} z, \quad \hat{\tau} = \frac{\omega}{v_{II}} D \left(\frac{1}{v_{II}} - \frac{1}{v_{гp}} \right)^{-1} \tau,$$

$$\hat{\tau} = \frac{\omega \tau}{2Q}, \quad \hat{L} = \frac{\omega D}{v_{II}} L, \quad D = \frac{v_{II}}{\omega} \left(\frac{\chi_1 \chi_2 K}{1-K} \right)^{1/3},$$

получим следующую самосогласованную систему нестационарных уравнений резонансного генератора [7,8] (знак \wedge далее опускаем)

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} + F = \int_0^L \mathcal{E} dx, \quad (22)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \xi} \right)^2 \theta = \text{Re} [\mathcal{E} F \exp(i\theta)], \quad (23)$$

где функция $\mathcal{E}(x)$ описывает зависимость величины связи пучка с волной от продольной координаты.

Граничные условия для электронов определяются условиями

$$\theta|_{z=0} = \theta_0, \quad \left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \theta \Big|_{z=0} = \delta. \quad (24)$$

Здесь δ - расстройка синхронизма между электронами и волной на несущей частоте, причем в отличие от п.1.2 в качестве несущей выбрана частота одной из собственных мод "холодного" резонатора.

Граничным условием для волны является условие циклическости

$$F(\xi, \tau) = F(\xi + T_{обp}, \tau), \quad (25)$$

где $T_{обp} = \frac{\omega}{v_{II}} D \left(\frac{1}{v_{II}} - \frac{1}{v_{гp}} \right)^{-1} \frac{2L}{v_{гp}}$ - безразмерный период обращения волны.

Условие цикличности (25) позволяет, разложив $F(\xi, \tau)$ в ряд Фурье, представить ВЧ поле как сумму мод

$$F(\xi, \tau) = \sum_{s=-\infty}^{\infty} F_s(\tau) \exp(-i \Delta_s \xi) \quad (26)$$

волн с пространственно-однородной амплитудой и эквидистантным спектром $\Delta_s = \frac{2\pi}{T_{050}} s$. Очевидно, уравнения (22), (23) всегда допускают решения вида $F = F_s(\tau) \exp(-i \Delta_s \xi)$, соответствующие режиму одномодовой генерации. Для комплексной амплитуды s -моды из (22), (23) получаем уравнения, совпадающие с известными уравнениями модового подхода

$$\frac{dF_s}{d\tau} + F_s = \int_0^l \alpha \tilde{j} e^{i \Delta_s x} dx, \quad \frac{d^2 \psi}{dx^2} = \operatorname{Re}(\alpha F_s e^{-i \Delta_s x} e^{i \psi}), \quad (27)$$

где $\psi = \theta - \Delta_s (\xi - x)$, $\tilde{j} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\psi} d\psi_0$.

Следует отметить, что традиционный способ описания нестационарных процессов в электронных генераторах с высокочастотными резонаторами состоит в разложении поля по модам холодного резонатора [31, 32]. Модовый подход достаточно эффективен при неэквидистантном спектре мод, когда число мод, участвующих во взаимодействии, относительно невелико. Однако такой подход теряет свою привлекательность в рассматриваемом здесь случае квазиэквидистантного спектра, когда между модами возникает фазовая связь и затруднительно заранее определить число взаимодействующих мод.

3.3. Исследование устойчивости режима одномодовой генерации

Для определения гричин и условий возникновения автомодуляции полезен анализ режима стационарной одномодовой генерации на устойчивость. Такой анализ был первоначально проведен М.И.Петелиным для гиротрона при "клистронной" аппроксимации продольной структуры высокочастотного поля. К тем же формулам - (33)-(36) - может быть сведено ис-

следование устойчивости одномодовой генерации на основе уравнений (22), (23), если принять, что взаимодействие пучка с волной происходит в двух бесконечно узких промежутках. Полагая в (22), (23) $\mathcal{E} = [\mathcal{E}_1 \delta(z) + \mathcal{E}_2 \delta(z-l)]$, получим одно уравнение с запаздывающим аргументом (ср. с п.2.1) [33]

$$\frac{\partial A}{\partial \tau} + A = -i X e^{-i\delta \rho} \left\{ \frac{J_1(|A|)}{|A|} A \right\}_{z-l}, \quad (28)$$

$$A(z, \tau) = A(z + T_{0\delta\rho}, \tau),$$

где $A = \mathcal{E}_1 \rho F$, $X = \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \rho$ - параметр, пропорциональный току пучка I . Далее для простоты полагаем $\delta = 0$.

Представляя решение (28) в виде $A = A_0 \exp(-i\Omega z + i\Omega \tau)$,

найдем, что в стационарном режиме генерации амплитуда волны A_0 и электронная перестройка частоты Ω удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} A_0 &= X \sin \Phi J_1(A_0), \\ \Omega &= -X \cos \Phi \frac{J_1'(A_0)}{A_0}, \end{aligned} \quad (29)$$

где $\Phi = \Delta \rho$ - угол пролета электронов относительно рабочей моды. Линеаризуя уравнение (28) вблизи состояния равновесия (29), для малых возмущений получим

$$\frac{\partial a}{\partial \tau} + a = -i \rho \left[(R+1)a + (R-1)e^{2i\Omega \tau} a^* \right]_{z-l}, \quad (30)$$

где $\rho = \frac{X J_1(A_0)}{2 A_0}$, $R = \frac{J_1'(A_0) A_0}{J_1(A_0)}$. Первый член в правой части уравнения (30) описывает изменение коэффициента усиления затравочной волны в присутствии сильной волны. Второй член в отличие от первого существенен только в случае эквидистантного спектра мод. Он ответственен за четырехквантовый параметрический процесс, состоящий в том, что два кванта интенсивной волны

$$2\omega = \omega_+ + \omega_- \quad (31)$$

распадаются на два кванта воли сателлитов, частоты которых ω_+ и ω_- расположены симметрично по обе стороны от частоты основной волны ω . Соответственно, записывая решение (30) в виде $a_{\pm} = a_{\pm}(\tau) \exp[i(-\Delta \mp \tilde{\Delta}) \xi] + a_{\pm}^*(\tau) \exp[i(-\Delta \pm \tilde{\Delta}) \xi]$, где величина $\tilde{\Delta}$ характеризует отстройку частоты сателлитов от частоты основной моды, придем к системе уравнений для связанных волн

$$\frac{da_+}{d\tau} + a_+ = -i\rho e^{i(\Phi+\Psi)} \left[(R+1)a_+ + (R-1)e^{2i\Omega\tau} a_-^* \right], \quad (32)$$

$$\frac{da_-}{d\tau} + a_- = -i\rho e^{i(\Phi-\Psi)} \left[(R+1)a_- + (R-1)e^{2i\Omega\tau} a_+^* \right],$$

где $\Psi = \tilde{\Delta} \cdot \rho$. Решение (32), очевидно, следует искать в виде $a_{\pm}, a_{\pm}^* \sim \exp(i\Omega\tau + \lambda\tau)$, в результате для инкремента λ получим следующее дисперсионное уравнение

$$\left\{ \lambda + i\Omega + 1 + i\rho(R+1) \exp[i(\Phi+\Psi)] \right\} \left\{ \lambda - i\Omega + 1 - i\rho(R+1) \exp[-i(\Phi-\Psi)] \right\} = \rho^2 (R-1)^2 e^{2i\Psi}. \quad (33)$$

Используя метод Д-разбиения, найдем, что возмущения нарастают $\text{Re } \lambda > 0$, если выполнено следующее условие:

$$(1+\rho)(1+R-2R\rho)^2 > \sin^2 \Phi (2-\rho-R\rho) (3+\rho^2 - 4R\rho), \quad \text{где } \rho = \cos \Psi. \quad (34)$$

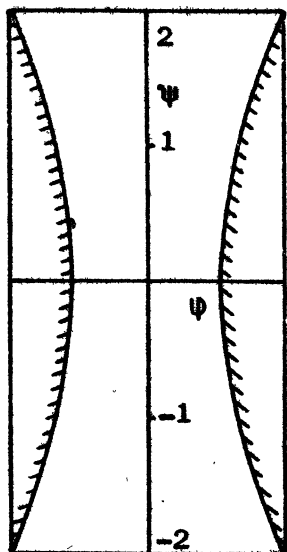
При небольших превышениях над порогом, когда $A_0 \ll 1$, этот критерий приобретает вид

$$3\varphi^2 - \frac{\Psi^2}{2} > 1. \quad (35)$$

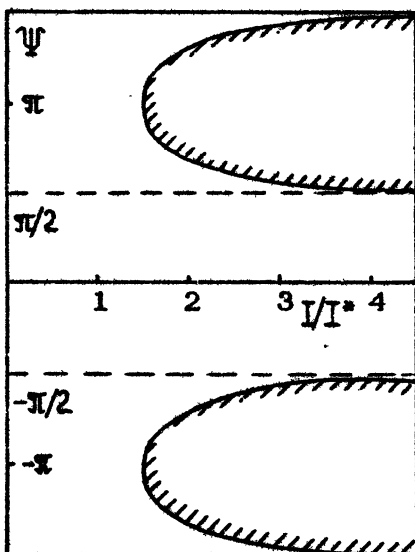
Здесь $\varphi = \Delta\Phi / \Delta\Phi_{\text{кр}}$, $\psi = \Psi / \Delta\Phi_{\text{кр}}$, $\Delta\Phi_{\text{кр}}$ — полуширина (по углам пролета) полосы усиления, $\Delta\Phi$ — величина, характеризующая сдвиг частоты основной моды от центра полосы усиления. При записи (35) использовано вытекающее из (29) простое соотношение между амплитудой основной моды и ее

положением в полосе усиления: $A_0^2 = 4 [(\Delta\Phi_{кр})^2 - (\Delta\Phi)^2]$

Согласно (35) мода неустойчива, если ее частота достаточно сильно сдвинута от центра линии: $\varphi > 1/\sqrt{3}$ (рис.10,а). Моды, расположенные вблизи центра линии, устойчивы.



а)



б)

Р и с.10. Граница области устойчивости одномодовой генерации: а - для малых превышений над порогом; б - для произвольных превышений над порогом, когда частота основной моды расположена в центре полосы отрицательной реабсорбции. I - электронный ток, I^* - его величина, соответствующая максимуму КПД ($\chi^* = 3,1$)

Центральные моды теряют устойчивость в случае больших превышений над порогом. Так, для моды, расположенной в центре полосы ($\Phi = \pi/2$), критерий неустойчивости имеет вид

$$R \cos \Psi > 1.$$

(36)

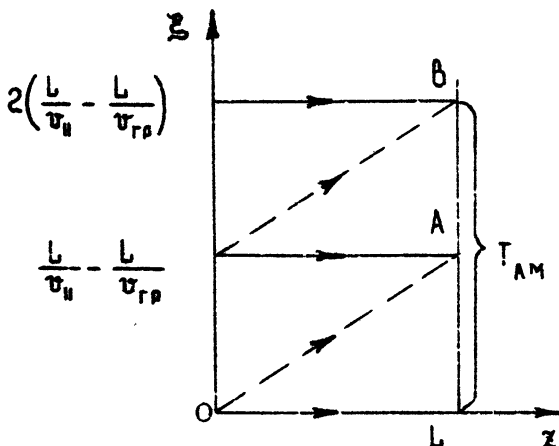
(При условии $R < -1$ эта мода распадается на два сателлита, расположенных в зоне поглощения, $\Psi = \pm \pi$ (рис.10,б).

Отсутствие устойчивых одночастотных решений означает, что при $R < -1$ реализуются многочастотные автомодуляционные режимы генерации. Возникает автомодуляция при работе на падающем участке зависимости $J_1(\lambda_0)$ амплитуды ВЧ тока от амплитуды волны, т.е. как и в ЛОВ она вызвана перегруппировкой электронов. Период автомодуляции может быть найден по отстройке частот сателлитов ($\Psi = \pm \pi$) от основной, питающей их волны

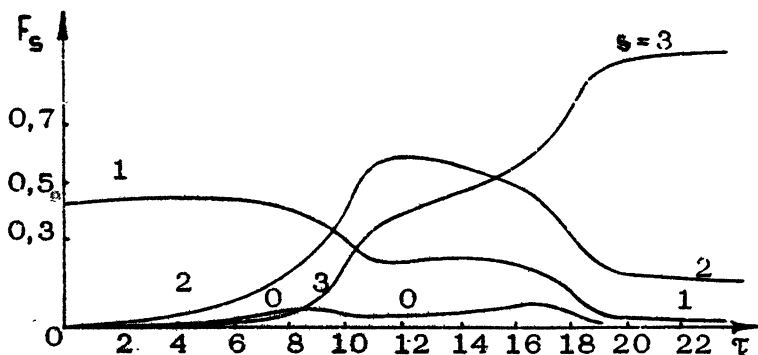
$$T_{AN} = 2 \left(\frac{L}{v_H} - \frac{L}{v_{rp}} \right). \quad (37)$$

Этот период совпадает по порядку величины с временем релаксации активного элемента.

Причина этого совпадения становится понятной, если проследить за динамикой изменения амплитуд тока и волны на плоскости x, z (см.рис.11, на котором приведены характеристики волны $z = \text{const}$ и электронов $x = (v_H^{-1} - v_{rp}^{-1})z + \text{const}$). Если на характеристике $z = 0$ амплитуда поля превысила стационарный уровень, то благодаря перегруппировке это вызовет уменьшение амплитуды ВЧ тока в точке А. Соответственно, уменьшится амплитуда поля на характеристике $z = \frac{L}{v_H} - \frac{L}{v_{rp}}$, что, в свою очередь, вызовет увеличение тока в точке В и увеличение поля на характеристике $z = 2 \left(\frac{L}{v_H} - \frac{L}{v_{rp}} \right)$. Далее процесс повторяется с периодом (37). Очевидно, в его основе лежит эффект нелокальности: влияние через электронный пучок амплитуды поля на данном участке огибающей на амплитуду соседнего участка. С другой стороны, этот эффект (см.п.1.2) как раз и определяет время релаксации активного элемента.



Р и с.11. Пространственно-временная диаграмма, поясняющая механизм автомодуляции в резонансных генераторах с высокочастотными резонаторами



Р и с.12. Распад неустойчивой моды $s=1$, амплитуда которой в момент $\tau=0$ совпадает со стационарным значением $F_1(0)=0,4$; возмущения заданы на соседних модах $F_0(0) = F_2(0)=0,01$. Установление генерации на устойчивой моде $s=3$ $F_3(0)=0$, расположенной вблизи центра полосы усиления ($\nu=3,3, T_{обр}=24$)

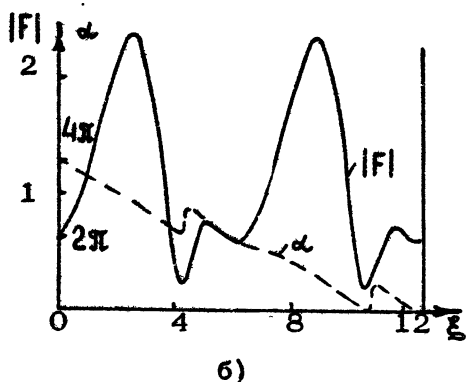
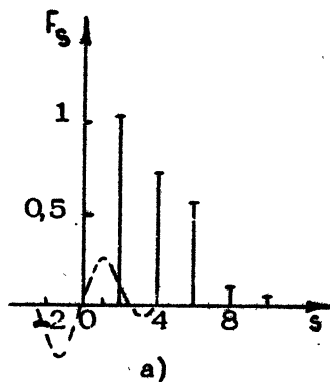
3.4. Численное моделирование автомодуляционных режимов

Решение уравнений (22), (23) на ЭВМ для более "реалистичной" модели, в которой предполагается, что связь пучка с волной постоянна на всем протяжении пространства взаимодействия ($\mathcal{E} = \text{const}$), подтверждают и дополняют результаты п.3.3 [7,8].

а) Автоколебания возбуждаются при $\beta \geq 2,5$ и в интервале $2,5 < \beta < 4$ ($\beta \approx 4$ в рамках стационарной теории соответствует максимуму КПД) устанавливается стационарная генерация на одной из мод, расположенной вблизи центра полосы усиления. Моды, расположенные на краю полосы усиления, неустойчивы. На рис.12 показан процесс распада такой моды, в результате которого рождается и выходит на стационарный уровень генерации мода, расположенная вблизи центра полосы. В целом картина конкуренции мод в этой области параметров аналогична имеющей место при несинхронном энергетическом взаимодействии мод [31,32], когда, черпая энергию от общего источника, моды взаимно подавляют друг друга*).

б) При умеренном превышении параметра β над величиной $\beta = 4$ между модами в полосе усиления сохраняются отношения конкуренции. Однако победившая в конкуренции мода в соответствии с п.3.3 рождает ряд сателлитов, расположенных в зоне поглощения (рис.13,а). Разность между номерами гармоник, амплитуды которых отличны от нуля, совпадает с числом мод: $M = T_{0\text{обр}}/\beta$ в полосе отрицательной реабсорбции. В установившемся режиме амплитуды всех гармоник постоянны, а их фазы жестко связаны. Поэтому такой режим автомодуляции может быть назван режимом самосинхронизации мод. Огибающая сигнала в этом режиме представляет серию импульсов постоянной формы (их число равно M , рис.13,б), бегающих по резонатору со скоростью, которая может превышать скорость света.

*). Этот вывод относится к случаю первоначально моноэнергетического электронного пучка. Если же пучок обладает достаточно большим разбросом энергий, то становится возможным совместное сосуществование большого числа мод (см. приложение).



Р и с.13. Режим периодической автомодуляции (самосинхронизации мод): а – спектр сигнала, пунктир-кривая электронной восприимчивости; б – форма огибающей сигнала ($\nu=5, T_{обр}=12,5$)

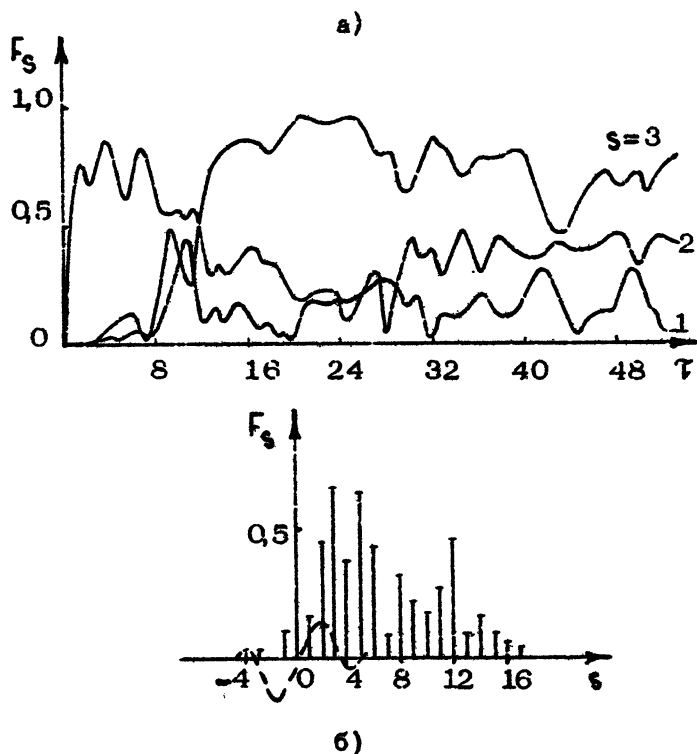
Важно подчеркнуть, что при заданных значениях параметров ν и M существует несколько режимов автомодуляции, которые можно идентифицировать по номеру s основной моды, лежащей в полосе усиления. Другой характерный признак режима автомодуляции – набег фазы огибающей $\alpha = \alpha_{10} \Delta$ на одном цикле (рис.13,б), величина этого набега такая же, как и при генерации на одной основной моде :

$$|\alpha(\xi = T_{обр}) - \alpha(\xi = 0)| = 2\pi s.$$

Величина области превышения ν , в которой реализуется рассмотренный выше режим стационарной самосинхронизации мод, убывает с ростом числа мод в полосе усиления и при $M > 4-5$ становится исчезающе малой.

в) Дальнейшее увеличение превышения над порогом ν или увеличение числа мод M в полосе отрицательной реабсорбции приводит к тому, что амплитуды мод начинают меняться во времени сначала периодически, а затем (по мере роста ν) и стохастически (рис.14,а). Кроме того, происходит рождение (если даже в начальный момент времени их амплитуды были равны нулю) всех прочих мод, расположенных в полосе усиления, вместе с их сателлитами. Соответственно эволюция огибающей приобретает сложный стохас-

тический характер. В пределе очень больших превышений генерируемое излучение распределено в спектральном интервале, существенно превосходящем ширину полосы стримерной реабсорбции (рис. 14,б).



Р и с.14. Режим стохастической автомодуляции: а - зависимость амплитуды трех первых гармоник от времени; б - спектр сигнала при $\tau=30$ ($\nu=6$, $T_{\text{опт}}=21$)

Интегральный КПД при этом может быть значительно выше, чем в режиме одномодовых колебаний, поскольку электрон, провзаимодействовав с одной гармоникой и отдав ей часть своей энергии, попадает в область захвата следующей

гармоники с меньшей фазовой скоростью и т.д. В результате возникает диффузия электронов в пространстве скоростей, аналогичная рассмотренной в приложении.

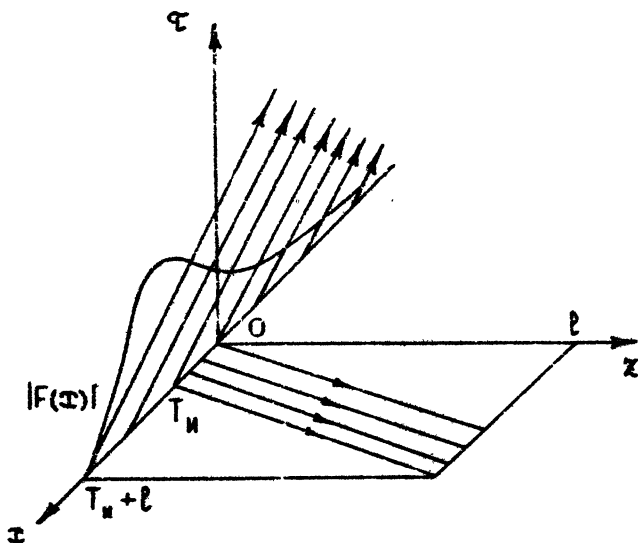
3.5. Режим периодической инжекции электронов

Выше считалось, что ток пучка постоянен во времени. Предположим теперь, что электронный ток представляет собой последовательность коротких импульсов, длительность которых t_n существенно меньше периода их следования T_{CA} . Именно такие пучки формируются источниками высокоэнергичных электронов: линейными ускорителями, микротронами и т.д.

Оптимальный режим работы резонансного генератора, на вход которого поступает описанный выше пучок, был реализован в ЛСЭ инфракрасного диапазона, созданного на базе Стэнфордского линейного ускорителя [34]. В этом эксперименте длина резонатора была подобрана с таким расчетом, что период обращения волны $T_{обг} = 2L/v_{гр}$ примерно совпадал с периодом следования импульсов тока T_{CA} . На спектральном языке это означало, что частота воздействующей на систему внешней силы (в данном случае частота модуляции тока) совпадала с межмодовым расстоянием, т.е. выполнялось необходимое условие вынужденной синхронизации мод [35].

В результате синхронизации в резонаторе образовывался электромагнитный импульс с длительностью близкой к длительности импульса тока. Оба импульса (электронный и электромагнитный) вместе бежали по резонатору, немного сдвигаясь относительно друг друга из-за отличия групповой скорости волны от скорости электронов. Достигнув правого зеркала, электронный импульс покидал резонатор, а электромагнитный отражался и возвращался назад, достигая левого зеркала как раз в момент прихода следующего импульса тока. Таким образом, с точки зрения электромагнитного импульса электронный пучок практически эквивалентен сплошному.

Процесс взаимодействия импульсов может быть описан с помощью системы уравнений (22), (23), в которой, принимая



Р и с.15. Режим периодической инжекции электронов: характеристика волнового уравнения (38) на плоскости τ и характеристика уравнения движения электронов (39) на плоскости τ, z ; а также стационарная форма электромагнитного импульса $|F(x)|$. Волна и электроны взаимодействуют на интервале $0 \leq x \leq T_M + \ell$

во внимание расстройку тактовых периодов

$$\varepsilon = \frac{2\omega Q D (\nu_{II}^{-1} - \nu_{rp}^{-1})^{-1} T_{сн} - T_{оляв}}{T_{обр}}$$

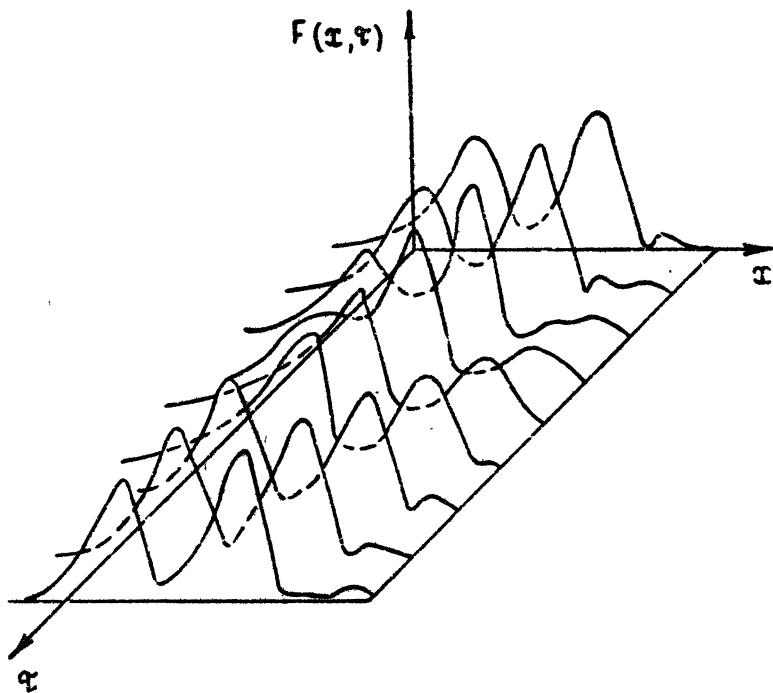
удобно перейти к независимой переменной $\tau = \xi - \varepsilon z$. В новых переменных уравнения принимают вид [7,8]

$$\frac{\partial F}{\partial \tau} - \varepsilon \frac{\partial F}{\partial z} + F = \int_0^{\ell} q(x-z) J dx, \quad (38)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial \tau}\right)^2 \theta = \text{Re} (F e^{i\theta}). \quad (39)$$

Здесь введена функция $g(\tau)$, характеризующая форму такого импульса. В приводимых ниже расчетах предполагалось, что импульс имеет прямоугольную форму и задан на интервале

$$0 < \tau < T_{\text{и}}, \text{ где } T_{\text{и}} = \frac{\omega}{v_{\text{и}}} D \left(\frac{1}{v_{\text{и}}} - \frac{1}{v_{\text{гп}}}\right)^{-1} t_{\text{и}}.$$



Р и с.16. Стохастическая автомодуляция электромагнитного импульса в ЛСЭ ($l=5, T_{\text{и}}=10, \varepsilon=2,5$)

Важно подчеркнуть [36], что при периодической инжекции электронов генерация возникает только тогда, когда период следования токовых импульсов несколько превышает период обращения волны: $\varepsilon > 0$. При этом, как видно из рис.15,

возмущения переносятся электронами и волной в противоположных направлениях, т.е. реализуется механизм обратной связи, аналогичный имеющему место в ЛОВ.

В соответствии с этой аналогией и смена режимов генерации в ЛСЭ с импульсной инжекцией очень напоминает смену режимов в ЛОВ. По мере превышения тока стартового значения ЛСЭ генератор проходит 3 стадии [7,8]: а) генерация со стационарной формой импульса (см.рис.15); б) генерация с периодической автомодуляцией формы импульса; в) генерация со стохастической автомодуляцией формы импульса (рис.16).

В заключение авторы выражают свою признательность М.И.Петелину и Д.И.Трубецкову за постоянное внимание к работе, а также Б.П.Безручко, Я.Л.Богомолу, Л.В.Булгаковой, А.П.Кузнецову, М.А.Шапиро за помощь в написании статьи.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Квазилинейная теория многомодовых резонансных генераторов

В разд.4 были исследованы многочастотные режимы в резонансных генераторах для случая моноэнергетического электронного пучка. Обобщение на случай пучка, имеющего конечный разброс энергий, в принципе, элементарно: пучок нужно разбить на отдельные фракции, отличающиеся начальной расстройкой синхронизма δ , а в правую часть уравнения для амплитуды поля (22) включить интеграл по δ с соответствующей весовой функцией, определяемой по функции распределения электронов на входе в резонатор. Однако при увеличении дисперсии энергий электронов и переходе от гидродинамического к кинетическому режиму неустойчивости число электронных фракций будет возрастать, что в конечном итоге приведет к необходимости использования приближенных методов.

Заметим, что в случае кинетического режима неустойчивости источником энергии для каждой моды является своя, резонансная только этой моде, электронная фракция и, соот-

ответственно, нелинейная связь мод очень слаба. Поэтому можно считать, что возбуждение каждой из мод происходит независимо от остальных и описывается линейным инкрементом, а ограничение усиления возникает из-за деформации усредненной функции распределения электронов под действием нарастающих электромагнитных полей. Подобный подход в физике плазмы называется квазилинейным [37].

Рассмотрим [33,38] квазилинейный подход на примере ЛСЭ - резонансных генераторов, в которых благодаря эффекту Доплера частота излучения ω существенно превосходит частоту осцилляции электронов Ω : $\omega = 2\gamma^2\Omega$, $\gamma \gg 1$. Пусть электродинамическая система ЛСЭ представляет собой двухзеркальный резонатор: его поле можно записать в виде суммы мод $\vec{E} = Re \left[\sum_s C_s(t) \vec{E}_s(x) e^{i\omega_s t} \right]$, частоты которых образуют эквидистантный спектр $\omega_s = c\pi s/L$, а фазы в пренебрежении нелинейной связью мод случайны. Такое поле удобно характеризовать спектральной плотностью энергии $W_\omega = \frac{L}{4\pi c} |C_s|^2$. Изменение этой величины во времени описывается уравнением

$$\frac{\partial W_\omega}{\partial t} + \frac{\omega}{Q} W_\omega = \frac{2W_\omega}{L} \int_0^L \Gamma(x) dx, \quad (П.1)$$

которое вытекает из уравнений возбуждения резонатора [31].
Здесь

$$\Gamma = \frac{\pi\omega_p^2 x^2}{2\Omega} \gamma \frac{\partial f}{\partial \gamma} \Big|_{\gamma = \sqrt{\omega/2\Omega}}$$

инкремент кинетического режима неустойчивости, \mathcal{E} - коэффициент связи пучка с волной, $f(\gamma, x)$ - усредненная функция распределения электронов по энергии (усреднение проводится по быстрым осцилляциям, вызванным воздействием на пучок каждой из мод в отдельности). Эволюция функции f описывается диффузионным уравнением

$$\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(D \frac{\partial f}{\partial \gamma} \right), \quad (П.2)$$

9. Кузнецов С.П., Четвериков А.П. Нестационарная нелинейная теория ультрарелятивистской ЛОВ на аномальном эффекте Доплера. - Изв.вузов. Радиофизика, 1981, т.24, №1, с.109.
10. Афонин А.М., Канавед В.И., Руднев А.П. Излучение импульсного электронного потока в резонансной замедляющей структуре. - Радиотехника и электроника, 1981, т.26, №3, с.647.
11. Котырев Е.А., Плисс Л.Е. Спектральные особенности устойчивой генерации колебаний в генераторах с запаздывающей обратной связью в мягком режиме. - Радиотехника и электроника, 1965, т.26, №3, с.647.
12. Кислов В.Я., Залогин Н.Н., Мясин Е.А. Исследование стохастических автоколебательных процессов в автогенераторах с запаздыванием. - Радиотехника и электроника, 1979, т.24, №6, с.1118.
13. Кислов В.Я., Залогин Н.Н., Мясин Е.А., О нелинейных стохастических автоколебаниях в электронно-волновом генераторе с задержкой в цепи обратной связи. - Радиотехника и электроника, 1980, т.25, №10, с.2160.
14. Безручко Б.П., Кузнецов С.П. Экспериментальное исследование нелинейных нестационарных процессов в ЛОВО-генераторе. - Изв.вузов. Радиофизика, 1978, т.21, №7, с.1053.
15. Безручко Б.П., Кузнецов С.П., Трубецков Д.И. Экспериментальное наблюдение стохастических колебаний в динамической системе электронный пучок - обратная электромагнитная волна. - Письма в ЖЭТФ, 1979, т.29, №3, с.180.
16. Анищенко В.С., Астахов В.В. Экспериментальное исследование стохастизации автоколебаний в усилителях с внешней обратной связью. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. - Саратов:СГУ, 1980, кн.У, с.118.
17. Thomassen K.J., Dunn D.A. Experimental Observation of Noise in Voltage-Tunable Magnetron Operating in a Noisy Mode. - Proc.IEEE, 1965, V.53, N.2, p.202.
18. Витт А.А. К теории скрипичной струны. - ЖТФ, 1936, т.6. №9, с.1459.

19. Бовшеверов В.М. О некоторых колебательных задачах, приводящих к функциональным уравнениям. – ЖТФ, 1936, т.6, №9, с.1480.
20. Feigenbaum M.J. Quantitative Universality for a Class of Nonlinear Transformation.–J.Stat. Phys., 1978, v.19, N.1, p.25.
21. Рабинович М.И. Автоколебания распределенных систем.– Изв.вузов. Радиофизика, 1974, т.17, №4, с.477.
22. 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
23. Электроника ламп с обратной волной/ Под ред. В.Н.Шевчика и Д.И.Трубецкова. Саратов, СГУ, 1975.
24. Johnson H.R. Backward-wave oscillators.Proc. IRE, 1955, v .43, p.684.
25. Раппопорт Г.Н. Нелинейная теория генератора обратной волны типа О с периодической замедляющей структурой.– Радиотехника и электроника, 1964, т.9, №3, с.483.
26. Безручко Б.П., Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П. Теоретическое и экспериментальное исследование переходных процессов в ЛОВО–генераторе. – В кн.: Лекции по электронике СВЧ (4–я зимняя школа–семинар инженеров), т.5. Саратов , СГУ, 1978, с.236.
27. Безручко Б.П. Экспериментальное исследование нестационарных и стохастических явлений в распределенной автоколебательной системе электронный поток – обратная электромагнитная волна: Канд.дис. Саратов, СГУ, 1980.
28. Безручко Б.П., Кузнецов С.П., Трубецков Д.И. Стохастические автоколебания в системе электронный пучок – обратная волна. – В кн.: Нелинейные волны. Стохастичность и турбулентность. Горький, ИПФ АН СССР, 1980, с.29.
29. Kol' chugin B.D., Kovaljev N.F., Ofitserov M.M. et al. Theoretical and experimental investigation of relativistic BWO–3–rd International Conference on High Power Electron and Ion Beam. Book of abstracts.Novosibirsk, 1979, p.98.

где коэффициент диффузии $D = \frac{\tau e^2 \varphi^2}{m^2 c^3} \gamma W \Big|_{\omega = 2\gamma^2 \Omega}$ определяется спектральной плотностью энергии электромагнитных колебаний в резонансной точке спектра ($\omega = 2\gamma^2 \Omega$). Отметим, что при записи (П.2) пренебрежено производной

$\frac{df}{dt}$, поскольку в высокочастотном резонаторе с коэффициентами отражения от зеркал близкими к единице ($K \approx 1$) характерное время изменения амплитуд мод $T_{\varphi} = \frac{2Q}{\omega} = \frac{2L}{v_{gr}(1-K)}$ существенно превышает время пролета электронов через резонатор, L/v_{\parallel} .

Уравнения (П.1), (П.2) необходимо дополнить заданием функции распределения электронов на входе в резонатор

$f|_{z=0} = f^0(j)$, а также начального уровня электромагнитных шумов $W_{\omega}|_{t=0} = W_{\omega}^0$.

В стационарном режиме генерации ($d/dt = 0$) равновесная спектральная плотность энергии связана с разностью функций распределения между выходом и входом резонатора следующим интегральным соотношением:

$$W_{\omega}(\gamma) = \frac{m^2 c^3 \omega_p^2 Q}{e^2 \omega \Omega L} \frac{1}{\gamma} \int_{\gamma_{min}}^{\gamma} (f|_{z=L} - f|_{z=0}) d\gamma, \quad (\text{П.3})$$

где γ_{min} - минимальная энергия частиц на выходе из резонатора. Согласно (П.3) спектральная плотность сначала нарастает по γ (и соответственно по ω), достигает максимума в точке, где $f|_{z=L} \approx f|_{z=0}$, а затем спадает до нуля.

Определить вид функции распределения на выходе из резонатора можно в предельном случае очень большого превышения над порогом $\Gamma \frac{Q}{\omega} \gg 1$. В этом случае образующаяся в результате диффузии функция распределения должна иметь форму плато и с учетом нормировки $\int f d\gamma = 1$ может быть приблизительно задана в виде

$$f = \frac{1}{\gamma_{max} - \gamma_{min}}. \quad (\text{П.4})$$

Вычисляя изменение потока кинетической энергии $\Pi = \int n_0 m c^3 \gamma f d\gamma$, найдем, что интегральный КПД ЛСЭ $\eta = (\Pi|_{\gamma=L} - \Pi|_{\gamma=0}) / \Pi|_{\gamma=0}$ при $\gamma_{\min} \ll \gamma_{\max}$ стремится к 50%. Разумеется, излучение в этом случае распределено в очень широком спектральном интервале $\Delta\omega/\omega \sim 1$. При конечных превышениях спектр излучения уже, но одновременно меньше и интегральный КПД.

Л и т е р а т у р а

1. Ruell D. Strange attractors as a mathematical explanation of turbulence.- Lect. Notes in Phys., 1972, v.12, p.292.
2. Рабинович М.И. Стохастические колебания и турбулентность. - УФН, 1978, т.125, №1, с.123.
3. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н. Теория переходных процессов в релятивистской ЛОВ. - Изв. вузов, Радиофизика, 1978, т.21, №7, с.1037.
4. Безручко Б.П., Булгакова Л.Б., Кузнецов С.П., Трубецков Д.И. Экспериментальное и теоретическое исследование стохастических колебаний в лампе обратной волны. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ и радиофизике. (5-я зимняя школа-семинар инженеров) Т.5. Саратов, СГУ, 1980, с.25.
5. Дихтяр В.Б., Кислов В.Я. Расчет автогенераторов с внешней запаздывающей обратной связью временным методом. - Радиотехника и электроника, 1977, т.22, №10, с.2141.
6. Дихтяр В.Б., Кислов В.Я. Автомодуляционный механизм стохастических колебаний автогенераторов с запаздыванием. - Радиотехника и электроника, 1979, т.24, №8, с.1565.
7. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. Теория лазеров на свободных электронах. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ и радиофизике, т.1. Саратов, СГУ, 1981, с.69.
8. Bogomolov Ya.L., Bratman V.L., Ginzburg N.S. et al. Nonstationary Generation in Free Electron Lasers. - Optics Commun., 1981, v.36, N.3, p209.

30. Гинзбург Н.С. Нелинейная теория усиления и генерации электромагнитных волн на аномальном эффекте Доплера. - Изв.вузов. Радиофизика, 1979, т.22, №4, с.470.
31. Вайнштейн Л.А. Общая теория резонансных электронных автогенераторов. - В кн.: Электроника больших мощностей, т.6. М., Наука, 1969, с.84.
32. Моисеев М.А., Нусинович Г.С. К теории многомодовой генерации в гиromонотроне. - Изв.вузов. Радиофизика, 1974, т.17, №11, с.1709.
33. Ginzburg N.S., Petelin M.I., Shapiro M.A. Automodulation and Stochastic Oscillation Regimes in Resonant Relativistic Electron Masers.-10th European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics.Moskva,1981, v.1, p.M2.
34. Deacon D.A.G., Elias L.R., Madey J.M.J. et al. First Operation of a Free Electron Laser. - Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, N.16, p.892.
35. Ярив А. Квантовая электроника, М., Сов.радио, 1980.
36. Al-Abawi H., Hopt F.A., Moore G.T., Scully M.O. Coherent Transients in the Free Electron Lasers: Laser Lethargy and Coherence Brightening.-Optics Commun.,1979,v.30,N.2,p.235.
37. Кадомцев В.Б. Коллективные явления в плазме. М., Наука, 1979.
38. Ginzburg N.S., Shapiro M.A. Quasi-linear Theory of Multimode Free Electron Lasers with an Inhomogeneous Frequency Broadening.- Optics Commun (in print).

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЧЕРЕНКОВСКИЕ ГЕНЕРАТОРЫ С РЕЗОНАНСНЫМИ ЗАМЕДЛЯЮЩИМИ СТРУКТУРАМИ

А.Ф.Александров, А.М.Афонин, С. Ю.Галузо,
В.И.Канавец, В.А.Кубарев, В.М.Лопухин, В.А. Плетюшкин,
А.П.Руднев, А.Н. Сандалов, А.И. Слепков

ВВЕДЕНИЕ

Синхронное взаимодействие сильноточного электронного потока с полями замедляющих систем широко используется в мощных усилителях и генераторах типа ЛБВ и ЛОВ [1]. Экспериментальные исследования позволили обнаружить особенности процесса, определяемые близостью скорости электронов к скорости света и большими значениями тока пучка [2,3]. Генерация легче всего возникает вблизи границы полосы прозрачности, где взаимодействие электронного потока и электромагнитного поля максимально и существует внутренняя обратная связь прямой и обратной волн. На этих частотах устройства работают одновременно как ЛБВ и ЛОВ [4], поэтому их следует называть просто черенковскими генераторами, исходя из классификации приборов по типам индивидуального излучения.

Периодические замедляющие системы в общем случае имеют несколько областей прозрачности. Обычно ограничиваются рассмотрением одномодовых систем малых поперечных размеров [1 - 3], имеющих одну выделенную полосу прозрачности. В одномодовых устройствах зачастую соседние ячейки достаточно разделены и структуру полей в них можно считать сохраняющейся (фиксированной). Она не зависит

от электронного потока, влияние которого приводит только к изменению амплитуд и фаз полей соседних ячеек. Структура полей в ячейках особенно явно сохраняется в замедляющих системах типа связанных резонаторов или в резонансных замедляющих системах. Дальнейшее изложение ограничивается только их рассмотрением.

Резонансные замедляющие системы больших поперечных размеров в общем случае могут быть многомодовыми и характеризоваться несколькими областями прозрачности. Они сводятся к обычной системе связанных резонаторов при существовании достаточного разделения соседних полос. Критерием служит степень возмущающего воздействия электронного потока, который изменяет дисперсионные характеристики, смещает границы полос прозрачности. Если это смещение существенно меньше расстояния между полосами прозрачности, то взаимодействии потока и поля в пределах одной полосы не сказывается на дисперсионных характеристиках в других полосах. В этом случае также можно говорить о замедляющих системах типа связанных резонаторов и о черенковских генераторах типа ЛБВ и ЛОВ с взаимодействием потока только с одной или двумя волнами. Рассматриваемые замедляющие системы могут быть представлены цепочками волноводных трансформаторов и заменены последовательностью четырехполюсников, возбуждаемых электронным потоком. Используя методы общей теории, четырехполюсники можно заменить последовательностью сосредоточенных элементов, например, индуктивностей и емкостей, величины которых в общем случае зависят от частоты. Таким путем совершается переход к эквивалентным схемам.

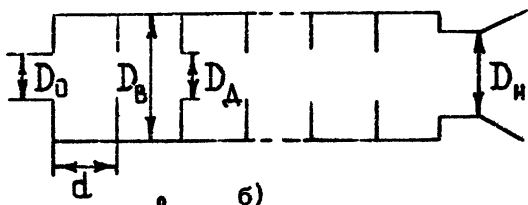
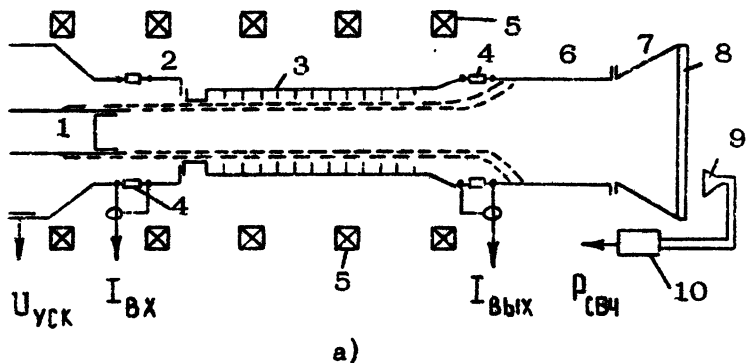
Возбуждение полей электронным потоком может описываться в рамках общей электродинамической теории возбуждения вихревых полей вихревыми токами, которая сводится к уравнениям возбуждения напряжений и токов в эквивалентных цепях наведенными токами, связанными с пролетом электронных сгустков. Такая методика широко используется в теории традиционных ЛОВ и многосекционных ЛБВ на связанных резонаторах. Она позволила получить хорошее соответствие экспериментальных и теоретических результатов, дать рекомендации по существенному расширению рабочей полосы частот ЛБВ [5,6].

Уже в традиционной СВЧ электронике возникла проблема рассмотрения самовозбуждения полей в секциях ЛВВ усилителя, так как мощные приборы всегда конструируются с максимальным использованием энергетических возможностей потоков. При этом небольшое увеличение тока свыше некоторого критического значения приводит к самовозбуждению усилителей вблизи границы полосы прозрачности. Для анализа генерации была начата разработка нестационарной нелинейной теории. Эта теория была затем применена для исследования релятивистских черенковских генераторов на дифрированных и диафрагмированных волноводах [7], которые широко используются для получения мощного СВЧ излучения, но практически все работают в режиме коротких импульсов.

Особенности взаимодействия потока и поля в резонансных замедляющих системах, ярко проявляющиеся в нерелятивистской СВЧ электронике, еще более отчетливо выступают в случае сильноточных электронных пучков. Экспериментальные исследования, проведенные на сильноточном электронном ускорителе МГУ "Тандем-1", при длительностях импульсов до 500 нс показали, что это взаимодействие, в частности, приводит к определенной фиксации частоты генерации вблизи \mathcal{N} -вида границы. При анализе черенковских генераторов с такими замедляющими системами необходимо также учитывать повышенное влияние электронного пучка на свойства прибора, изменение условий согласования и т.д. [4].

Эксперименты показали также, что длительность генерации в одномодовых системах ограничивается при большом уровне выходной мощности развитием в замедляющей структуре прибора СВЧ пробоев, причем повышение длительности генерации при сохранении высокого уровня мощности достигается переходом к пространственно развитым электродинамическим системам (лампа поверхностной волны с мощностью около 160 мВт при длительности ≈ 140 нс) [12].

Ниже рассматриваются теоретические и экспериментальные исследования, проведенные в МГУ, по генерации мощного СВЧ излучения на генераторах черенковского типа.



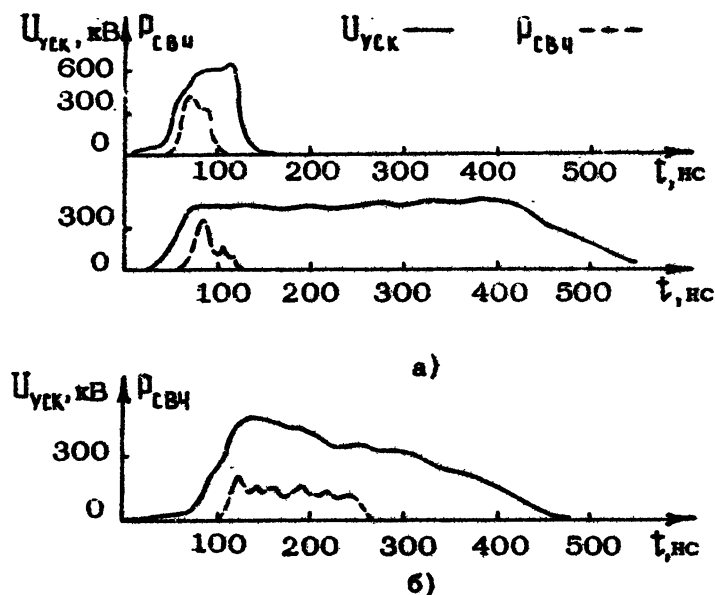
Р и с.1. Схема экспериментальной установки (а): 1 - катод; 2 - анод; 3 - исследуемый генератор; 4 - омические шунты обратного тока; 5 - секционированный соленоид фокусирующего магнитного поля; 6 - выходной сверхразмерный волновод; 7 - согласующий рупор; 8 - выходное фторопластовое окно; 9 - измерительный рупор; 10 - охлаждаемый полупроводниковый детектор. Типы релятивистских генераторов (б,в).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Релятивистские черенковские генераторы с резонансными замедляющими структурами изучались на установке [4], схематически представленной на рис.1,а. Источником РЭП служил сильноточный ускоритель "Тандем-1" со следующими параметрами: ускоряющее напряжение $800 + 300$ кВ, длительность импульсов $60 + 800$ нс, токи пучка $2 + 10$ кА (регулировка тока осуществлялась путем изменения геометрии анодно-катодного пространства или использования двойных катодных систем [8]). Ускоряющее напряжение регистрировалось емкостным датчиком, токи электронного пучка измерялись омическими шунтами обратного тока. Определение генерируемой мощности производилось с учётом измеряемого в экспериментах распределения СВЧ излучения по сечению выходного рупора (рис. 1, а). Для этого часть мощности принималась передвижной измерительной антенной и подавалась по одномодовому волноводу на охлаждаемый полупроводниковый детектор. Частота излучения определялась полосовыми волноводными фильтрами и секциями запердельных волноводов. В первой группе экспериментов исследовались генераторы с замедляющими структурами в виде гофрированного и диафрагмированных волноводов с относительно малыми поперечными размерами (рис.1,б, $D_B \sim \lambda_r$). Пространство взаимодействия (гофрированный или диафрагмированный волновод - рис. 1,б) отделялось от области формирования пучка запердельным для рабочей моды генератора E_{01} отверстием с диаметром D_0 . Замедляющая система на коллекторном конце нагружалась отрезком круглого волновода с диаметром D_H (для гофрированного волновода $D_H = (D_B + D_A)/2$) с последующим плавным переходом на сверхразмерный волновод (рис.1,а).

В первых экспериментах использовался генератор с замедляющей структурой в виде цилиндрического гофрированного волновода, разработанный совместно ИПФ и ФИ АН СССР [2] и теоретически подробно исследованный в режиме ЛОВ в [9]. Параметры прибора: $(D_B + D_A)/2 \approx 3,1$ см, амплитуда синусоидальной гофрировки $(D_B - D_A)/4 \approx 0,4$ см, период системы $d \approx 1,6$ см, число гофров $N = 6 + 7$. На этом генераторе впервые были получены высокие уровни мощности выходного излучения при электронном КПД, превышающем

10% [2]. Оптимизация параметров электронного потока позволила повысить КПД до уровня 25% при выходной мощности около 1 ГВт при длительности импульса излучения порядка 15 нс [10]. Поэтому было интересно провести исследования этого прибора при большей длительности импульсов питания. На рис.2, а изображены типичные осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения (сплошные кривые) и огибающей импульсов СВЧ (пунктирные кривые).



Р и с. 2. Осциллограммы импульсов ускоряющего напряжения и СВЧ огибающей для генератора на гофрированном волноводе (а) и для генератора поверхностной волны (б)

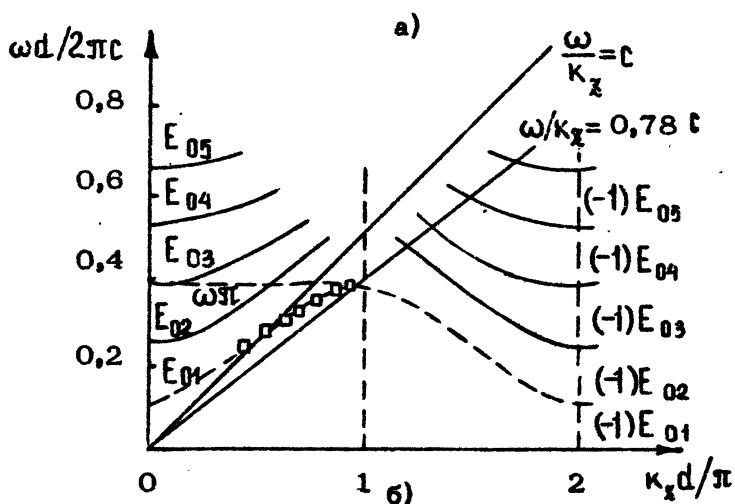
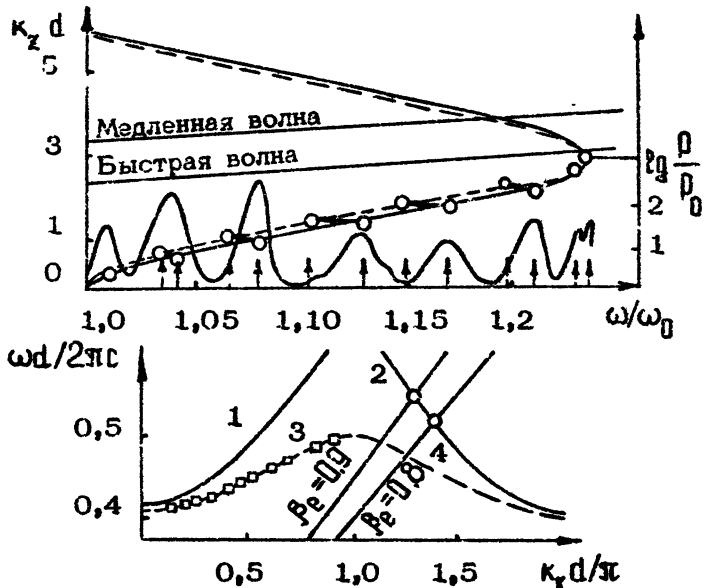
Эти эксперименты показали, что длительность генерации существенно отличается от длительности импульсов питания (около 500 нс) и не превышает 40 нс. Генерация начинается непосредственно после прохождения фронта импульса ускоряющего напряжения. Излучение наблюдалось на частоте $9,4 \pm 0,4$ Гц. Пиковая мощность достигала

300 МВт при ускоряющем напряжении 560 кВ и токах пучка $3 + 4$ кА. В этом режиме энергия электронов в пространстве взаимодействия составляла 350 кэВ, электронный КПД был около 25%, что несколько выше теоретического значения для релятивистской ЛОВ.

Для более детального изучения протекающих в генераторе процессов были исследованы "холодные" дисперсионные характеристики его замедляющей структуры [1]. На рис. 3, а они изображены для моды E_{01} в координатах (ω, k_z) . Кривая 1 характеризует закон дисперсии основной пространственной гармоники прямой волны, а кривая 2 - "-1"-й пространственной гармоники обратной волны поля той же моды. Эти кривые построены в приближении слабой гофрировки поверхности волновода. Из рисунка видно, что электронный поток с характерной для экспериментов скоростью $v_e \approx 0,9 + 0,8$ с сможет взаимодействовать лишь с обратной волной структуры (ее -1-й пространственной гармоникой), что характерно для режима ЛОВ. Для этого случая и проводилось ранее построение теории работы этого прибора [1].

Для исследованного образца генератора дисперсионные характеристики его замедляющей структуры сильно отличаются от характеристик в случае слабой гофрировки (кривые 3, 4 на рис. 3, а). Замедляющая система реального прибора обладает явно выраженными резонансными свойствами. Черенковский синхронизм волн системы с релятивистским электронным потоком наблюдается вблизи коротковолновой границы основной полосы прозрачности системы для моды E_{01} (π - вид колебаний). Гофрировку в таких волноводах следует называть глубокой. Учитывая мощное воздействие электронного потока на холодные дисперсионные свойства системы можно говорить о том, что он возбуждает в ней целый спектр колебаний и волн. В частности, он взаимодействует не только с обратной волной структуры (прибор типа ЛОВ), но и с попутной волной (взаимодействие ЛБВ-типа). Таким образом, исследованный генератор с замедляющей структурой в виде цилиндрического волновода с глубокой гофрировкой стенок является прибором комбинированного типа ЛБВ-ЛОВ.

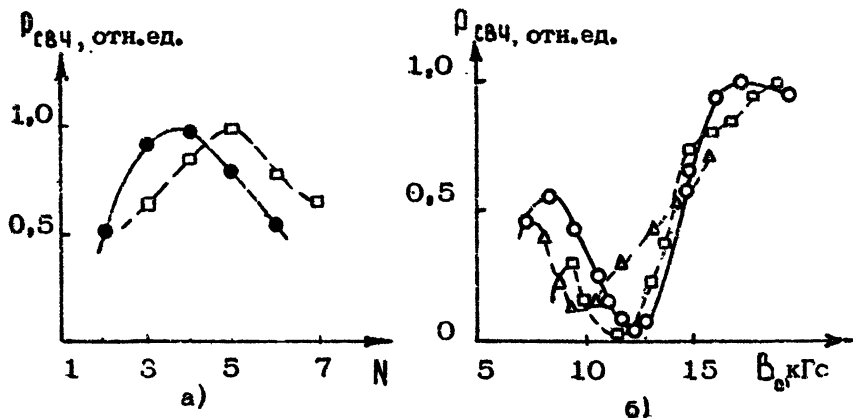
Для выяснения особенностей взаимодействия релятивистского электронного потока с полями резонансных замедляющих систем были исследованы генераторы на гофрированных



Р и с. 3. Дисперсионные характеристики замедляющей структуры генераторов на гофрированном волноводе (а) и многомодовом диафрагмированном волноводе (б); эксперимент - пунктирные линии, теория - сплошные линии

волноводах с несколько различающимися параметрами ($D_B + D_A)/2 = 3,0 - 3,1$ см, $d \approx 1,35 \div 1,66$ см, $N = 6 - 10$) и на диафрагмированных волноводах. Замедляющие системы рассчитывались на взаимодействие релятивистского электронного потока у высокочастотной границы полосы прозрачности моды E_{01} , для получения генерации в 3-сантиметровом диапазоне длин волн. Экспериментальные результаты, полученные на этих генераторах, аналогичны приведенным выше (см.рис.2, 3,а).

Для диафрагмированного волновода с параметрами $D_B = 2,8$ см, $D_A = 1,4$ см, $d = 1,37$ см исследовалась зависимость мощности излучения от числа резонаторов. Экспериментальные результаты представлены на рис.4,а (возбуждения секции из двух резонаторов не наблюдалось). Мощность излучения имела максимум для секции из 5 резонаторов и составляла 70 МВт.



Р и с. 4. Зависимость мощности СВЧ излучения от различного числа резонаторов диафрагмированного волновода (а); —□— эксперимент, —●— теория; зависимость мощности СВЧ излучения от величины фокусирующего магнитного поля B_0 для генераторов с различным периодом замедляющих структур (б);

—○— 1,35
 —△— 1,68
 —□— 1,37 } d , см

Отметим, что для описанных выше генераторов характерна зависимость мощности излучения от фокусирующего магнитного поля B_0 (рис.4,б) с провалом в области магнитных полей, удовлетворяющих следующему условию:

$$\omega_{H0} / \gamma_e \approx 2\pi\beta_e c / d,$$

где $\omega_{H0} = eB_0 / mc$, $\gamma_e = (1 - \beta_e^2)^{-1/2} = 1 + \frac{W_k}{mc^2}$.

Это соответствует циклотронному поглощению обратной волны в замедляющей структуре. Эксперименты проводились при энергии электронов в пространстве взаимодействия $W_k \approx 400$ кэВ. Как уже отмечалось, простое увеличение длительности импульсов питания в системах с относительно малыми поперечными размерами не приводит к ожидаемому увеличению длительности излучения. Дополнительные эксперименты, проведенные при разных значениях тока пучка, позволили выявить тенденцию к увеличению длительности излучения при уменьшении выходной мощности генератора на гофрированном волноводе. Эти экспериментальные факты, на наш взгляд, объясняются появлением вакуумного пробоя электродинамической структуры генератора в мощных СВЧ полях (электрические поля на стенках прибора достигают значений 0,5 – 1,0 МВ/см. Возникновение СВЧ пробоя заметно ограничивает уровни достижимых мощностей, уменьшает длительность СВЧ импульсов. Ограничения снимаются при переходе к широким электронным потокам, возбуждающим поверхностные волны пространственно развитых электродинамических структур.

В качестве замедляющей структуры черенковского генератора поверхностной волны был использован многомодовый цилиндрический диафрагмированный волновод с поперечными размерами D_B и D_A , существенно превышающими длину волны генерации (см.рис.1,в) [12]. При этом в волноводе может осуществляться черенковское взаимодействие электронного потока с -1 -ми пространственными гармониками многих собственных E -мод (см. рис.3,б). Для получения одномодовой генерации использовалась селекция мод по стартовым токам. При определенном выборе размеров ячейки диафрагмированного волновода можно выделить поверхностную волну, если получить примерное равенство фазовой скорости

пространственной гармонике поля замедляющей системы $U_{\Phi} = \omega / k_z$ и продольной скорости электронного потока U_e на коротковолновой границе основной полосы прозрачности возмущенной моды E_{01} (π - вида колебаний), где групповая скорость волн в системе без электронного потока обращается в нуль, а сопротивление связи потока и поля - в бесконечность. В этом случае частота генерации определяется частотой π - вида колебаний $\omega_r \approx \omega_{\pi} = U_e \pi / d$. Выбор размеров ячейки волновода произведен с учётом его поперечных размеров и экспериментально определенных дисперсионных характеристик (см. рис. 3, б). Для получения генерации в 3-сантиметровом диапазоне длин волн ($\lambda_{\pi} = 2,6$ см) при энергии электронов в пространстве взаимодействия около 300 кэВ выбраны следующие размеры волновода: $h \approx 0,4d$ - глубина канавок, $l \approx 0,1d$ - толщина диафрагмы, $D_B \approx 7d$ (рис. 1, в).

Волна электродинамической системы, синхронная с потоком в указанном частотном интервале, действительно во многом обладает свойствами поверхностной волны, так как ее амплитуда почти экспоненциально уменьшается с удалением от диафрагмированной поверхности ($E_z \sim e^{-\tau} (-\tau / \Delta)$). Характерный размер затухания $\Delta \approx \lambda_g \beta_e \lambda_e / 2\pi$. Для изученного волновода $\Delta \ll D_B, D_A$, что вызывает необходимость фокусировки электронного потока на достаточно близком от поверхности замедляющей структуры расстоянии (порядка Δ).

Исследования проводились преимущественно в следующем режиме работы ускорителя: $U_{уск} = 500$ кВ, $I_{вых} = I_{вх} = 8 + 10$ кА, $\tau_{инп} = 100 + 600$ нс при $V_0 = 1,7$ Гл. В этом случае энергия продольного движения электронов в пространстве взаимодействия с учётом электростатического провисания потенциала была около 300 кэВ.

Характерные осциллограммы сигналов, полученных в экспериментах, представлены на рис. 2, б. Частота генерируемого СВЧ излучения хорошо согласуется со значением частоты π - вида колебаний. Пространственное распределение мощности СВЧ излучения на выходе рупорной антенны носило сложный характер, который не соответствовал излучению на какой-либо одной моде круглого волновода с гладкими стенками. Это, по-видимому, обусловлено переизлуче-

нием поверхностной волны, возбуждаемой в диафрагмированном волноводе, в моды регулярного волновода (в нашем случае - E_{01} , E_{02} , E_{03} , см.рис.3.6). Мощность генерируемого СВЧ излучения, определенная с учётом выходного распределения, составляла 160 МВт. Импульс генерации имел длительность около 140 нс. Задний фронт импульса СВЧ излучения не соответствовал спаду импульсов ускоряющего напряжения и тока пучка. Исследования этого эффекта показали, что срыв генерации по времени удовлетворительно совпадает с попаданием электронов потока на диафрагмы замедляющей структуры за счёт расширения катодной плазмы поперек фокусирующего магнитного поля с последующим продольным закорачиванием канавок замедляющей системы, образующейся при этом коллекторной плазмой [13].

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

Экспериментальные исследования указывают на сложный характер взаимодействия релятивистского сильноточного электронного потока с резонансными электродинамическими структурами и необходимость детального теоретического анализа. Использование стационарных методик, разработанных для исследования физических процессов в традиционных СВЧ приборах, становится недостаточным из-за импульсного характера протекающих процессов. Строгое решение электродинамической задачи совместно с электронным потоком в настоящее время отсутствует. Поэтому теоретические исследования релятивистских приборов, описанных выше, проводились как с учётом нестационарности импульсных процессов, так и при рассмотрении стационарных (квазистационарных) режимов работы в сочетании с конструктивными особенностями экспериментальных ламп. Квазистационарность процессов означает, что после установления состояния когерентного излучения происходит лишь медленное изменение амплитуд и фаз СВЧ колебаний во времени.

Электродинамические структуры исследовались методами линейной теории, развитой для мощных нерелятивистских приборов и обобщенной на случай анализа релятивистских устройств различного типа.

Холодные измерения электродинамических свойств гофрированных волноводов в рабочем диапазоне позволили установить, что они проявляют свойства полосовых фильтров с положительной дисперсией основной волны и что генерация приходится на область частот вблизи высокочастотной "холодной" границы полосы прозрачности. На этих частотах волновод может быть представлен в виде цепочки связанных резонаторов, причём волновые сопротивления выходного волноводного тракта существенно отличаются от волнового сопротивления структуры - согласование отсутствует. В этих условиях принципиальную роль играет обратная связь из-за отражений от концов прибора, участок гофрированного волновода без пучка проявляет свойства распределенного резонатора с высокой добротностью, существенно влияние электронного потока на дисперсионные характеристики и условия согласования системы [5].

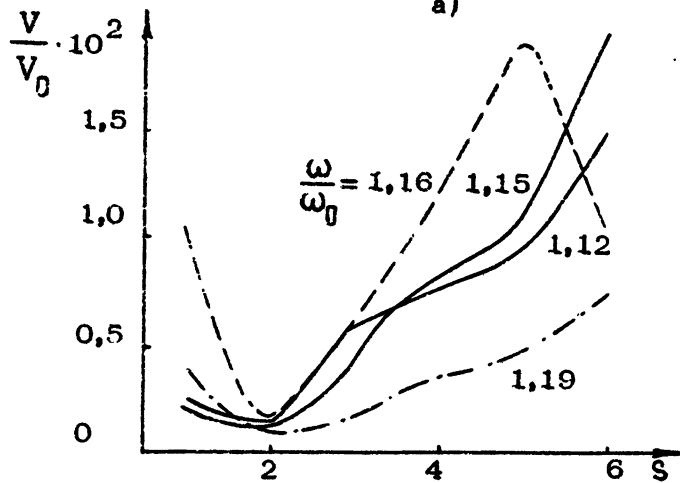
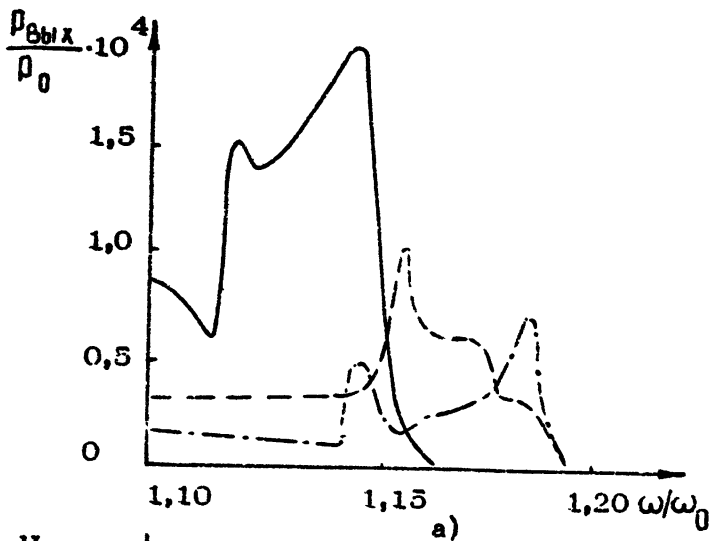
Исследования стационарных режимов взаимодействия потока электронов и поля моды $\{0_1$ резонансной замедляющей структуры с учётом ее конечной протяженности, условий согласования на концах и сильной электронной нагрузки проводились с использованием приближенной энергетической методики [6], основанной на представлении замедляющей структуры в виде эквивалентной электрической цепи, возбуждаемой электронным потоком в емкостных зазорах и нагруженной на комплексные волновые сопротивления входного и выходного трактов.

Исследование системы без электронного потока показало, что теоретическая дисперсионная характеристика близка к экспериментальной (см.рис.3,а). Небольшие отличия наблюдаются в центре полосы прозрачности. Наличие сдвига экспериментальных и теоретических кривых связано с тем, что не учитывалась зависимость параметров эквивалентной схемы от частоты [14]. Зависимость выходной мощности от частоты при возбуждении волновода током в области первого зазора представлена на рис.3,а. Значения частот, при которых наблюдаются теоретические и экспериментальные пики выходной мощности, соответствуют условию резонанса: $\varphi = \pi K/N$, где $\varphi = \kappa_z d$ - сдвиг фазы на ячейку, N - число ячеек, $K = 1 + N$. Таким образом, используемая математическая модель в целом правильно отражает резонансные

и волноведущие свойства системы и может быть применена к исследованию усиления и пусковых условий генерации в приборе.

Подробное изучение усиления полей в устройстве с электронным потоком, имеющим на входе начальную гармоническую модуляцию, обусловленную с точки зрения эксперимента импульсным характером питающего тока, проведено в [4]. Анализ дисперсионных характеристик системы волновод - пучок позволил установить, что режим ЛОВ выделяется только при малых электронных нагрузках (коэффициент электронного взаимодействия в эквивалентных зазорах $M \rightarrow 0$). При реальных значениях коэффициента $M = 0,5 + 0,7$ характеристики имеют вид, типичный для ЛБВ с положительной дисперсией, усиливающей вблизи π -вида границы полосы прозрачности; для таких ламп характерно смещение горячей границы полосы прозрачности, появление режима внеполосного усиления. При изменении энергии электронов в пределах $200 + 700$ кэВ линия комплексного корня лишь смещается, принципиальный вид дисперсионных зависимостей остается прежним. Он определяется влиянием электронного потока, приводящим к связи прямых и обратных волн замедляющей структуры. По виду зависимостей реальных и мнимых частей постоянных распространения от частоты нельзя отделить область усиления от области реактивного затухания вне полосы прозрачности и необходим учёт граничных нагрузок [6].

В качестве нагрузок на входе и выходе системы берутся комплексные сопротивления, равные сопротивлениям отрезков гладких волноводов соответствующих диаметров (см. рис.1,б). Частотные характеристики устройства при учёте граничных нагрузок для разных значений энергии электронов и фиксированного значения тока пучка $I_0 = 3$ кА показаны на рис.5,а. Максимум усиления достигается на некотором удалении от граничной частоты π -вида в сторону меньших частот. Изменение энергии пучка приводит к смещению общего максимума усиления в системе, сдвиг составляет примерно 3% при изменении W_K от 200 до 700 кэВ. Этот эффект объясняется смещением линий пучка при изменении W_K , т.е. изменением положения точек синхронизма волн пучка с прямой и обратной волнами структуры на дисперсионных зависимостях.



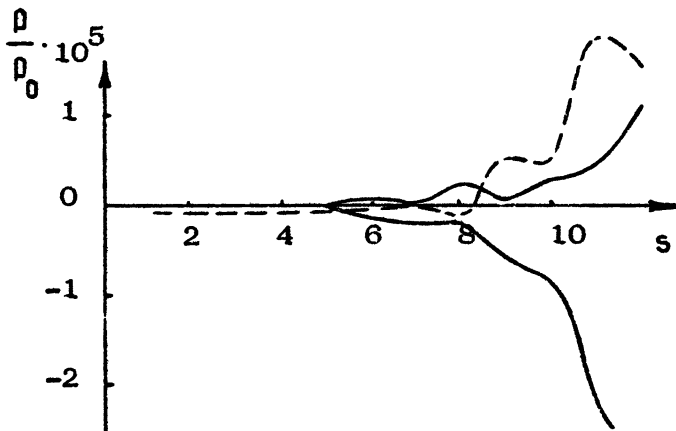
б)

Р и с. 5. Частотные характеристики гофрированного волновода при различных значениях энергии электронного потока (а); — 200 кэВ; — — — 400 кэВ; — · — · — 700 кэВ; распределение электрического поля вдоль системы на различных частотах (б)

При уменьшении энергии электронов растет значение максимальной выходной мощности, т.е. при заданном значении тока существует оптимальное значение энергии электронов. Представленные частотные характеристики имеют несколько максимумов, резонансные условия усиления могут выполняться одновременно для нескольких частот. При увеличении тока пучка в этих точках коэффициент усиления обращается в бесконечность, возможна генерация. О том, на какой частоте возникает генерация, может дать ответ нелинейная нестационарная теория.

Распределение полей в системе для некоторых типичных режимов показано на рис. 5,6. При изменении энергии электронов в большом диапазоне характер взаимодействия меняется слабо. Можно утверждать, что в лампе происходит усиление типа ЛБВ, однако возможны режимы, в которых трудно выделить преобладающее взаимодействие. Такие режимы иллюстрируют, например, представленное на рис. 5,6 распределение поля при $W_k = 400$ кэВ и $\omega/\omega_0 = 1,16$. Ответ на вопрос, какое взаимодействие является определяющим, может дать только решение задачи о возбуждении собственных волн в системе с электронным потоком.

Исследование частотных свойств устройств проводилось для ламп различной длины. Увеличение длины системы ведет к возрастанию усиления и смещению максимумов в сторону уменьшения частоты. Учитывая отсутствие согласования на концах нагруженной системы, которое наблюдается даже при идеальном холодном согласовании, можно утверждать, что при увеличении длины лампы облегчаются условия для возникновения генерации. Характерное продольное изменение мощности в структуре и в пучке с номером ячейки для устройства, состоящего из 12 ячеек, представлено на рис. 6. Мощность в структуре возрастает вдоль системы, что типично для ЛБВ. Некоторые периодические изменения мощности обуславливаются остаточными отражениями и внутренней обратной связью, присущей механизму ЛОВ. Режим работы лампы отличается от обычной ЛБВ одновременным возбуждением быстрой и медленной волн пространственного заряда. При значении тока выше пускового и заданной начальной модуляции связь приводит к генерации в системе.



Р и с.6. Распределение мощности в структуре (пунктирная линия) и в пучке (сплошные линии)

Дальнейший анализ необходимо проводить по нелинейной нестационарной теории, которая позволяет рассматривать процессы генерации в резонансной замедляющей структуре при возбуждении импульсным релятивистским электронным пучком, определять спектр и мощность получаемых колебаний, дает возможность учитывать влияние граничных условий и исследовать эффекты вблизи и вне полосы прозрачности "холодной" системы.

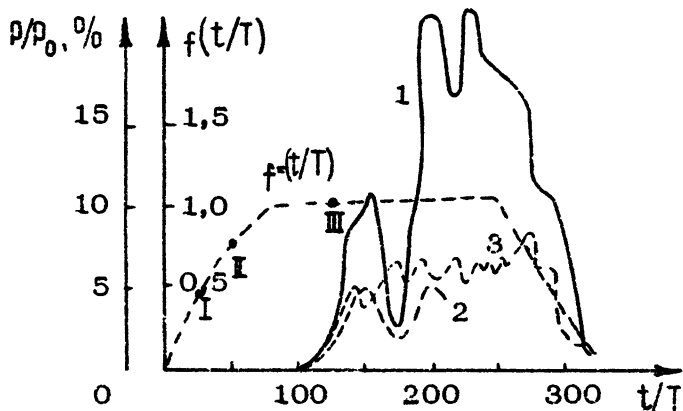
Для замедляющей структуры записывается эквивалентная схема, соответствующая выбранной моде цилиндрического резонатора. Возбуждение электронным пучком нескольких мод учитывается набором цепочек связанных четырехполюсников, возбуждаемых пучком и не связанных между собой, — это соответствует ортогональности отдельных мод. Связь системы с пучком осуществляется в емкостных зазорах, образованных соседними диафрагмами. На входе и выходе структуры могут быть включены источники ЭДС, соответствующие вводу сигнала в усилительном режиме. Для моделирования запредельного сужения используется емкость, а согласованная нагрузка представляется активным сопротивлением.

Электронный поток предполагается замагниченным и описывается одномерной кольцевой или дисковой моделью.

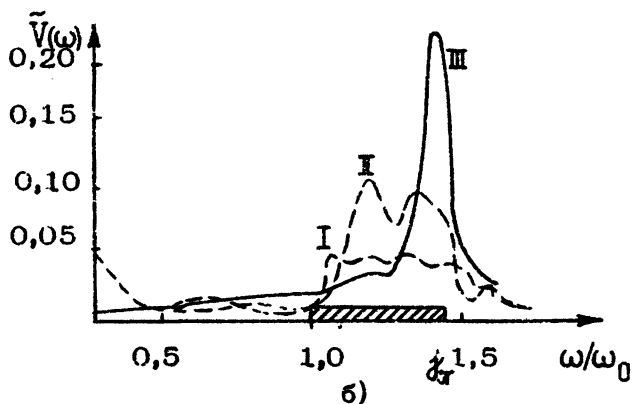
В уравнениях движения и уравнениях возбуждения величины напряженности электрического поля резонатора и наведенный ток находятся по усредненным формулам для эквивалентного плоского зазора. Расчёт поля пространственного заряда проводится с использованием функций Грина [15].

Система полученных самосогласованных уравнений решается численно во времени. Частота влета частиц в систему постоянная, а их скорость и заряд определяются мгновенным значением тока питающего напряжения. В результате расчётов определяются мощность, выделяемая на выходной нагрузке, электронный КПД системы, распределение амплитуды и фазы высокочастотного поля вдоль лампы и спектр генерируемого излучения. Для определения спектра используются значения выходного напряжения V_{N+1} за время порядка $25 + 50$ периодов колебаний на частоте ω . Спектральные компоненты рассчитываются по этим данным с помощью быстрого преобразования Фурье.

На основе описанной методики проводились исследования экспериментальной шести-ремисекционной лампы на диафрагмированном волноводе с параметрами $d = 1,6$ см ; $D_B = 3,8$ см, напряжение в импульсе до 700 кВ, ток пучка $1 + 4$ кА. Электронный пучок кольцевой. Параметры замедляющей структуры следующие: нижняя граница полосы пропускания $\omega_0 / 2\pi = 6$ ГГц; ширина полосы пропускания $(\omega_{\pi} - \omega_0) / \omega_0 = \Delta\omega / \omega_0 = 0,385$; длительность импульса тока до 40 нс, в том числе фронт и спад импульса по 10 нс. Согласование проводилось на частоте $\omega = Q\omega_0$, где $Q = 1,33$. Справа система нагружалась на активную нагрузку, равную волновому сопротивлению замедляющей системы на частоте ω , слева предполагалось наличие запредельного волновода, либо также рассматривалась такая же согласованная нагрузка. Из результатов расчётов следует, что эффективность взаимодействия сильно зависит от граничных условий, а генерация происходит вблизи высокочастотной границы полосы прозрачности и частота не изменяется при изменении ускоряющего напряжения (рис. 7, а). Дополнительно проведенные исследования показали, что постоянство частоты связано и с тем, что сопротивление связи $R_{св}$ [16] максимально на частотах вблизи ω_{π} и при попытке сильно расстроить систему генерация срывалась из-за умень-



a)



б)

Р и с. 7. Зависимость нормированной выходной СВЧ мощности от времени для различных граничных условий (а); 1 - согласование на входе и выходе ($q = 1, 33$); 2 - запредельное сужение на входе, согласование на выходе ($q = 1, 33$); 3 - запредельное сужение на входе, согласование на выходе ($q = 1, 2$), $T = 1/q\omega_0$. Точкам I, II, III соответствуют кривые на рис. 7, б. Спектр выходного напряжения $\tilde{V}(\omega)$ в системе (в условных единицах) для различных периодов времени t/T (б); I - 0-25; II - 25-50; III - 100-125 (установившееся значение), $\tilde{\gamma}_n = \omega_{\pi} / \omega_0$

шения сопротивления связи в новой точке синхронизма.

Изрезанность же зависимости мощности СВЧ излучения от времени при установлении генерации в лампе может быть объяснена влиянием большой электронной нагрузки (при уменьшении тока изрезанность уменьшается) и отражениями энергии от концов системы, так как период пиков соответствует времени прохождения электромагнитной энергии в генераторе туда и обратно с групповой скоростью на частоте генерации. Спектр излучения представлен на рис. 7,б. Максимумы спектра соответствуют частотам синхронизма медленной и быстрой волн пространственного заряда и замедляющей системы.

В нерелятивистских лампах обратной волны значительный интерес представляет возможность широкой перестройки частоты излучения при изменении потенциала пучка. Для выяснения такой возможности в релятивистской лампе были исследованы конструкции с различными замедляющими системами с полосой 38 и 70%. Установлено, что с ростом ширины полосы возникает необходимость в более точной настройке системы в синхронизм вблизи π -вида колебаний и при изменении потенциала пучка генерация срывается в результате уменьшения связи между потоками и системой. В конструкциях с полосой 38 и 70% перестройки частоты генерации при изменении энергии пучка добиться не удалось.

Для семирезонаторного варианта ЛОВ была рассчитана зависимость мощности СВЧ излучения от количества резонаторов (рис.4,а). Теория дает результаты близкие к экспериментальным.

Дальнейшие исследования были посвящены срыву генерации. В методику были внесены изменения, феноменологически учитывающие возможные механизмы срыва из-за ВЧ разряда или образования плазменного замыкания электродинамической системы.

Изучение возможных причин срыва генерации проводилось для нескольких конструкций лампы, работающей при напряжении 600 + 700 кВ и токе 1 + 5 кА.

В теоретическом рассмотрении появление плазмы в резонаторе моделировалось изменением реактивных составляющих в эквивалентной схеме резонатора. Однако реализованная схема ожидаемого эффекта не дала, а привела лишь к появ-

дению параметрической неустойчивости и изменению спектра генерации в системе.

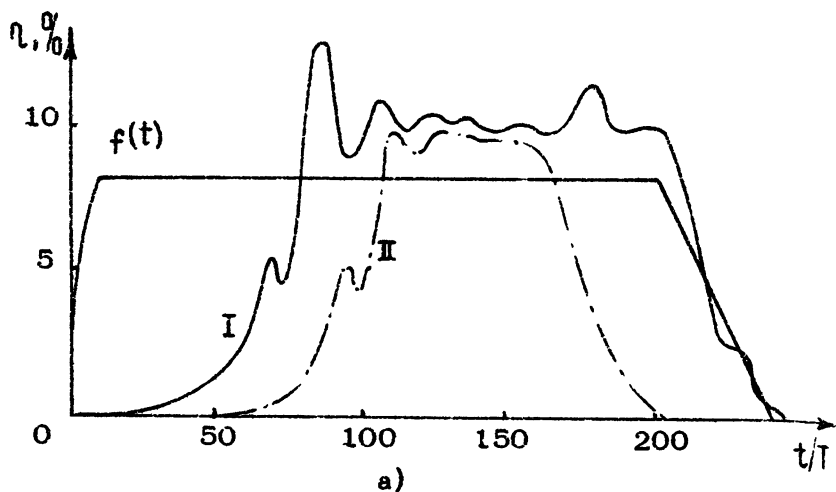
Возникновение электронного вторичного разряда в направлении силовых линий фокусирующего магнитного поля описывалось в эквивалентной схеме подключением активной проводимости $Y_s(t)$ параллельно емкости модулирующего потока зазора, причём начальное значение Y_0 соответствовало потерям в стенках резонатора. Скорость нарастания проводимости $Y_s(t)$ считалась пропорциональной энергии, уходящей на нагрев резонатора $Y_s V_s^2$ (V_s - напряжение на зазоре) при превышении некоторого порогового значения напряжения $V_{кр}$, которое зависит от многих факторов и может меняться в широких пределах от 30 до 500 кВ (для зазора шириной 1,6 см).

Характерные зависимости КПД генератора от времени при разных значениях тока пучка I_0 без учёта (кривые I) и с учётом (кривые II) вторичного электронного разряда приведены на рис. 8. При $I_0 = 1$ кА в случае развития пробоя нарастание мощности до максимума запаздывает, а уровень КПД в максимуме почти не изменяется. Пробой начинается в резонаторах в максимуме поля по длине системы под действием больших напряженностей электрических полей и приводит к возникновению больших напряжений в системе из-за резкого рассогласования секций, а также к срыву генерации.

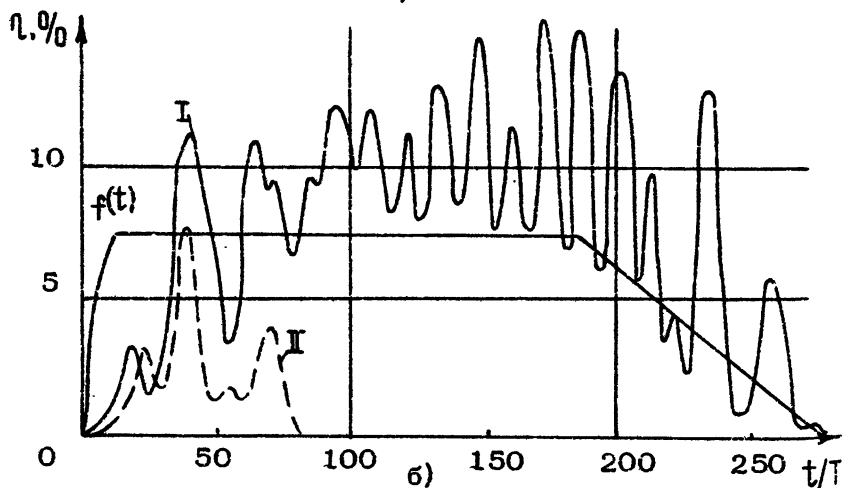
С ростом тока пучка до 3, 5 кА (рис. 8, б) резко увеличивается изрезанность СВЧ импульса, срыв колебаний происходит быстрее, КПД генерации и длительность импульса СВЧ меньше, чем в первом случае. Развитие вторичного электронного разряда приводит к незначительному смещению максимума спектра СВЧ импульса.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенные экспериментальные исследования черенковских СВЧ генераторов, использующих взаимодействие мощных релятивистских электронных потоков с резонансными замедляющими структурами типа гофрированных и диафрагмированных волноводов, при повышенных длительностях тока



а)



б)

Р и с.8. Зависимость КПД излучения η от времени в резонансной ЛБВ-ЛОВ с учётом факторов срыва генерации: $\eta = P_{\text{Вых}}/P_0$, $P_0 = I_0 V_0$, $f(t)$ - форма питающего импульса. Кривые I получены без учёта, а кривые II - с учётом пробоя в резонаторах.

а) $V_0 = 700$ кВ, $I_0 = 1$ кА, $\gamma_{\text{э}} = 1.386$, $Q = 1.33$.

б) $V_0 = 600$ кВ, $I_0 = 3,5$ кА, $\gamma_{\text{э}} = 1.235$, $Q = 1.23$.

электронного пучка $60 + 80$ нс показывают, что длительность импульсов СВЧ излучения в одномодовых системах (с поперечными размерами порядка рабочей длины волны) ограничена значениями $20 + 40$ нс при пиковой мощности СВЧ излучения около 300 МВт. При этом величина электронного КПД составляет 25%. Отмечена тенденция к увеличению длительности импульсов СВЧ излучения с уменьшением выходной мощности генератора, что подтверждает возможность быстрого срыва генерации из-за возникновения вакуумного пробоя электродинамической структуры в мощных СВЧ полях (электрические поля на стенках прибора с малыми поперечными размерами достигают значений $0,5 + 1$ МВ/см). Увеличение поперечных размеров диафрагмированного волновода привело к увеличению длительности СВЧ импульса до 140 нс при мощности излучения около 160 МВт. Момент срыва СВЧ генерации удовлетворительно соответствует времени попадания электронов потока на диафрагмы замедляющей системы из-за расширения катодной плазмы поперек фокусирующего магнитного поля. Проведенные эксперименты указывают на перспективность применения генераторов с пространственно развитыми замедляющими системами для генерации мощных длительных СВЧ импульсов.

Экспериментальные данные и теоретический анализ работы исследованных генераторов показывают, что их замедляющие структуры обладают сильно выраженными резонансными свойствами, а генерация происходит вблизи \mathcal{J} -вида границы полосы прозрачности. Мощность генерации и КПД зависят от продольного распределения полей, определяемого граничными условиями, свойствами ячеек замедляющей системы, током пучка и т. д. Процессы установления колебаний в генераторе, определенные экспериментально, находятся в соответствии с данными нелинейной теории нестационарных процессов, основанной на дискретной модели электронного пучка и представлении замедляющей структуры в виде цепочек многополюсников.

1. Ковалев Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В. Приборы типа "О", основанные на индуцированных черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с. 76.
2. Ковалёв Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д. и др. Генерация мощных импульсов электромагнитного излучения потоком релятивистских электронов. - Письма в ЖЭТФ, 1973, т. 18, №4, с. 232.
3. Диденко А. Н., Перелыгин С. Ф., Роменко Г. П. и др. Исследование релятивистской лампы обратной волны. - В кн.: Тез. докл. Всесоюз. симпозиума по сильноточной импульсной электронике. Томск, 1978, с. 234.
4. Александров А. Ф., Галузо С. Ю., Канавец В. И. и др. Особенности черенковского излучения релятивистского электронного потока в гофрированном волноводе. - ЖТФ, 1980, т. 50, №11, с. 2381.
5. Григоренко Л. П., Канавец В. И., Корешков Б. Н., Мозговой Ю. Д. Исследование усиления электромагнитных колебаний в многосекционных ЛБВ на связанных резонаторах. - Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1978, №9, с. 27.
6. Канавец В. И., Мозговой Ю. Д. Усиление лампы с бегущей волной за пределами полосы пропускания. - Радиотехника и электроника, 1974, т. 19, №4, с. 857.
7. Афонин А. М., Канавец В. И., Руднев А. П. Излучение импульсного релятивистского электронного потока в резонансной замедляющей структуре. - Радиотехника и электроника, 1981, т. 26, №3, с. 647.
8. Нечаев В. Е., Солуянов Е. И., Фукс М. И. Управление током трубчатого пучка электронов с помощью экранящего пучка с магнитной изоляцией. - Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, №2, с. 113.
9. Ковалев Н. Ф. Электродинамическая система ультрарелятивистской ЛОВ. - Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1978, № 3, с. 102.

10. Ivanov V.S., Kremontsov S.I., Kutsenko V.A. et al. Mode competition in relativistic carsino-
tron. Proceedings of 3rd International Topical
Conf. on High power electron and ion beam.
July 3-6, 1979, v.2, p.697-704.
11. Галузо С.Ю. Исследование дисперсионных свойств электродинамической системы релятивистского черенковского генератора. - Радиотехника и электроника, 1981.
12. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Канавец В.И., Плетюшкин В.А. Возбуждение поверхностных волн релятивистским электронным потоком в диафрагмированном волноводе. - ЖТФ, 1981, т.51, №8, с.1727.
13. Александров А.Ф., Галузо С.Ю., Михеев В.В. и др. Применение релятивистского электронного потока, формируемого катодом со взрывной эмиссией, для получения длительной СВЧ генерации. - ЖТФ, 1981,
14. Григоренко Л.П., Канавец В.И., Копылов В.В. и др. Взаимодействие электронного потока с полем запердельной секции ЛБВ. - Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1974, №5, с.26.
15. Канавец В.И., Лопухин В.М., Сандалов А.Н. Лекции по электронике СВЧ, т.7. Саратов, Саратовск. гос. ун-т, 1974, 254с.
16. Тараненко З.И., Трохименко Я.К. Замедляющие системы. Киев, Техника, 1965..307с.

ПЛАЗМЕННЫЕ СВЧ УСИЛИТЕЛИ И ГЕНЕРАТОРЫ. ПЛАЗМЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ ЭЛЕКТРОННЫХ ПОТОКОВ **)

М.В. Кузелев, А. А.Рухадзе, Д.С.Филиппычев

Плазменные усилители и генераторы отличаются от соответствующих вакуумных систем типом замедляющей структуры. Обычно это плазменный волновод. Существует и еще одно отличие, связанное с тем что через плазменный волновод могут транспортироваться электронные пучки со сверхпределными токами. Именно поэтому в случае сильноточных электронных пучков и проявляются наиболее существенные особенности плазменных усилителей и генераторов **). Более того, оказывается, что основным параметром в теории этих приборов является отношение тока электронного пучка к предельному вакуумному току волновода [3].

В настоящей работе проводится последовательный теоретический анализ эффективности усиления и генерации СВЧ в плазменных системах в зависимости от тока пучка. Показана нецелесообразность применения в подобных приборах электронных пучков с токами, значительно превышающими предельный вакуумный ток. Исследовано влияние теплового

*) Из всего многообразия плазменных источников СВЧ в настоящей работе рассмотрены только устройства, в которых реализуется черенковское возбуждение низкочастотной плазменной волны E-типа.

***) Вероятно, впервые на это обстоятельство было обращено внимание в работах [1,2].

разброса электронов пучка по импульсам на эффективность усиления волны в плазменном волноводе. Рассмотрен также вопрос о взаимодействии электронных сильноточных пучков с плазменной волной большой амплитуды и связанный с этим вопрос о возможности создания сильноточных плазменных ускорителей электронов.

1. СИЛЬНОТОЧНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ СВЧ УСИЛИТЕЛЬ

Рассмотрим возбуждение прямолинейным электронным пучком аксиально-симметричной волны E -типа в плазменном волноводе. При наличии достаточно сильного внешнего магнитного поля, замагничивающего как электроны плазмы, так и электроны пучка, исходная система уравнений имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_r}{\partial x} - \frac{\partial E_z}{\partial r} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial B_\varphi}{\partial t}, \quad \frac{\partial B_\varphi}{\partial z} = -\frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t}, \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r B_\varphi &= \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{4\pi e}{c} \left\{ \int v(f_p - f_{0p}) d^3p + \int v(f_\theta - f_{\theta 0}) d^3p \right\}, \\ \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + v \frac{\partial f_\alpha}{\partial x} + e E_z \frac{\partial f_\alpha}{\partial p} &= 0, \quad \alpha = p, \theta, \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$E_z \Big|_{r=R} = 0.$$

Здесь f_p и f_θ - функции распределения электронов плазмы и пучка соответственно, а R - радиус волновода. Равновесные распределения электронов плазмы и пучка по импульсам считаем моноэнергетическими

$$f_{0p} = n_p \delta(p), \quad f_{\theta 0} = n_\theta(r) \delta(p - p_0), \quad (1.2)$$

где n_p и $n_\theta(r)$ - равновесные плотности электронов в плазме и в пучке, $p_0 = mc\gamma$ - импульс электронов пучка, c -

их невозмущенная скорость, а $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2}$.

В линейном приближении решение системы (1.1) имеет вид

$$E_z = \psi(r) \exp(-i\omega t + i k_z z), \quad (1.3)$$

где $\psi(r)$ есть решение следующей задачи на собственные значения

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} r \frac{d\psi}{dr} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) \psi = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) \times \frac{\omega_0^2(r) \gamma^{-3}}{(\omega - k_z u)^2} \psi, \quad \psi(R) = 0, \quad (1.4)$$

где $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_p / m}$, $\omega_B(r) = \sqrt{4\pi e^2 n_B(r) / m}$ — ленгмюровские частоты электронов плазмы и пучка соответственно. В первом приближении теории возмущений по пучку из (1.4) следует дисперсионное соотношение ^{*})

$$\left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right) + k_z^2 = \left(k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\right) \frac{\langle \omega_0^2 \rangle \gamma^{-3}}{(\omega - k_z u)^2}, \quad (1.5)$$

где

$$\langle \omega_0^2 \rangle = \frac{\int_0^R r J_0^2(k_1 r) \omega_B^2(r) dr}{\int_0^R r J_0^2(k_1 r) dr} \approx \frac{2 \Delta r_0}{R^2}. \quad (1.6)$$

Здесь r_0 — средний радиус трубчатого пучка с толщиной $\Delta \ll r_0 \ll R$, $k_1 = \mu_{05}/R$, а μ_{05} — корень функции Бесселя нулевого порядка.

^{*}) Уравнение (1.4) можно решить точно для кусочно-постоянного распределения плотности пучка по радиусу. Здесь этого не делается только для того, чтобы не загромождать изложение.

Решение уравнения (1.5) можно записать следующим образом:

$$k_2 = k_0(\omega)(1 + \delta \nu^{1/3}), \quad (1.7)$$

где $k_0(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 + \frac{k_1^2 c^2}{\omega_p^2 - \omega^2}}$ - волновое число невозмущенной плазменной волны, попутной с электронным пучком,

$$\nu = \langle \omega_0^2 \rangle \gamma_0^{-7} / 2k_1^2 u^2, \quad (1.8)$$

$\gamma_u = (1 - v_{\Phi 0}^2 / c^2)^{-1/2}$ - релятивистский фактор волны, $v_{\Phi 0} = \omega / k_0(\omega)$ - ее фазовая скорость, а δ - корни уравнения четвертого порядка

$$\delta(\eta_0 - \delta)^2(1 + 2^{-1} \delta \nu^{1/3}) = - \left[1 + \mu \delta (1 + 2^{-1} \delta \nu^{1/3}) \right] \times \\ \times \left[1 + \frac{v_{\Phi 0} u}{c^2} \mu \eta_0 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{u}{v_{\Phi 0}} \eta_0 \nu^{1/3} \right) \right]^{3/2} \quad (1.9)$$

В уравнении (1.9) введены следующие величины:

$$\eta_0 = \frac{v_{\Phi 0} - u}{u} \nu^{-1/3}, \quad \mu = 2\gamma_0^2 \nu^{1/3}. \quad (1.10)$$

Будем считать выполненными неравенства

$$\nu^{1/3} < 1; \quad \mu \nu^{1/3} < 1; \quad \gamma, \gamma_0 \gg 1. \quad (1.11)$$

Тогда для не очень больших расстройк $|\eta_0| \ll 1+2$ легко находим один из корней уравнения (1.9)

$$\delta_4 = -2 \nu^{-1/3}. \quad (1.12)$$

Остальные три корня $\delta_{1,2,3}$ определяются из следующего кубического уравнения *)

$$\delta(\eta_0 - \delta)^2 = -(1 + \mu\delta)(1 + \mu\eta_0)^{3/2}. \quad (1.13)$$

Решению (1.12), как это видно из уравнения (1.7), соответствует волна, распространяющаяся навстречу пучку. Уравнение (1.13) определяет три волны, распространяющиеся в ту же сторону, что и электронный пучок. Следовательно, общее решение задачи о линейном усилении волн в плазменном волноводе имеет вид

$$E_x \Big|_{x \geq 0} = E_0 \exp(-i\omega t + ik_0 x) \sum_{n=1}^3 \alpha_n \exp(i\delta_n k_0 x^{1/3}), \quad (1.14)$$

где ω ($\omega^2 < \omega_p^2$) и E_0 - частота и амплитуда падающей на границу волновода $x = 0$ волны, а коэффициенты α_n уточняются ниже.

Нетрудно видеть, что

$$\mu \sim \left(\frac{\omega_B^2}{u^2 \gamma_0 / S} \right)^{1/3}, \quad (1.15)$$

где S - площадь поперечного сечения пучка. Но выражение (1.15), как известно [4,5], есть не что иное, как кубический корень из отношения тока пучка к предельному вакуумному току волновода. Следовательно, при $\mu \geq 1$ рассматриваемая система является сильноточной. Неравенства (1.11) для релятивистских пучков ($\gamma \geq 2$) легко выполняются, если μ порядка или даже больше единицы. В случае слабых пучков ($\mu < 1$) уравнение (1.13) переходит в дисперсионное соотношение обычной ЛБВ [6]. Однако в сильноточном случае ($\mu \geq 1$) отличия уже очень существенны.

Решение уравнения (1.13) можно найти, например, в [3]. Отметим здесь только, что уравнение (1.13) имеет комплексные корни только в области параметров μ и η_0 .

*) Величина $(1 + \mu\eta_0)^{-1/2}$ есть, с точностью до $\nu^{2/3}$, релятивистский фактор пучка. Поэтому для реальной системы $1 + \mu\eta_0 > 0$.

расположенной правее линии срыва усиления, изображенной на рис. 3.

В нелинейном режиме усиления распределение поля в резонаторе следует искать в виде

$$E_z = J_0(\kappa_{\perp} r) \operatorname{Re} [E(z) \exp(-i\omega t + i\kappa_0 z)]. \quad (1.16)$$

При этом предполагается, что можно пренебречь нелинейной генерацией высших гармоник поля и искажением радиальной структуры волны, что вполне законно при не очень больших значениях μ (ниже будет показано, что случай очень больших μ не представляет интереса) и на не очень далеких расстояниях от входа в волновод [3].

В результате применения стандартной процедуры [7,8] из системы (1.1) получаем систему уравнений для амплитуды

$$\begin{aligned} \frac{dt}{dz} &= \frac{1}{v}, \quad v \frac{dv}{dz} = \frac{e}{m} \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{3/2} J_0(\kappa_{\perp} r_0) \operatorname{Re} [E(z) \times \\ &\times \exp(-i\omega t + i\kappa_0 z)], \quad \frac{1}{\kappa_0} \frac{d}{dz} \left(1 - \frac{i}{2\kappa_0} \frac{d}{dz}\right) E = \\ &= \left[1 - \frac{2i\gamma_0^2}{\kappa_0} \frac{d}{dz} \left(1 - \frac{i}{2\kappa_0} \frac{d}{dz}\right)\right] J, \quad J = -\frac{\kappa_0^2}{2u_{\perp}^2} \times \\ &\times \frac{\gamma_0^{-4} \langle \omega_0^2 \rangle}{\omega J_0(\kappa_{\perp} r_0)} \frac{\pi\omega}{e\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt_0 v \exp(i\omega t - i\kappa z).. \end{aligned} \quad (1.17)$$

Здесь $t(z, t_0)$, $v(z, t_0)$ - "координаты" электрона пучка на фазовой плоскости (t, v) в сечении волновода z , а t_0 и u - его "координаты" в сечении $z = 0$.

Введем безразмерные переменные

$$y = \omega \left(t - \frac{z}{v_{\Phi 0}} \right), \quad \xi = \kappa_0 z v^{1/3}, \quad \eta = \frac{v_{\Phi 0} - v}{u} v^{-1/3},$$

$$\epsilon = \frac{e}{m} \frac{\gamma_0^{-3} v^{-3/2}}{\kappa_0 v_{\Phi 0}^2} J_0(\kappa_1 r_0). \quad (1.18)$$

В этих переменных уравнения (1.17) имеют следующий вид:

$$\frac{dy}{d\xi} = \frac{\eta}{1 - \eta v^{1/3}}, \quad (1 - \eta v^{1/3}) \frac{d\eta}{d\xi} = - \left(1 + \frac{v_{\Phi 0}^2}{c^2} \mu \eta - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{2} \frac{v_{\Phi 0}^2}{c^2} \mu \eta^2 v^{1/3} \right)^{3/2} \operatorname{Re} \epsilon e^{-y i}, \quad \frac{d}{d\xi} \left(1 - \frac{i v^{1/3}}{2} \frac{d}{d\xi} \right) \epsilon =$$

$$= - \left[1 - i \mu \frac{d}{d\xi} \left(1 - \frac{i v^{1/3}}{2} \frac{d}{d\xi} \right) \right], \quad \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} (1 - \eta v^{1/3}) e^{i y} dy_0. \quad (1.19)$$

При выполнении неравенств (1.11) из (1.19) окончательно получаем следующую систему укороченных уравнений сильно-точного плазменного усилителя *):

$$\frac{dy}{d\xi} = \eta, \quad \frac{d\eta}{d\xi} = - (1 + \mu \eta)^{3/2} \operatorname{Re} \epsilon e^{-i y}, \quad \frac{d\epsilon}{d\xi} =$$

$$= - \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} (1 + \mu \eta) e^{i y} dy_0. \quad (1.20)$$

Уравнения (1.20) дополняются граничными условиями

$$\epsilon \Big|_{\xi=0} = \epsilon_0, \quad y \Big|_{\xi=0} = y_0 \in [0, 2\pi], \quad \eta \Big|_{\xi=0} = \eta_0. \quad (1.21)$$

*) В электронике часто используют другую эквивалентную форму записи нелинейных уравнений типа (1.20), выделяя при этом в явном виде поле высокочастотного пространственного заряда. См., например, [10].

В линейном приближении задача (1.20), (1.21) имеет следующее решение:

$$\epsilon = \epsilon_0 \sum_{n=1}^3 \alpha_n \exp(i\delta_n z), \quad (1.22)$$

в котором величины δ_n определяются из кубического уравнения (1.13). Очевидно, что (1.22) совпадают с (1.14). Коэффициенты α_n легко определяются из граничных условий (1.21) и имеют вид

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= (1 + \mu \delta_1) \delta_2 \delta_3 / (\delta_2 - \delta_1)(\delta_3 - \delta_1), \quad \alpha_2 = (1 + \mu \delta_2) \times \\ &\times \delta_1 \delta_3 / (\delta_1 - \delta_2)(\delta_3 - \delta_2), \quad \alpha_3 = (1 + \mu \delta_3) \times \\ &\times \delta_1 \delta_2 / (\delta_1 - \delta_3)(\delta_2 - \delta_3). \end{aligned} \quad (1.23)$$

При $\mu \ll 1$ соотношения (1.23) переходят в известные выражения работы [9].

Определим еще коэффициент полезного действия сильно-точного плазменного усилителя. Из уравнений (1.1) для полей вида (1.16) следует закон сохранения потока энергии

$$\frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt \rho_1(z, t) + \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt \rho_2(z, t) = \text{const}, \quad (1.24)$$

где $\rho_B(z, t)$ - поток кинетической энергии в пучке, а $\rho_z(z, t)$ - поток электромагнитной энергии. Поэтому естественно определить КПД усилителя следующим образом:

$$\text{КПД}_{\text{свч}} = \frac{\frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt [\rho_z(z, t) - \rho_z(0, t)]}{\rho_B|_{z=0}} =$$

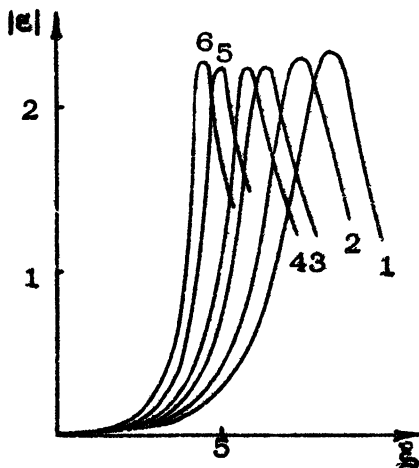
$$= 1 - \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi/\omega} dt_0 \frac{v(z, t_0) [\gamma(z, t_0) - 1]}{u(\gamma - 1)}, \quad (1.25)$$

где $\gamma(z, t_0) = [1 - v^2(z, t_0)/c^2]^{-1/2}$. Переходя в (1.25) к безразмерным переменным и используя неравенства (1.11), получим окончательно

$$\text{КПД}_{\text{свч}} = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\psi_0 \left(\frac{1 + \mu \eta_0}{1 + \mu \eta} \right)^{1/2}. \quad (1.26)$$

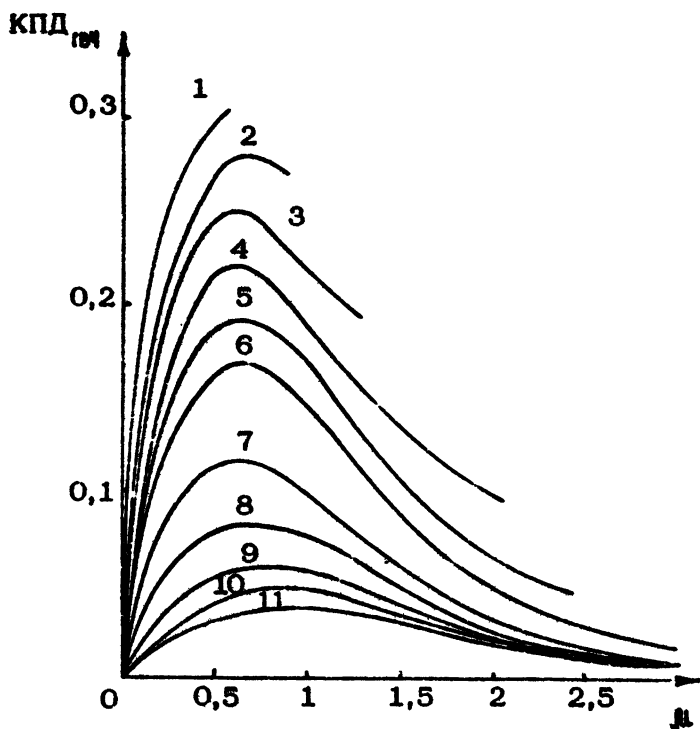
При $\mu \ll 1$ из (1.20) и (1.26) следует более простое выражение для КПД слаботочного усилителя

$$\text{КПД}_{\text{свч}} = \frac{\mu}{8} \left[|\epsilon(z)|^2 - |\epsilon(0)|^2 \right]. \quad (1.26a)$$



Р и с.1. Зависимость амплитуды волны от координаты z для различных значений параметра μ : 1 - $\mu = 0,001$; 2 - $\mu = 0,25$; 3 - $\mu = 0,6$; 4 - $\mu = 0,8$; 5 - $\mu = 1,2$; 6 - $\mu = 1,5$

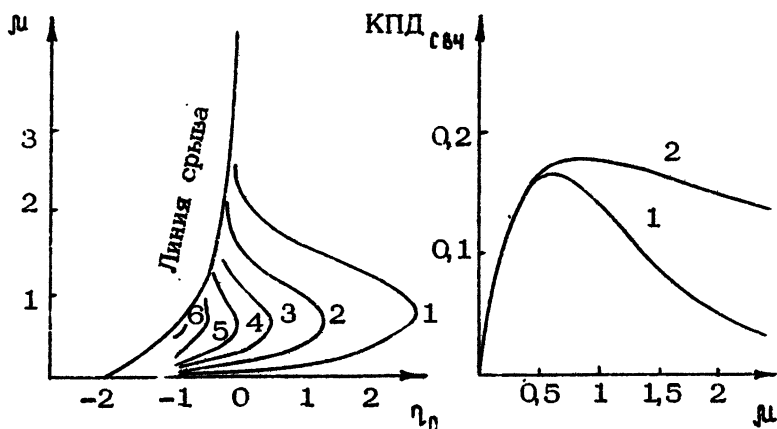
Рассмотрим теперь некоторые результаты численного решения уравнений (1.20) и (1.21). Пока считаем, что на вход усилителя подается волна достаточно маленькой амплитуды $|\varepsilon_0| = 0,01$.



Р и с. 2. КПД усилителя как функция параметра μ при различных отстройках от синхронизма: 1 - $\eta_0 = -1$; 2 - $\eta_0 = -0,8$; 3 - $\eta_0 = -0,6$; 4 - $\eta_0 = -0,4$; 5 - $\eta_0 = -0,2$; 6 - $\eta_0 = 0$; 7 - $\eta_0 = 0,5$; 8 - $\eta_0 = 1$; 9 - $\eta_0 = 1,5$; 10 - $\eta_0 = 2$; 11 - $\eta_0 = 2,5$

На рис. 1 изображены зависимости амплитуды волны от координаты ξ , рассчитанные при нулевой расстройке для различных значений параметра μ . Видно, что с увеличением μ скорость нарастания амплитуды волны в усилителе возрастает, что связано с соответствующим увеличением линей-

ного коэффициента усиления. Местоположение максимума амплитуды волны практически совпадает с максимумом коэффициента полезного действия (1.26). Максимальные значения КПД $\epsilon_{вч}$, рассчитанные для различных расстроек η_0 , представлены на рис.2 как функции μ . Кривые 1-5 на этом рисунке обрываются при значениях μ и η_0 , близких к линии срыва усиления. При фиксированной расстройке η_0 максимум КПД достигается при $\mu = 0,5 + 0,6$, т.е. при токах пучка, меньших предельного вакуумного тока волновода. В частности, при $\eta_0 = 0$ максимум КПД (16,8%) достигается при $\mu = 0,6$. Самое большое значение КПД, которое удалось получить в расчетах (30,6%), реализуется при $\eta_0 = -1$, $\mu = 0,57$, т.е. почти у самой линии срыва.*)



Р и с. 3. Линия срыва усиления и линии равного КПД на плоскости (μ, η_0): 1-КПД=5%; 2-10%; 3-15%; 4-20%; 5-25%; 6-30%

Р и с. 4. Сравнение КПД плазменного и вакуумного усилителей: 1- плазменный усилитель; 2 - вакуумный усилитель

*) Аналогичная ситуация имеет место и в вакуумной ЛБВ [10].

На рис.3 изображены линии постоянного КПД на плоскости μ и η_0 ; указана и линия срыва усиления. Поведение линий постоянного КПД вблизи линии срыва исследовано не было, так как в этой области параметров неограниченно увеличивается расстояние, на котором происходит насыщение амплитуды волны, что влечет за собой увеличение времени расчета. Как видно из рис.2, КПД $\epsilon_{вч}$ сильно уменьшается с ростом параметра μ . В частности, при $\eta_0 = 0$ (кривая 1 на рис.2) КПД $\epsilon_{вч} \sim 1/\mu^3$ уже при $\mu > 1$. Мощность же выходного излучения из усилителя $P_x \sim \mu^3 \times \text{КПД}_{\epsilon_{вч}}$ *, г.е. при $\mu > 1$ мощность выходит на константу. Следовательно, в плазменных усилителях нецелесообразно использовать пучки с токами, существенно превышающими предельный вакуумный ток. Совершенно иное положение имеет место в вакуумной ЛБВ [10], уравнения которой отличаются от системы (1.20) отсутствием члена $\mu \eta$ под интегралом в уравнении для ϵ . На рис.4 для сравнения построены две кривые: кривая 1 - КПД плазменного усилителя при $\eta_0 = 0$, кривая 2 - КПД вакуумной ЛБВ так же при $\eta_0 = 0$. Отличие этих кривых при больших μ очень существенны. Конечно, сравнение это носит чисто формальный характер, так как параметр μ в вакуумной ЛБВ, хотя и зависит от тока пучка в степени $1/3$, отнюдь не совпадает с формулой (1.15). Более подробно высокоэффективный плазменный усилитель рассмотрен в работе [3], где, в частности, проводился подбор оптимальной длины усилителя с целью повышения его КПД.

При выводе уравнений (1.20) предполагалось что электроны плазмы могут быть описаны в линейном приближении. Рассмотрим законность данного предположения. В работе [11] показано, что уравнение движения электронов плазмы можно линеаризовать, если

$$m \mu^3 \gamma^3 \gg e |E| / k_x. \quad (1.27)$$

Подставляя в условие (1.27) последнее равенство (1.18), получим условие применимости линейного приближения

*) Это следует из того, что $P_x = J_0 U \text{КПД}_{\epsilon_{вч}}$, где U - ускоряющее напряжение, а J_0 - ток пучка.

$$|\epsilon(\mu, \mu_0 \epsilon_0)| v^{2/3} \ll 1. \quad (1.28)$$

Последнее всегда выполняется для реальных значений амплитуды волны, $|\epsilon| \sim 2 + 4$.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ ПУЧКОВ С ПЛАЗМЕННОЙ ВОЛНОЙ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ. ПЛАЗМЕННЫЕ УСКОРИТЕЛИ

В задачах плазменной электроники обычно исследуются явления, связанные с передачей энергии направленного движения электронных потоков плазменной волне. Однако возможна и противоположная ситуация — эффективное ускорение электронов в поле волны достаточно большой амплитуды.

Для иллюстрации сказанного опять рассмотрим задачу предыдущего раздела. Но на этот раз исследуем ее решение в зависимости от величины амплитуды волны на входе в волновод, т.е. от $|\epsilon_0|$. Для простоты ограничимся случаем нулевых расстройек.

Помимо коэффициента действия (1.26), характеризующего эффективность передачи кинетической энергии электронов пучка полю волны, определим еще следующий коэффициент полезного действия:

$$\text{КПД}_{\text{свч}} = \frac{\int_0^{2\pi/\omega} dt [p_1(x, t) - p_1(0, t)]}{\int_0^{2\pi/\omega} dt p_2(0, t)}. \quad (2.1)$$

Величина (2.1) очевидно характеризует эффективность ускорения электронов в поле волны. Зная выражение для потока электромагнитной энергии на входе в волновод, легко показать, что

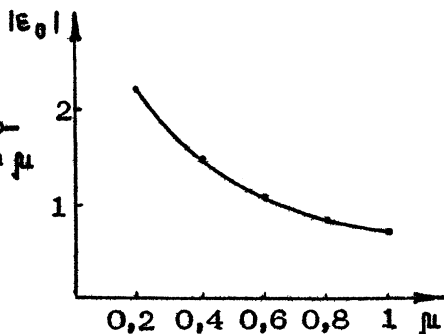
$$\text{КПД}_{\text{свч}} = -\delta \frac{1}{\mu |\epsilon_0|^2}. \quad (2.2)$$

Как (1.26), так и (2.2) имеют смысл КПД, только если μ положительны, а поэтому не одновременно. В слаботочном случае ($\mu \ll 1$) из (2.2) и (1.26а) получаем следующее более простое выражение для КПД_{уск}:

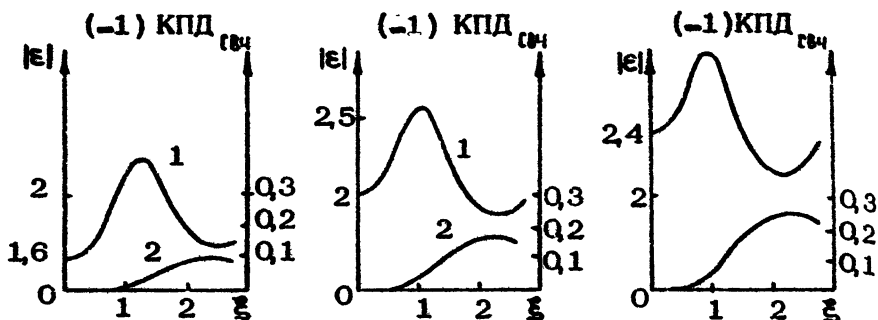
$$\text{КПД}_{\text{уск}} = 1 - \left| \frac{\epsilon(\zeta)}{\epsilon_0} \right|^2. \quad (2.2a)$$

Рассмотрим теперь результаты численного решения задачи (1.20), (1.21) при различных значениях параметров μ и ϵ_0 . Оказывается, что при каждом фиксированном параметре μ , начиная с некоторого значения входной амплитуды $|\epsilon_0|$, коэффициент полезного действия (1.26) становится отрицательным, т.е. существует порог по величине входной амплитуды волны, выше которого происходит не усиление волны, а ускорение электронов пучка. Это порог тем выше, чем меньше параметр μ . На рис.5 представлена зависимость порогового значения входной амплитуды от параметра μ .

Рис.5. Зависимость порога ускорения от параметра μ



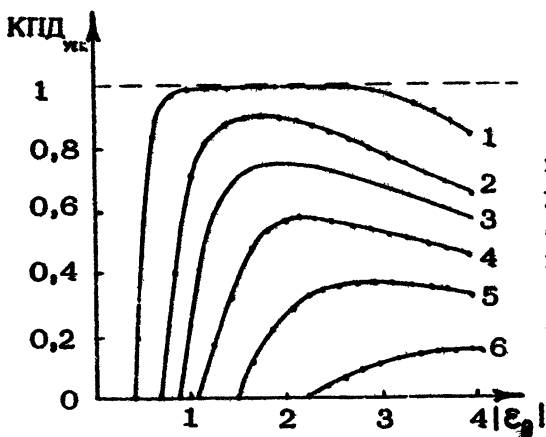
На рис.6 изображены зависимости амплитуды продольной компоненты поля волны $|\epsilon|$ (кривая 1) и (-1) КПД_{свч} (кривая 2) от безразмерной координаты ζ , рассчитанные при $\mu = 0,6$ и при различных, превышающих пороговое значение, амплитудах волны на входе в волновод. Видно, что максимум КПД_{уск} (минимум КПД_{свч}) достигается приблизительно в той точке, где находится минимум амплитуды волны. Отметим еще одну особенность: рост амплитуды продольной компоненты поля волны может не сопровождаться



Р и с. 6. Распределение амплитуды продольной компоненты волны и потока энергии в пучке в плазменном волноводе при ускорении

увеличением в волне потока электромагнитной энергии. Это хорошо видно из начальных участков кривых, изображенных на рис.6.

На рис.7 представлены зависимости максимального значения КПД $\eta_{\text{уск}}$ от входной амплитуды волны, полученные для различных значений параметра μ . Хорошо виден пороговый характер эффекта ускорения. Заметим, что ускорение может быть высоко эффективным: при $\mu = 1,5$ КПД $\eta_{\text{уск}}$ достигает почти 100%.



Р и с.7. Зависимость максимального КПД по ускорению от входной амплитуды для различных значений μ :
 1 - $\mu = 1,5$; 2 - $\mu = 1$;
 3 - $\mu = 0,8$; 4 - $\mu = 0,6$;
 5 - $\mu = 0,4$; 6 - $\mu = 0,2$

Для достижения максимального КПД $\eta_{\text{уск}}$ необходимо соответствующим образом подобрать длину волновода в зависимости от μ и $|\epsilon_0|$. Эта зависимость достаточно слабая, но крайней мере, если $\mu \leq 1$. Последнее иллюстрируется таблицей.

μ	$ \epsilon_0 $	ξ	КПД $\eta_{\text{уск}}$, %	1-КПД $\eta_{\text{свч}}$
1,0	1,8	2,4	89,6	1,37
0,8	1,8	2,3	75	1,30
0,6	2,2	2,25	58	1,21
0,4	3,0	2,1	36	1,16

Здесь ξ - безразмерная длина волновода. Параметры μ и $|\epsilon_0|$ в таблице соответствуют абсолютным максимумам КПД $\eta_{\text{уск}}$ при фиксированном μ , т.е. максимумам кривых 2-5 с рис.7.

Рассмотрим теперь физические особенности ускорения сильнооточных пучков в плазменном волноводе. При этом особое внимание следует обратить на то обстоятельство, что рост продольной компоненты поля волны может не сопровождаться соответствующим ростом ее поперечных компонент, определяющих поток электромагнитной энергии (см.рис.6). Более того, оказывается, что при больших токах пучка амплитуды поперечных компонент волны сильно уменьшаются, т.е. происходит перестройка поляризации волны: волна из квазипоперечной превращается в квазипродольную. Это явление подробно исследовалось в работах [1,2], где было показано, что в сильнооточных системах величина $|E_{\perp}|^2 + |B_{\parallel}|^2$ уменьшается во много раз (практически до нуля) по сравнению со своим первоначальным значением. В соответствии с (1.24) уменьшение потока электромагнитной энергии в волне сопровождается ростом потока кинетической энергии в пучке, т.е. осуществляется высокоэффективное ускорение электронов пучка.

Отметим, что ускорение электронов возможно и в слабых системах, когда $\mu \ll 1$ и перестройка поляризации волны пренебрежимо мала. Однако в этом случае ускорение

очень не эффективно и оказывается высоким порог по амплитуде входной волны: она должна быть выше амплитуды поля захвата. Таким образом, основным моментом, обеспечивающим высокую эффективность ускорения сильноточных пучков в плазменных волноводах, является перестройка поляризации волны. С этим, очевидно, и связано сильное уменьшение с ростом тока пучка КПД_{свч} изображенного на рис.2.

Поток кинетической энергии в пучке определяется следующим выражением :

$$\langle \rho_{\theta} \rangle = \rho_{\theta} |_{x=0} \left[1 - (\text{КПД})_{\text{свч}} \right]. \quad (2.3)$$

Характерные значения этой величины приведены в крайнем правом столбце таблицы .

При дальнейшем увеличении параметра μ наблюдается уменьшение порогового значения амплитуды ускоряющей волны и резкое возрастание КПД_{уск} до 100% с ростом $|\epsilon_{\theta}|$ (как это видно из кривой 1 на рис.7). При больших μ , однако, уравнения (1.20) уже непригодны для исследования эффекта ускорения, так как при больших μ необходим учет появления высших гармоник поля, тем более что на вход подается волна большой амплитуды. Учет высших гармоник поля должен приводить к уменьшению эффективности ускорения пучка.

3. СИЛЬНОТОЧНЫЙ ПЛАЗМЕННЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С НЕМОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИМ ПУЧКОМ ЭЛЕКТРОНОВ

До сих пор нами исследовались моноэнергетические пучки электронов с равновесным распределением (1.2). Рассмотрим теперь, к чему приводит учет разброса электронов пучка по импульсам. Для этого будем исходить из следующего равновесного распределения электронов по импульсам:

$$f_{00} = \frac{n_0(\gamma)}{\sqrt{2\pi m T}} \exp \left[- \frac{(\rho - \rho_0)^2}{2 m T} \right]. \quad (3.1)$$

Поступая так же, как и при получении уравнений (1.20), вводя безразмерные переменные (1.18) и используя неравен-

ства (1.11), получим следующую систему укороченных уравнений для амплитуды продольной компоненты волны, усиливаемой "горячим" пучком электронов:

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \eta, \quad \frac{d\eta}{d\xi} = -(1 + \mu\eta)^{3/2} \operatorname{Re} \epsilon e^{-i\psi}, \quad \frac{d\epsilon}{d\xi} = -(1 - i\mu \frac{d}{d\xi}) \int n t, \quad \int n t = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} d\psi_0 \int_{\eta_1}^{\eta_2} d\eta_0 e^{i\psi} (1 + \mu\eta_0)^{-3/2} \frac{\exp(-\omega^2/\theta)}{\sqrt{\pi\theta}}. \quad (3.2)$$

Здесь $\omega = \frac{2}{\mu} \left[(1 + \mu\eta_B)^{-1/2} - (1 + \mu\eta_0)^{-1/2} \right]$, а $\theta = \frac{2v_{Te}^2}{v_{\Phi 0}^2 \gamma_0^6 v^{2/3}}$ —

эффективная температура электронов пучка, $v_{Te} = \sqrt{T/m}$. Величина η_0 совпадает с определенной ранее расстройкой, а

$\eta_B = \frac{v_{\Phi 0} - v}{v_{\Phi 0}} v^{-1/3} \Big|_{z=0}$ — скорость влета электронов пучка в волновод, которая для моноэнергетического пучка равнялась расстройке, а теперь изменяется в следующих пределах:

$$\eta \Big|_{z=0} = \eta_B \in [\eta_1, \eta_2]. \quad (3.3)$$

Пределы интегрирования по η_B, η_1 и η_2 определяются так, чтобы обеспечить необходимую точность вычислений.

Уравнения (3.2) должны интегрироваться совместно с граничными условиями (1.21), в которых последнее соотношение следует заменить на (3.3). При $\theta \rightarrow 0$ уравнения (3.2) очевидным образом переходят в уже исследованные уравнения (1.20). При $\mu \ll 1$ из (3.2) легко получаются нерелятивистские уравнения нелинейной динамики горячего пучка в плазменном волноводе

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \eta, \quad \frac{d\eta}{d\xi} = -\operatorname{Re} \epsilon e^{-i\psi}, \quad \frac{d\epsilon}{d\xi} = -\frac{1}{\pi}$$

$$= \int_0^{2\pi} d\psi_0 \int_{\eta_1}^{\eta_2} d\eta_B \frac{e^{i\psi}}{\sqrt{\pi\theta}} \exp\left[-\frac{1}{\theta}(\eta_B - \eta_0)^2\right]. \quad (3.4)$$

Аналогично тому, как это делалось в разд.1, получаем КПД рассматриваемого плазменного усилителя

$$\text{КПД}_{\text{свч}} = 1 - \frac{1}{2\pi\rho_{\text{вх}}} \int_0^{2\pi} d\psi_0 \int_{\eta_1}^{\eta_2} d\eta_B (1 + \mu\eta_B)^{-3/2} (1 + \mu\eta)^{-1/2} \frac{\exp(-\psi^2/\theta)}{\sqrt{\pi\theta}}, \quad (3.5)$$

в котором $\rho_{\text{вх}} = \int_{\eta_1}^{\eta_2} d\eta_B (1 + \mu\eta_B)^{-2} \frac{\exp(-\psi^2/\theta)}{\sqrt{\pi\theta}}$ — поток кинетической энергии пучка на входе в волновод. При $\mu \ll 1$ выражение (3.5) переходит (1.26а).

Заметим, что выбор вместо (распределения (3.1)) какого-либо другого равновесного распределения приведет только к изменению в определении эффективной температуры θ , которая здесь рассматривается как параметр.

Основная вычислительная трудность, возникающая при интегрировании уравнений (3.2), связана с тем, что при больших значениях параметров μ и θ необходимо брать очень большое число точек разбиения интервала (η_1, η_2) . Поэтому расчеты проводились только для $\mu \leq 1$ и $\theta < 1,5$, что с запасом перекрывает интересную, с точки зрения практики, область параметров.

Перейдем к рассмотрению результатов численного решения задачи (3.2). На рис.8 изображены зависимости амплитуды волны от координаты z , рассчитанные для различных значений температуры θ и $\eta_0 = 0$, когда $\mu \ll 1$. Видно, что с ростом температуры уменьшается максимальная амплитуда волны и становятся менее выраженными ее послезахватные осцилляции. Эти закономерности связаны с тем, что при наличии теплового разброса электронов пучка не все электроны оказываются захваченными волной. Если, например, в нерелятивистском случае выполнено неравенство

$$\frac{\pi}{2} v_{\text{те}}^2 > \left| \frac{e E_{\text{макс}}}{k} J_0(k_1 r_0) \right|, \quad (3.6)$$

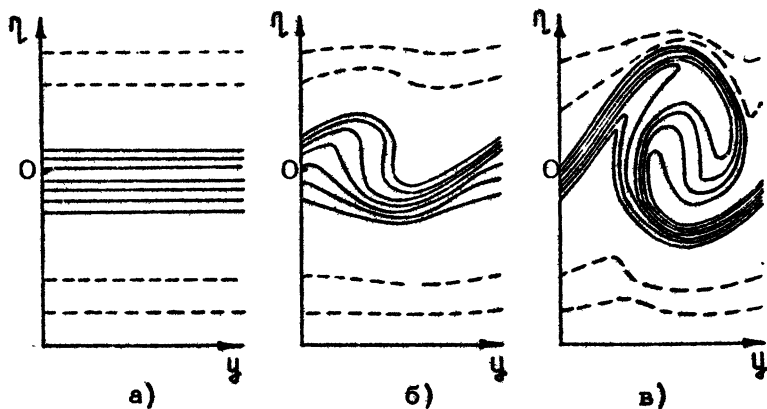
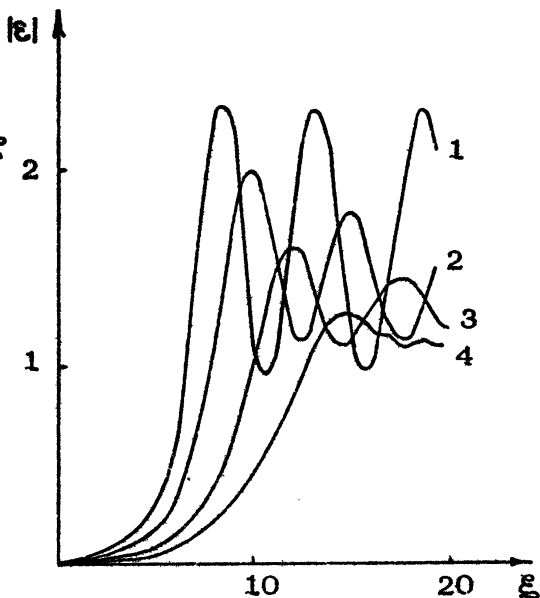
Р и с. 8. Зависимость амплитуды волны от координаты для различных температур электронов пучка:

1 - $\theta = 0,01$;

2 - $\theta = 0,5$;

3 - $\theta = 1$;

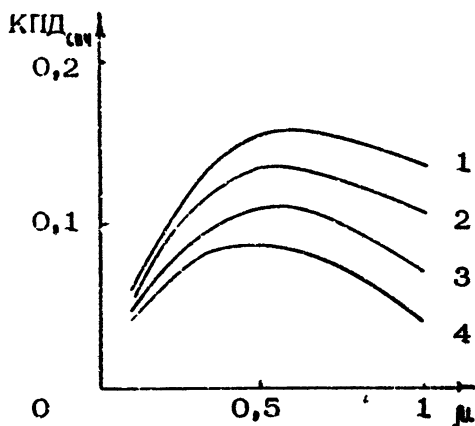
4 - $\theta = 1,5$



Р и с. 9. Фазовая плоскость "горячих" электронов пучка на различных этапах усиления :
 а - в сечении $\zeta = 0$; б - до насыщения амплитуды волны; в - в момент насыщения

то значительная часть электронов пучка фактически не принимает участия во взаимодействии с волной. Из соотношения (1.18) видно, что (3.6) эквивалентно неравенству $\theta \geq 1$. Аналогичная оценка имеется и для релятивистского случая. Процесс взаимодействия "горячего" пучка с волной отражен на рис.9, на котором представлены фазовые плоскости электронов пучка на разных стадиях неустойчивости. Штриховыми линиями изображены местоположения на фазовой плоскости дальних электронов - из хвоста функции распределения. Видно, что наиболее сильно возмущается движение электронов, имеющих на влете скорость, близкую к фазовой скорости волны. Захватом именно этих электронов и определяется нелинейная динамика рассмотренной неустойчивости.

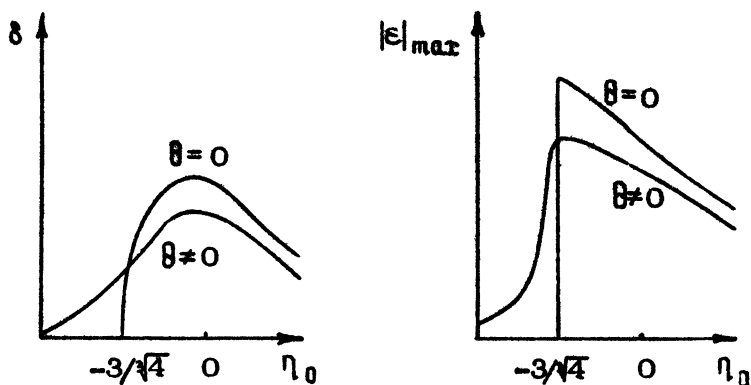
Уменьшение с ростом температуры θ максимальной амплитуды волны ведет, согласно (1.26а), к уменьшению КПД усилителя. Аналогичная закономерность проявляется и в сильноточном случае. На рис.10 изображен как функция параметра μ КПД $\eta_{свч}$, рассчитанный по формуле (3.5) для различных температур θ при нулевой расстройке η_0 . Видно, что КПД, особенно при больших μ , сильно падает с ростом температуры. Максимум КПД с ростом θ смещается в область меньших μ , т.е. меньших токов пучка.



Р и с.10. КПД усилителя как функция μ для различных температур электронов пучка: 1 - $\theta = 0,1$; 2 - $\theta = 0,3$; 3 - $\theta = 0,5$; 4 - $\theta = 0,7$

Ранее отмечалось, что усиление наиболее эффективно вблизи линии срыва. Рассмотрим поэтому, как влияет тепловой разброс электронов пучка на срыв усиления. При $\mu \ll 1$ усиление отсутствует, если $\eta_0 < -3/\sqrt[3]{4}$. Уже небольшой

тепловой разброс приводит к тому, что срыв усиления не наблюдается. На рис.11 изображены в зависимости от расстройки η_0 линейный коэффициент усиления δ и максимум амплитуды волны. Можно сказать, что небольшой тепловой разброс, хотя и приводит к уменьшению КПД, положительно влияет на процесс усиления. Действительно, из-за отсутствия резкого срыва при $\vartheta \neq 0$ усиление на оптимальной частоте, когда $\eta_0 \approx -3/\sqrt[3]{4}$, оказывается более стабильным. Отметим, что при $\eta_0 < -3/\sqrt[3]{4}$ рассмотренная неустойчивость, в отличие от всего, что рассматривалось ранее, является кинетической, т.е. связанной только с обращением затухания Ландау.



Р и с. 11. Качественное изменение линейного коэффициента усиления и амплитуды захвата волны с появлением теплового разброса в зависимости от расстройки

4. НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМА-ПУЧКОВОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ. ПЛАЗМЕННЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ

До сих пор нами рассматривалась стационарная граничная задача о взаимодействии электронного пучка с моноэнергетической волной. В действительности же всегда приходится иметь дело с пакетами волн, так как электронный пучок возбуждает колебания, хотя и из узкого, но конечного интервала

волновых чисел, т.е. много мод. Уметь исследовать процессы взаимодействия возбужденных мод, их конкуренцию, переходные процессы установления очень важно как с практической, так и общезначимой точек зрения.

Получим систему уравнений, с помощью которой можно успешно решить задачи.

Будем искать решение уравнений поля в следующем виде:

$$E_z = \text{Re } E(x,t) \exp(-i\omega t + ikx), \quad (4.1)$$

где ω и k удовлетворяют уравнению (1.5) без пучкового слагаемого, а амплитуда $E(x,t)$ удовлетворяет неравенствам

$$\left| \frac{\partial \ln E}{\partial \omega t} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{\partial \ln E}{\partial kx} \right| \ll 1. \quad (4.2)$$

Эти неравенства означают, что инкремент развития неустойчивости $\delta\omega$ мал по сравнению с частотой ω или мало усиление поля на расстояниях порядка длины волны, а так же то, что поле (4.1) является квазимонохроматическим. Таким образом, неравенства (4.2) эквивалентны следующим:

$$\left| \frac{\delta\omega}{\omega} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{\delta k}{k} \right| \ll 1, \quad \left| \frac{\Delta k}{k} \right| \ll 1, \quad (4.2a)$$

где δk — коэффициент усиления, Δk — ширина пакета в пространстве волновых чисел. Если, например, $k = \pi N/L$, где L — длина системы, то последнее неравенство (4.2a) означает, что $n \ll N$, где n — число возбуждаемых в системе мод.

Подставляя (4.1) с учетом (4.2) в уравнение поля, получим следующее уравнение для амплитуды волны:

$$\frac{\partial E}{\partial x} + \frac{1}{v_{g0}} \frac{\partial E}{\partial t} = - \frac{k^3 \gamma_0^{-4}}{2\omega k_1^2} \left(1 - \frac{2i\gamma_0^2}{k} \frac{\partial}{\partial x} - \frac{2i\omega}{k^2 c^2} \gamma_0^2 \frac{\partial}{\partial t} \right) E + 4eS \int_{\varphi-\pi}^{\varphi+\pi} d\varphi' \int d\tau v_{f0} e^{i\varphi'}, \quad (4.3)$$

где $\varphi = \omega t - k z$, v_{g0} - невозмущенная групповая скорость плазменной волны в волноводе, а $S = 2 \Delta r_0 R^{-2}$.

$$= J_0(k_{\perp} r_0) / J_1^2(k_{\perp} R).$$

Интеграл в правой части уравнения (4.3) будем понимать в следующем смысле:

$$\int n t \equiv \frac{1}{\pi} \int_{\varphi-\pi}^{\varphi+\pi} d\varphi \int d v v f_0 e^{i\varphi} = \frac{k}{\pi} \int_{z-\pi/k}^{z+\pi/k} d z' \int v f_0 d v \exp(i\omega t - i k z'), \quad (4.4)$$

а функцию распределения электронов пучка зададим в виде

$$f_0 = n_{00} \frac{2\pi}{k N} \sum_n \delta(v - v_n) \delta(z - z_n), \quad (4.5)$$

где z_n и v_n - координата и скорость n -го электрона пучка. Функция (4.5) нормирована на число электронов $N = n_{00} 2\pi/k$, приходящихся на длину волны колебаний в невозмущенном состоянии. Подставляя (4.5) в интеграл (4.4), получим

$$\int n t = \frac{2n_{00}}{N} \sum_n A_n(z) v_n(t) \exp\left\{i\left[\omega t - k z_n(t)\right]\right\}, \quad (4.6)$$

где

$$A_n(z) = \begin{cases} 0, & z_n \notin \left[z - \frac{\pi}{k}, z + \frac{\pi}{k} \right], \\ 1, & z_n \in \left[z - \frac{\pi}{k}, z + \frac{\pi}{k} \right]. \end{cases}$$

Вводя далее безразмерные переменные

$$\xi = k z, \quad \tau = \omega t, \quad \eta_n = k z_n, \quad \eta_n = v_n / v_{\Phi 0},$$

$$\varepsilon = \frac{e}{m} J_0(k_{\perp} r_0) \frac{E_0^{-3}}{k v_{\Phi 0}}, \quad \beta = v_{\Phi 0} / c \quad (4.7)$$

и используя уравнение движения электронов пучка, получим из (4.3) и (4.6) следующую систему уравнений:

$$\frac{d y_n}{d \tau} = \eta_n, \quad \frac{d \eta_n}{d \tau} = \left[1 + \beta^2 \gamma_0^2 (1 - \eta_n^2) \right]^{3/2} \operatorname{Re} \varepsilon(y_n, \tau),$$

$$\cdot \exp[-i(\tau - y_n)], \quad \frac{d \varepsilon}{d \tau} + \frac{1}{q} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} = -\frac{2\nu}{qN},$$

$$\cdot \sum_n \left\{ A_n(\xi) \left[\eta_n - 2i\beta^2 \gamma_0^2 \frac{d \eta_n}{d \tau} + 2\beta^2 \eta_n (1 - \eta_n) \right] \cdot \right. \\ \left. (4.8) \right.$$

$$\cdot \exp \left[i(\tau - y_n) - 2i\gamma_0^2 \left[\delta(\xi - y_n + \pi) - \delta(\xi - y_n - \pi) \right] \eta_n \exp \left[i(\tau - y_n) \right] \right\},$$

в которой $q = v_{\varphi 0} / v_{g 0} > 1$, а

$$A_n(\xi) = \begin{cases} 0, & y_n \in [\xi - \pi, \xi + \pi], \\ 1, & y_n \in [\xi - \pi, \xi + \pi]. \end{cases}$$

Нетрудно видеть, что оператор $\partial / \partial \xi (\partial / \partial \tau)$ эквивалентен по порядку величины умножению на $\nu^{1/3} ((\nu/q)^{1/3})$.

Поэтому в слаботорном случае, $\mu \ll 1$, система (4.8) упрощается и переходит в следующую

$$\frac{d y_n}{d \tau} = \eta_n, \quad \frac{d \eta_n}{d \tau} = \operatorname{Re} \varepsilon(y_n, \tau) \exp[-i(\tau - y_n)],$$

$$\frac{d \varepsilon}{d \tau} + \frac{1}{q} \frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} = -\frac{\nu}{q} \frac{2}{N} \sum_n A_n(\xi) \eta_n \exp[i(\tau - y_n)], \quad (4.8a)$$

совпадающую с уравнениями в работах [9,12].

Выясним физический смысл каждого члена в третьем уравнении (4.8). Левая часть уравнения описывает движение волнового пакета в невозмущенном плазменном волноводе без учета дисперсии. Первый член правой части определяет усиление пакета в пространстве и времени и изменение закона дисперсии плазменной волны (изменяет групповую скорость [12]). Этот член отвечает также за расплывание пакета, связанное

с тем, что каждая его спектральная составляющая усиливается неодинаково [13]. Смысл второго члена в правой части следующий. Из-за немонохроматичности в пространстве поля (4.1) ($\partial \epsilon / \partial \xi \neq 0$) "условия существования" электронов на концах интервала ($\xi - \pi, \xi + \pi$) не одинаковы, поэтому электроны переносят информацию о неоднородности амплитуды волны при своем перемещении. В конечном итоге этот член отвечает за искажение формы пакета.

В линейном приближении, в старых переменных, система (4.8) сводится к следующему уравнению:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x}\right)^2 \left(\frac{\partial}{\partial t} + v_{g0} \frac{\partial}{\partial x}\right) E = i k^3 u^2 v_{g0} \nu \times \\ \times \left(1 - 2i \frac{\gamma_0^2}{k} \frac{\partial}{\partial x} - 2i \frac{\omega}{k^2 c^2} \gamma_0^2 \frac{\partial}{\partial t}\right) E, \quad (4.9)$$

в котором для простоты расстройка $\omega - k u$ положена равной нулю. Чтобы не загромождать изложение, рассмотрим решение уравнения (4.9) при малых значениях параметра μ . Начнем с начальной задачи, когда при $t = 0$ задано начальное условие вида

$$E(x, 0) = \int d\lambda F(\lambda) e^{i\lambda x} = \delta(x), \quad |\lambda| \ll |k|. \quad (4.10)$$

Решение (4.9), удовлетворяющее (4.10), имеет вид

$$E(x, t) = \int d\lambda F(\lambda) \exp[-i\Omega(\lambda)t + i\lambda x], \quad (4.11)$$

где $\Omega(\lambda)$ - решение уравнения

$$(\Omega - \lambda u)^2 (\Omega - \lambda v_{g0}) = k^3 u^2 v_{g0} \nu. \quad (4.12)$$

Если, например, функция $F(\lambda)$ имеет резкий максимум при $\lambda = 0$, то в квазимонохроматическом приближении вычисление интеграла (4.11) дает следующий результат [12]:

$$E(x, t) = \delta \left[x - \left(\frac{2}{3} u + \frac{1}{3} v_{g0} \right) t \right] \exp[-i\Omega(0)t], \quad (4.13)$$

где $\Omega(0) = k (u^2 v_{g0} v)^{1/3}$ — известный линейный инкремент.

Решение (4.13) описывает движение нарастающего во времени волнового пакета, без искажения его формы, и с групповой скоростью $(2/3)u + (1/3)v_{g0}$. Последнее есть следствие того, что $\partial \text{Im} \Omega(0) / \partial \lambda = 0$. Если же максимум $F(\lambda)$ реализуется при $\lambda \neq 0$, то расплывание пакета появляется уже в квазимонохроматическом приближении (подробнее см. в [13,14]).

Рассмотрим теперь ту же задачу, но на основе нелинейных уравнений (4.8а), которые дополним начальными условиями

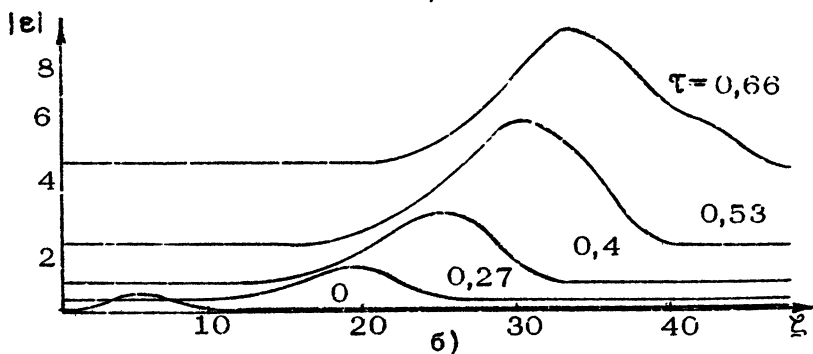
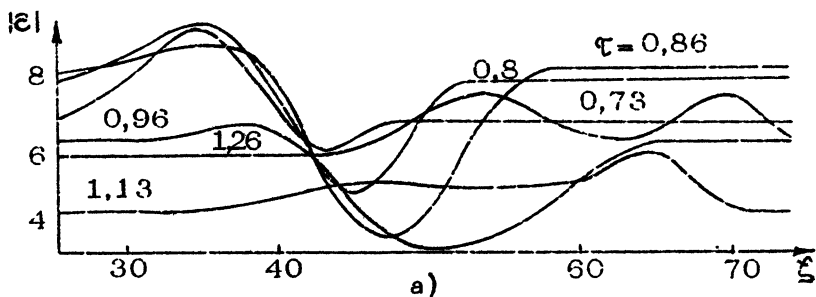
$$\begin{aligned} \varepsilon(0, \xi) &= \varepsilon_0(\xi), \quad 0 \leq \xi \leq 2\pi N; \\ \varepsilon(\tau, 0) &= \varepsilon(\tau, 2\pi N), \quad \tau \geq 0; \\ \eta_n|_{\tau=0} &= 1, \quad \psi_n|_{\tau=0} = \psi_{0n} \in [0, 2\pi N]. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Здесь функция $\varepsilon_0(\xi)$ представляет собой однородный фон, на который наложено возмущение в виде импульса, причем под $\varepsilon_0(\xi)$ много меньше поля захвата. Эволюция начального состояния (4.14) представлена на рис.12, на котором изображена $|\varepsilon(\xi, \tau)|$ как функция ξ для различных моментов времени τ . На этом рисунке ξ измеряется в длинах волн, $|\varepsilon|$ и τ в относительных единицах. На начальной стадии (рис. 12,а) решение хорошо согласуется с (4.13), а именно, возмущение растет во времени как

$$\exp \left[\frac{\sqrt{3}}{2} k t (u^2 v_{g0} v)^{1/3} \right],$$

а его максимум перемещается вдоль прямых $\xi = \left(\frac{2}{3} + \frac{1}{3\alpha} \right) \tau$. На следующем этапе (рис.12,б) становятся существенными нелинейные эффекты. Скорость роста поля уменьшается, и искажается его общая форма. В области локализации возмущения поле достигает захватного значения раньше, чем на фоне. Поэтому в течение некоторого промежутка времени фон еще нарастает, а на месте первоначального возмущения фона образуется впадина. Впадина сначала образуется около переднего фронта возмущения, что связано, вероятно, с ускорением электронов после захвата и выталкиванием некоторой их части из области возмущения вперед. Послезахватные ос-

цилляции поля в области возмущения и в области фона по вполне ясным причинам сдвинуты по времени друг относительно друга. К концу первой послезахватной осцилляции исходное возмущение фона распадается на два близких по форме к начальному. Последнее связано с тем, что условия ускорения и торможения электронных сгустков различны на переднем и заднем фронте возмущения, а также с тем, что скорость перемещения возмущения и скорость электронов различны. Можно сказать, что нелинейные процессы приводят к монохроматизации возмущения.



Р и с.12. Нелинейная динамика импульса поля.
Начальная задача

Рассмотрим теперь граничную задачу, когда при $x = 0$ задается следующее условие:

$$E(0, t) = \int d\Omega F(\Omega) e^{-i\Omega t} \equiv \mathcal{E}(t), \quad |\Omega| \ll |\omega|. \quad (4.15)$$

Решение (4.9), удовлетворяющее (4.15), имеет вид

$$E(z, t) = \int d\Omega F(\Omega) \exp[-i\Omega t + i\lambda(\Omega)z], \quad (4.16)$$

где $\lambda(\Omega)$ — решение уравнения (4.12). Если функция $F(\Omega)$ имеет резкий максимум при $\Omega = 0$, то в квазимонохроматическом приближении имеем [12]

$$E(z, t) = \mathcal{E} \left[t - \left(\frac{2v_{g0} + u}{3uv_{g0}} \right) z \right] \exp[i\lambda(0)z], \quad (4.17)$$

где $\lambda(0) = (-k^3 \nu)^{1/3}$ — линейный коэффициент усиления. Здесь снова нет расплывания, так как $\partial \operatorname{Im} \lambda(0) / \partial \omega = 0$. Сравнение решений (4.13) и (4.17) показывает, что решение начальной задачи и решение граничной задачи распространяются соответственно по расходящимся при $v_{g0} \ll u$ характеристикам

$$\begin{aligned} t_n &= z \left(\frac{2}{3} u + \frac{1}{3} v_{g0} \right)^{-1} < t_r = \\ &= z \left(\frac{3uv_{g0}}{2v_{g0} + u} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (4.18)$$

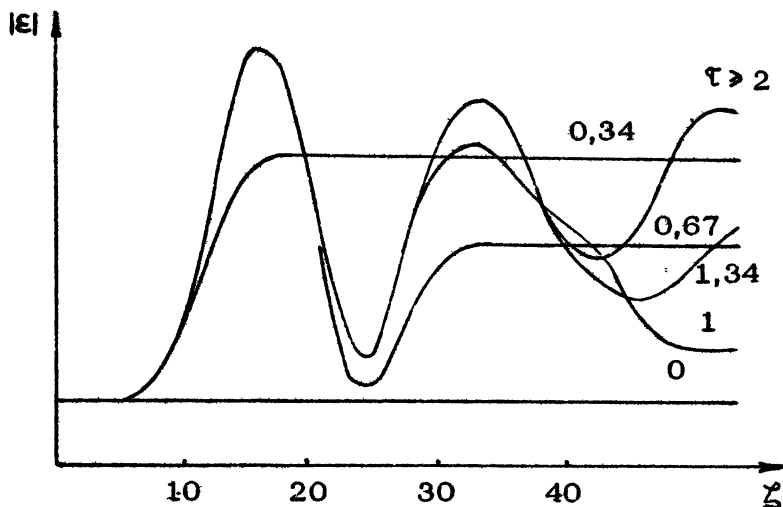
Легко также показать, что поле захвата в граничной задаче в $(u/v_{g0})^{1/3}$ раз больше, чем в начальной, что есть следствие эффекта накопления колебаний [15].

Для подробного исследования этих закономерностей в нелинейном режиме рассмотрим гранично-начальную задачу [12]. Для этого дополним уравнения (4.8a) следующими граничными и начальными условиями:

$$\begin{aligned} \epsilon(0, \tau) &= \epsilon_0 = \text{const}, \quad \tau \geq 0; \quad \epsilon(z, 0) = \epsilon_0 = \text{const}, \\ \mathcal{E} &\geq 0; \quad \eta_0|_{\tau=0} = 1, \quad \psi_n|_{\tau=0} \in [0, z > 0], \\ \eta_n|_{\tau > 0} &= 1, \quad \psi_n|_{\tau > 0} = 0. \end{aligned} \quad (4.19)$$

Решение задачи (4.8a), (4.19) изображено на рис.13, на котором показан процесс установления колебаний по амплитуде с плавным переходом решений граничной задачи ($t \rightarrow t_r$)

в решение начальной задачи ($t < t_n$) и с постепенным смещением последних с ростом t в сторону больших z . Очень хорошо видны переходные зоны между этими решениями ($t_n < t < t_r$). На рис.13 эти переходные зоны отмечены жирными линиями для двух значений времени $\tau = 0,34$ и $\tau = 0,67$. Численный эксперимент показывает, что характеристики (4.18) разделяют решения задачи на граничные и начальные даже на нелинейной стадии. Из рисунка также видно, что в соответствии с эффектом накопления колебаний амплитуда захвата в граничной задаче превышает амплитуду захвата начальной задачи. После выяснения общих закономерностей динамики нестационарных процессов при взаимодействии пучков с плазмой остановимся коротко на плазменных генераторах.



Р и с. 13. Нелинейное установление колебаний в гранично-начальной задаче

Учтем, что в резонаторе помимо составляющей поля (4.1) существует еще и волна обратной связи

$$E_z = \text{Re } E_{060}(z,t) \exp(-i\omega t - ikz), \quad (4.20)$$

амплитуда которой из-за того, что эта волна не взаимодей-

ствуует с пучком, удовлетворяет уравнению

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - v_{g0} \frac{\partial}{\partial x} \right) E_{05p}(x, t) = 0. \quad (4.21)$$

Взаимодействие же между уравнениями (4.1) и (4.21) осуществляется на продольных границах резонатора. Пусть, например, граница $x = 0$ идеально отражает падающее на нее излучение, а граница $x = L$ имеет коэффициент отражения \mathcal{R} , $|\mathcal{R}| < 1$. Учет этих граничных условий дает следующую связь между $E(x, t)$ и $E_{05p}(x, t)$:

$$\begin{aligned} E(0, t) - E_{05p}(0, t) &= 0, \\ E_{05p}(L, t) - \mathcal{R} E(L, t) &= 0. \end{aligned} \quad (4.22)$$

При получении (4.22) положили $k = \pi N / L$, а u в дальнейшем считаем равной $\omega(k)/k$. Исключая далее с помощью уравнений (4.21) и (4.22) E_{05p} , получим граничное условие для уравнений (4.8)

$$\begin{aligned} E(0, t) &= \mathcal{R} E(L, t - L/v_{g0}) \text{ или} \\ \epsilon(0, t) &= \mathcal{R} \epsilon(\pi N, t - \pi N \tau). \end{aligned} \quad (4.23)$$

Рассмотрение задачи о генерации в линейном приближении проще всего провести, подставив (4.17) в (4.23). В результате получаем функциональное уравнение

$$\mathcal{E}(t) = \mathcal{R} \exp[i\lambda(0)L] \mathcal{E}\left[t - \frac{L}{v_{g0}} - \left(\frac{2v_{g0} + u}{3u v_{g0}}\right)L\right], \quad (4.24)$$

решение которого имеет вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(t) &= \mathcal{E}_0 \exp(\delta\omega_1 t + i\delta\omega_2 t), \\ \delta\omega_1 &= \left(\frac{\sqrt{3}}{2} N \pi v^{1/3} - \ln \frac{1}{|\mathcal{R}|} \right) \left(\frac{L}{v_{g0}} + \frac{2v_{g0} + u}{3u v_{g0}} L \right), \\ \delta\omega_2 &= \left(\frac{1}{2} \pi N v^{1/3} + \alpha \tau \mathcal{R} \right) \left(\frac{L}{v_{g0}} + \frac{2v_{g0} + u}{3u v_{g0}} L \right). \end{aligned} \quad (4.25)$$

Из условия $\delta\omega_1 = 0$ определяем стартовый ток начала генерации ^{*)} [16]

$$J_{\text{ст}} = 13,5 \frac{u^3}{c^3} \gamma^7 \frac{J_1^2(k_{\perp} R)}{J_0^2(k_{\perp} r_0)} k_{\perp}^2 R^2 (\pi N)^{-3} \ln^3 \frac{1}{|\mathcal{R}|} \text{ (кА)}. \quad (4.26)$$

Используя уравнения (4.25) и (4.17), легко определяем также структуру амплитуды резонансной волны в резонаторе

$$E(z, t) = \epsilon_0 \exp \left\{ (\delta\omega_1 + i\delta\omega_2) t + [i\lambda(0) - \frac{2v_{\text{гг}} + 4}{3u v_{\text{гг}}} (\delta\omega_1 + i\delta\omega_2)] z \right\}. \quad (4.27)$$

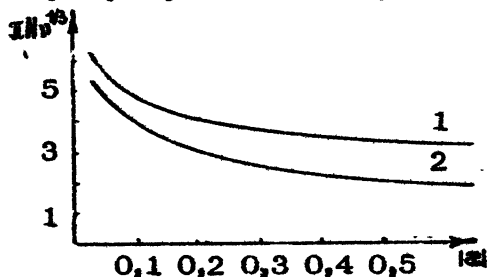
Перейдем к анализу нелинейной стадии. Процесс установления колебаний в резонаторе характеризуется следующими закономерностями. Нарастание колебаний в резонаторе происходит только в том случае, когда ток пучка превышает стартовый. Причем на малых временах численное решение согласуется с (4.27) и (4.25). Действие нелинейных процессов приводит к ослаблению роста поля и к выходу на стационар. Вид стационарного решения существенно зависит от тока пучка. При малом превышении тока над стартовым электроны в резонаторе не захватываются и, хотя амплитуда волны достигает максимума на выходе ($z = L$), она еще мала по сравнению с амплитудой захвата. С дальнейшим увеличением тока амплитуда на выходе растет, достигает амплитуды захвата, а потом падает. При этом захват происходит уже внутри резонатора. Наиболее интересен, очевидно, случай установления на выходе именно максимально возможной амплитуды. Результат расчета параметров такого генератора представлен на рис.14, на котором по оси абсцисс отложен коэффициент отражения $|\mathcal{R}|$ холодного резонатора. Кривая 1 дает оптимальные параметры генератора, при которых максимум амплитуды достигается на выходе. Кривая 2 определяет стартовый ток, т.е. порог генерации. КПД такого генератора определяется выражением

*) В этом выражении $|\mathcal{R}|$ в три раза меньше, чем в холодном резонаторе.

$$\text{КПД}_{\text{свч}} = 1,37 \gamma^2 \nu^{1/3} (1 - |\alpha|^2). \quad (4.28)$$

Этот КПД не может превышать единицы, так как получен на основе уравнений (4.8а), пригодных, если $2\gamma^2 \nu^{1/3} < 1$.

Анализ решения более общих уравнений (4.8) не приводится из-за ограничения объема статьи (результаты, одного, частного расчета приведены, например, в [9]). Можно однако с большой вероятностью утверждать, что КПД плазменного генератора вряд ли может превысить 17-20%.



Р и с.14. Определение оптимальных параметров генератора: 1 - оптимальные параметры; 2 - стартовый ток

Авторы благодарны Н.Ф.Ковалеву и М.И.Петелину, сделавшим целый ряд существенных замечаний и дополнений.

Л и т е р а т у р а

1. Айзацкий Н.И. Релаксация релятивистского пучка электронов в замагниченной плазме. - Физика плазмы, 1980, т.6, №3, с.597.
2. Айзацкий Н.И., Курилко В.И. Нелинейная теория взаимодействия релятивистского пучка с анизотропной плазмой: Препринт ХФТИ 80-5, Харьков, 1980.
3. Кузелев М.В., Рухадзе А.А., Филиппычев Д.С. Нелинейная теория сильноточных плазменных источников СВЧ излучения: Препринт № 21. М., ФИАН, 1981.
4. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М., Атомиздат, 1977, гл.2.
5. Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Устойчивость релятивистских электронных пучков в плазме и проблема критических токов. - УФН, 1971, т.103, №1, с.69.

6. Люиселл У. Связанные и параметрические колебания в электронике. М., ИЛ, 1963.
7. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысоко - частотной электронике. М., Сов. радио, 1970.
8. Шапиро В.Д. К нелинейной теории резонансного взаимодействия частиц и волн в плазме. - В кн.: Проблемы теории плазмы /Под ред. А.Г.Ситенко. Киев, 1972.
9. Богданкевич Л.С., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Плазменная СВЧ электроника. - УФН, 1981, т.133, №1, с.3.
10. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. Приборы типа "О", основанные на индуцированных черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника / Под ред. А.В.Гапонова-Грехова, Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.76.
11. Ковтун А.И., Рухадзе А.А. К теории нелинейного взаимодействия релятивистского электронного пучка малой плотности с плазмой. - ЖЭТФ, 1970, т.58, №5, с.1709.
12. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Численное моделирование нелинейной динамики пучковой неустойчивости в ограниченной плазме. - ЖТФ, 1979, т.49, №6, с.1182.
13. Кузелев М.В., Рухадзе А.А. К вопросу о распылении импульсов в диссипативных и неравновесных средах. - Изв. вузов. Радиофизика, 1979, т.22, №10, с.1224.
14. Агранович В.М., Гинзбург В.А. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории электронов. М., Наука, 1979, с.432.
15. Файнберг Я.Б., Шапиро В.Д. Релаксация моноэнергетического электронного пучка в плазме. - В кн.: Взаимодействие пучков заряженных частиц с плазмой. Киев, Наукова думка, 1965, с.69.
16. Богданкевич Л.С., Кузелев М.В., Рухадзе А.А. Возбуждение электромагнитных волн трубчатым электронным пучком в плазменном волноводе конечной длины. - Физика плазмы, 1979, т.5, №1, с.90.

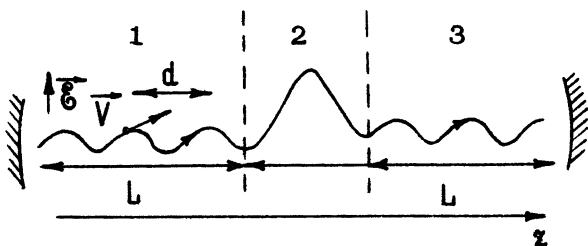
Н. А. Винокуров, А. Н. Скринский

ВВЕДЕНИЕ

После создания в 1976 г. группой Дж. Мэйди (Стэн - ффорд, США) лазера на свободных электронах, т. е. убитрона, работающего в оптическом диапазоне длин волн, интерес к приборам такого типа резко возрос. Это объясняется тем, что при помощи лазеров на свободных электронах можно создавать мощное когерентное излучение во всем диапазоне длин волн от 1 мм до 1 нм. Однако, несмотря на это, стэн - ффордский убитрон и по сей день остается единственным работающим в оптическом диапазоне лазером на свободных электронах. Это связано со сложностью и высокой стоимостью сильноточных ускорителей электронов, необходимых в качестве источников пучка для лазеров на свободных электронах. В 1977 г. авторами данной статьи было предложено видоизменение лазера на свободных электронах - оптический клистрон (ОК) [1]. Одним из основных преимуществ ОК перед обычным лазером на свободных электронах является существенно (на один - три порядка) меньший пусковой электронный ток. Это преимущество позволяет устанавливать ОК на более простые и более дешевые ускорители, а также на ускорители, созданные для других целей (например, на электронные накопители). Ниже описаны результаты и состояние теоретических и экспериментальных работ по созданию ОК, выполненных в основном в Институте ядерной физики СО АН СССР.

ТЕОРИЯ ОПТИЧЕСКОГО КЛИСТРОНА

1. ОК состоит из двух магнитных змеек, или ондулято-ров [2] (для простоты будем считать их плоскими, однако все нижеизложенное легко переносится на случай спиральных змеек, которые следует применять для усиления и генерации циркулярно поляризованного излучения) 1, 3 и группирующих (дрейфовых) магнитов 2 (рис.1).



Р и с. 1. Траектория электрона в ОК. Магнитное поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка. 1, 3 - змейки, 2 - группирующая секция

Рассмотрим ультрарелятивистский электрон с энергией $E = \gamma m c^2$ (m - масса электрона, c - скорость света, γ - релятивистский фактор), движущийся через плоскую змейку - магнитную систему, в которой в плоскости $y = 0$ отлична от нуля только одна составляющая магнитного поля

$H_y = H \sin(2\pi z/d)$, где d - период змейки. Пусть средняя скорость электрона \bar{v} направлена вдоль оси z . Тогда движение электрона происходит в плоскости xz , причем угол между скоростью частицы и осью z дается выражением $\alpha = \alpha_0 \cos(2\pi z/d)$, где $\alpha_0 = eHd/2\pi|\bar{p}|c$, \bar{p} - импульс электрона. Пусть вдоль оси z распространяется плоская монохроматическая электромагнитная волна с волновым вектором $k = 2\pi/\lambda$, электрическое поле $\mathcal{E}(z, t)$ которой направлено вдоль оси x .

Вычислим изменение энергии электрона при прохождении змейки длиной L_1 :

$$\varepsilon = e \int_0^{L_1/c} v_x(z(t)) \mathcal{E}(z(t), t) dt, \quad (1)$$

где $v_x(z) = v \alpha_0 \cos(2\pi z/d)$, $\mathcal{E}(z, t) = \mathcal{E} \cos(kz - \omega t + \varphi)$,

$z \approx z_0 + vt$ (здесь и далее для простоты предполагаем, что $\alpha_0 \ll 1$ и $\gamma \gg 1$). Рассмотрим сначала случай резонанса :

$$k = \frac{2\pi}{d} \left(\frac{c}{v} - 1 \right)^{-1} \quad (2)$$

или, что то же самое,

$$\lambda = d \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\alpha_0^2}{4} \right). \quad (3)$$

Тогда из соотношения (1) получим (вычисление интеграла (1) с учётом модуляции v_x проведено в п. 10)

$$\varepsilon = \frac{1}{2} e \mathcal{E} L_1 \alpha_0 \sin(kz_0 + \varphi). \quad (4)$$

Вне резонанса выражение (4) домножается на

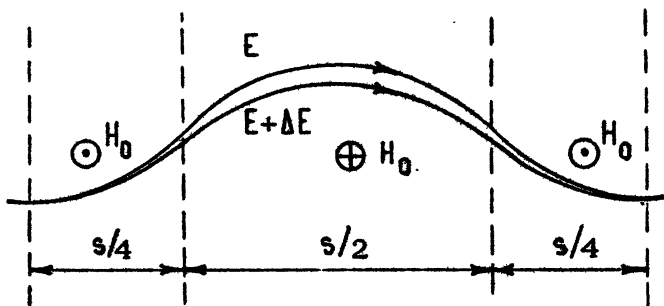
$$\sin\left(\pi \frac{\Delta k}{k} \frac{L_1}{d}\right) / \pi \frac{\Delta k}{k} \frac{L_1}{d},$$

где Δk — отличие волнового вектора от резонансного значения (2). Далее будем предполагать, что $\Delta k/k \ll d/L_1$.

Итак, из выражения (4) следует, что при пролете через первую змейку ОК электрон изменяет свою энергию в зависимости от фазы электромагнитной волны или, что то же самое, от момента влета в змейку. Другими словами, если в змейку влетает не один электрон, а моноэнергетический электронный пучок, то он выходит с модуляцией энергии (4). В дальнейшем удобнее говорить не про один электрон, взаимодействующий с волной, а про электронный пучок, имеющий некоторую фазовую плотность, плотность заряда и т.д. Следует, однако, отметить, что так как в рассматриваемом нами случае взаимодействие между электронами мало, то переход к

Этим термином означает лишь усреднение по начальным условиям (усреднение по ансамблю, соответствующему данному макросостоянию).

2. Из выражения (4) следует, что если электронный пучок, влетающий в змейку, продольно не сгруппирован, то он не обменивается энергией с волной. Чтобы создать продольную группировку после первой змейки, в ОК установлена магнитная система, время пролета через которую сильно зависит от энергии (см. рис. 1). Простейшая система такого типа состоит из трех магнитов с однородным магнитным полем H_0 и длинами соответственно $s/4$, $s/2$ и $s/4$ (рис. 2).



Р и с. 2. Траектории электронов с различными энергиями в группирующей секции

Частица с энергией большей (меньшей) средней на ΔE_i проходит группирующую секцию быстрее (медленнее), чем частица со средней энергией, на время $\Delta t_i = \frac{1}{c} \frac{dx}{dE} \Delta E_i$,

где
$$\frac{dx}{dE} = \frac{1}{48} e^2 H_0^2 \left(\frac{s}{E} \right)^3. \quad (5)$$

Отметим, что для прямолинейного промежутка той же длины $\frac{dx}{dE} = s/4\gamma^3 mc^2$ и при выводе выражения (5) предполагалось, что $eH_0s/mc^2 \gg 1$. Таким образом, с точки зрения продольной группировки, такая магнитная система эквивалентна очень длинному прямолинейному промежутку, причём,

изменяя N_0 , можно легко регулировать его эффективную длину.

В группирующей секции модуляция энергии переходит в модуляцию продольной плотности. Пусть в первую змейку ОК влетает электронный пучок с гауссовым распределением по энергии, имеющий дисперсию σ . Тогда на выходе из группирующей секции продольная плотность дается выражением:

$$\rho = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \rho_n \exp\left[i n \omega \left(\frac{z}{v} - t\right)\right], \quad (6)$$

где

$$\frac{\rho_n}{\rho_0} = e^{i n \psi} J_n \left(\frac{1}{2} n k \frac{dz}{dE} e \mathcal{E} L_1 \alpha_0 \right) \times \exp\left[-\frac{1}{2} \left(n k \frac{dz}{dE} \sigma \right)^2\right] \quad (7)$$

(ψ - некоторая постоянная).

Формула (7) хорошо известна в теории пролетного клистрона (см., например, [3]). Величина $X = \frac{1}{2} k \frac{dz}{dE} e \mathcal{E} L_1 \alpha_0$ называется параметром группировки.

3. Продольно сгруппированный пучок попадает во вторую змейку длиной L_2 , где подвергается действию той же волны, которая создала в нем модуляцию энергии. Предположим, что длина второй змейки достаточно мала или поле волны достаточно слабо (см. п. 13), так что можно пренебречь влиянием поля волны во второй змейке на первую гармонику электронной плотности ρ_1 . Тогда можно найти среднюю передачу энергии от электрона к волне, происходящую во второй змейке,

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{1}{2} e \mathcal{E} L_2 \alpha_0 J_1(X) \exp\left[-\frac{1}{2} \times \left(k \frac{dz}{dE} \sigma\right)^2\right] \cos \psi_0, \quad (8)$$

где φ_0 - разность фаз между волной и β_1 во второй змейке. Так как при прохождении группирующей секции электроны отстают от волны на расстояние

$$\Delta = \frac{1}{2} \frac{dz}{dE} E, \quad (9)$$

то

$$\varphi_0 = \frac{1}{2} k \frac{dz}{dE} E. \quad (10)$$

Выбирая поле в группирующих магнитах так, что $\cos \varphi_0 > 0$, получим среднее замедление электронов и, следовательно, усиление волны в ОК. Если ток электронного лучка J , то волне передается мощность $P = J \langle \Delta E \rangle / e$.

Если на пути электромагнитной волны поставить зеркала (создать обратную связь), то при выполнении условия

$$K_1 K_2 (1 + G) > 1 \quad (11)$$

возникнет генерация электромагнитного излучения (K_1, K_2 - коэффициенты отражения зеркал, G - коэффициент усиления малого сигнала).

4. Оценим теперь влияние углового разброса электронов $\Delta \theta$. Для справедливости приведенных выше рассуждений нужно, чтобы разброс по продольной координате z для электронов, вошедших в ОК одновременно, после прохождения длины порядка длины змейки L не превышал $\lambda/2\pi$, т.е.

$$\frac{L (\Delta \theta)^2}{2} \leq \frac{\lambda}{2\pi}. \quad (12)$$

Используя соотношение (3), можно переписать это ограничение в виде

$$\Delta \theta \leq \frac{1}{\gamma \sqrt{2\pi L/d}} \sqrt{1 + \frac{\alpha_0^2 \gamma^2}{2}}. \quad (13)$$

Легко видеть, что при малых длинах волн (например, в видимой и ультрафиолетовой частях спектра) эти условия являются довольно жесткими.

5. Получим теперь выражение для коэффициента усиления G , входящего в условие (11). Здесь и далее, где это не будет специально оговорено, будем считать, что $\frac{dz}{dE}$ выбрано так что в выражении (8) $\cos \varphi_0 = 1$, т.е. среднее замедление электронов максимально. Для малого сигнала (малого поля волны) $X \ll 1$ и, разлагая $J_1(X)$ в (3), получим

$$\langle \Delta E \rangle = \frac{1}{8} \kappa \frac{dz}{dE} \alpha_0^2 e^2 \mathcal{E}^2 L_1 L_2 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\kappa \frac{dz}{dE} \mathcal{E} \right)^2 \right]. \quad (14)$$

Рассмотрим два случая.

1) Поперечные размеры электронного пучка больше поперечных размеров усиливаемого светового пучка. Тогда при плотности электронов n_0 коэффициент усиления дается выражением

$$G = \frac{n_0 \langle \Delta E \rangle}{\mathcal{E}^2 / 8\pi} = \pi n_0 \kappa \frac{dz}{dE} \alpha_0^2 e^2 L_1 L_2 \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\kappa \frac{dz}{dE} \mathcal{E} \right)^2 \right]. \quad (15)$$

2) Поперечные размеры электронного пучка существенно меньше поперечных размеров светового пучка. Тогда мощность входящей электромагнитной волны равна $\mathcal{E}^2 c S / 8\pi$, где S - площадь поперечного сечения светового пучка и

$$G = \frac{8\pi \langle \Delta E \rangle J}{e \mathcal{E}^2 c S} = \frac{\pi}{S} \kappa \frac{dz}{dE} m c^2 \alpha_0^2 L_1 L_2 \times \frac{J}{J_0} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\kappa \frac{dz}{dE} \mathcal{E} \right)^2 \right], \quad (16)$$

где $J_0 = m c^3 / e \approx 17 \text{ кА}$.

Далее будем рассматривать преимущественно случай 2.

6. Выражение (16) является довольно общим, но слишком громоздко и содержит параметры, по которым можно провести оптимизацию. Поставим задачу получения максимального коэффициента усиления G .

Хотя условие $\cos \varphi = 1$ накладывает некоторые ограничения на $\frac{dz}{dE}$, оно может быть выполнено при многих значениях $\frac{dz}{dE} = 4\pi\rho / \kappa E$, ρ - целое. С другой стороны, из выражения

(16) следует, что G максимально при $k \frac{dx}{dE} \sigma = 1$. При $\frac{\sigma}{E} \ll 1$ последнее равенство может быть приближенно выполнено при одном из вышеуказанных значений dx/dE . При фиксированной полной длине ОК G максимально при $L_1 = L_2 = L$. Если принять, что длина эмеек L существенно больше длины группирующей секции, то наименьшее значение S достигается в случае гауссова светового пучка и равно $\lambda L/2$. Учитывая всё это, из выражения (16) получим

$$G_{\max} = \frac{2\pi}{\sqrt{2,72}} \frac{mc^2 \alpha_0^2 L}{\sigma \lambda} \frac{J}{J_0} \quad (17)$$

Учитывая (3), из формулы (17) получим [1]

$$G_{\max} = \frac{8\pi}{\sqrt{2,72}} q \frac{mc^2}{\sigma} \frac{J}{J_0} \left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 \gamma^2}\right)^{-1}, \quad (18)$$

где $q = L/d$ - число периодов в эмееке. Сравним коэффициент усиления ОК с коэффициентом усиления лазера на свободных электронах (см. также [4]) той же полной длины $2L$. Это легче всего сделать, если представить лазер на свободных электронах как ОК, у которого вместо группирующих магнитов имеется прямолинейный промежуток длиной L . Тогда отношение коэффициентов усиления равно отношению величин dx/dE :

$$\frac{G_{\text{ОК}}}{G_{\text{ФЭЛ}}} \approx \frac{(k\sigma)^{-1} E}{\sqrt{2,72} L (\gamma^{-2} + \alpha_0^2 2^{-1})} = \frac{1}{2\pi \sqrt{2,72}} \left(q \frac{\sigma}{E}\right)^{-1}, \quad (19)$$

что может быть значительно больше единицы (100-1000). Следует отметить, что формула (19) справедлива только при $G_{\text{ОК}}/G_{\text{ФЭЛ}} \gg 1$, так как очевидно, что это отношение всегда больше 1: если выключить группирующие магниты, то ОК станет обычным лазером на свободных электронах. Поскольку коэффициент усиления пропорционален току электронного пучка, то можно сказать, что ОК позволяет получить такой же, как у лазера на свободных электронах, коэффициент усиления при значительно меньшем токе. Это преимущество ОК важно потому, что длину прибора нельзя неограниченно увеличивать. Особенно очевидны преимущества ОК при его постановке на электронный накопитель [5], так как в этом случае требуется достаточно высокий коэффициент уси-

ления при малой длине прибора и довольно малом электронном токе, но зато и довольно малом энергетическом разбросе (см. п. 18).

7. Коэффициент усиления растет с ростом длины прибора, однако существует принципиальное ограничение длины, связанное с дифракционным размером светового пучка и с особенностями структуры магнитного поля змейки. Если длина прибора равна $2L$, то дифракционный размер светового пучка на его концах не может быть меньше чем $\sqrt{\lambda L/\pi}$.

Принимая, что апертура должна превышать дифракционный размер в 3 раза, получим

$$a > 3 \sqrt{\frac{\lambda L}{\pi}} . \quad (20)$$

С другой стороны, легко показать, что магнитное поле на расстоянии a от плоскости I_1 превышает поле в этой плоскости в $\text{ch} \frac{2\pi a}{d}$ раз. Для спирального ондулятора аналогичное отношение поля на расстоянии a от оси к полю на оси есть $2I_1' \left(\frac{2\pi a}{d} \right)$, где I_1' — производная функции Бесселя мнимого аргумента первого порядка. Из этих выражений видно, что для того, чтобы поле в рабочей области змейки было не слишком мало, можно принять

$$a < \frac{d}{\pi} . \quad (21)$$

Исключая a из выражений (20) и (21), получим

$$q < \frac{d}{9\pi\lambda} . \quad (22)$$

Учитывая формулу (3), можно переписать (22) в виде

$$q < \frac{1}{9\pi} \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\alpha_0^2}{4} \right)^{-1} \quad (23)$$

Подставив (23) в формулу (18), получим

$$G_{\max} < \frac{16}{9\sqrt{2,72}} \left(\frac{\sigma}{E}\right)^{-1} \frac{\rho}{\rho_0} \left(1 + \frac{2}{\alpha_0^2 \gamma^2}\right)^{-1} \left(1 + \frac{\alpha_0^2 \gamma^2}{2}\right)^{-1}, \quad (24)$$

где $\rho = E e^{-1} J$ — мощность электронного пучка.

$\rho_0 = c^{-1} (mc^3/e)^2 \approx 8,5$ ГВт. Первая часть выражения (24) максимальна при $\alpha_0 \gamma = \sqrt{2}$, поэтому окончательно имеем

$$G_{\max} < \frac{4}{9\sqrt{2,72}} \left(\frac{\sigma}{E}\right)^{-1} \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (25)$$

8. Как отмечалось в п. 4, угловой разброс тоже ограничивает длину L :

$$q < \frac{\lambda}{\pi (\Delta\theta)^2 d}. \quad (26)$$

Поэтому к выражению (25) следует добавить ограничение

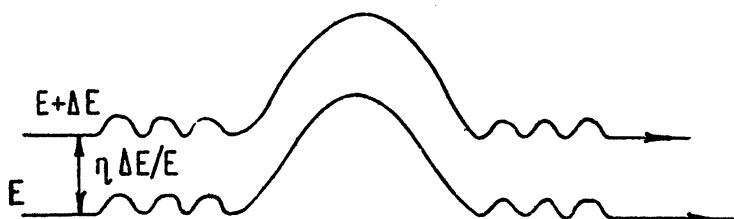
$$G_{\max} < \frac{8}{\sqrt{2,72}} \frac{\lambda}{(\Delta\theta)^2 d} \frac{mc^2 J}{\sigma J_0} \quad (27)$$

или, что то же самое,

$$G_{\max} < \frac{8}{\sqrt{2,72}} \frac{\lambda}{(\gamma\Delta\theta)^2 d} \left(\frac{\sigma}{E}\right)^{-1} \frac{\rho}{\rho_0}. \quad (28)$$

9. Коэффициент усиления ОК можно существенно повысить, согласуя фазовый объем электронного пучка с фазовым объемом светового пучка [6, 7]. Рассмотрим лишь наиболее интересные случаи согласования. Пусть поперечные размеры электронного пучка малы по сравнению с поперечными размерами светового пучка. С помощью магнитов и линз в электронно-оптическом канале, подводящем электронный пучок к ОК, создадим в ОК большую η — функцию (поперечную

дисперсию), т. е. сделаем так, чтобы частицы с разными энергиями шли через ОК по разным траекториям (рис. 3).



Р и с. 3. Траектории электронов с различными начальными энергиями при наличии поперечной дисперсии η

Пусть для частиц с данной энергией существует конечный поперечный размер σ_{\perp} . Тогда локальный энергетический разброс будет равен уже не σ , а $\sigma_{\perp} \eta^{-1} E$. Это обстоятельство можно использовать, вводя в поле группирующих магнитов небольшой градиент $\partial H_{0y} / \partial x$ так, чтобы для всех начальных энергий разность фаз, набегающая между частицами и волной в группирующей секции, была одинаковой:

$$\left| \frac{\partial H_{0y}}{\partial x} \right| = \frac{H_0}{\eta}. \quad (29)$$

При этом все предыдущие выражения для коэффициента усиления остаются справедливыми при замене σ / E на $\sigma_{\perp} / \eta E$,

выигрыш в коэффициенте усиления равен отношению вклада в поперечный размер энергетического разброса к "парциальному" поперечному размеру $\eta \sigma / \sigma_{\perp} E$. Другим примером со-

гласования является создание в ОК больших β_x - и β_y -функций, что уменьшает угловой разброс и повышает ограничение (28).

10. Как следует из условия (3), для понижения энергии электронов, необходимой для усиления и генерации излучения с длиной волны λ , нужно уменьшать период змейки d . Однако, как уже отмечалось в п. 7, при этом надо уменьшать и апертуру змейки (21), что создает трудности для проводки электронного пучка и приводит к уменьшению предельной длины змейки (22). Это противоречие можно частично преодолеть, перейдя к работе на высших гармониках

$$(2n+1)\lambda = d \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\alpha_0^2}{4} \right). \quad (30)$$

Отметим, что в случае спирального ондулятора излучение под нулевым углом на высших гармониках отсутствует. Это особенно легко понять, используя тесную связь между взаимодействием волны и частицы и спонтанным излучением (см. п. 15). В плоской змейке продольная составляющая скорости электрона изменяется с пространственным периодом $d/2$, что вследствие эффекта Доплера приводит к частотной модуляции излучения и появлению в спектре излучения вперед высших гармоник с частотами $(2n+1)\omega_0$. Продольная скорость в спиральном ондуляторе постоянна и излучение вперед происходит только на одной частоте.

Рассмотрим, как и в п. 1, изменение энергии частицы при пролете через змейку. Данные вычисления будут отличаться от вычислений п. 1 тем, что длина волны определяется условием (30) и для получения ненулевого результата следует учесть осциллирующую составляющую продольной скорости. Итак, изменение энергии

$$\begin{aligned} \varepsilon &= q e \mathcal{E} \int_0^d \alpha_0 \cos \frac{2\pi x}{d} \cos \left[kx - \omega \int \left(1 - \frac{\alpha_0^2}{4} \cos \frac{4\pi x'}{d} \right) \frac{dx'}{v} \right] dx = \\ &= \frac{e \mathcal{E} L \alpha_0}{2} \sin(kx_0 + \psi) \left[J_n \left(\frac{\alpha_0^2 d}{8\lambda} \right) - J_{n+1} \left(\frac{\alpha_0^2 d}{8\lambda} \right) \right] (-1)^n. \end{aligned} \quad (31)$$

Учитывая, что аргумент функций Бесселя можно представить в виде $n + \frac{1}{2} - \frac{d}{4\lambda\gamma^2}$, можно найти асимптотику (31) при больших n :

$$\varepsilon \approx (-1)^{n+1} e \mathcal{E} L \cos(kx_0 + \psi) 2 \sqrt{\frac{\lambda}{\pi d}} \left(\frac{2}{n} \right)^{1/6} \Phi' \left[\left(\frac{2}{n} \right)^{1/3} \frac{d}{4\lambda\gamma^2} \right], \quad (32)$$

где Φ' - производная функции Эйри. Изменяя магнитное поле змейки и, следовательно, α_0 , можно менять α согласно условию (30). Максимум (32) достигается при

$$\alpha_{opt} = \alpha^{-3/2} \frac{d}{2\lambda \gamma^3} \quad (33)$$

и равен

$$\varepsilon \approx (-1)^{n+1} e \mathcal{E} L \cos(kz_0 + \psi) \frac{\gamma \lambda}{d} 4 \sqrt{x/x_0} \Phi'(x), \quad (34)$$

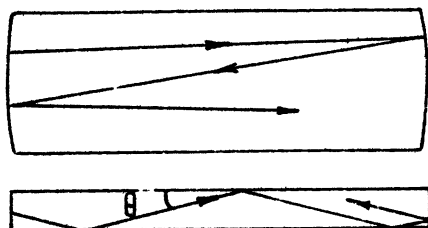
где x - корень уравнения $\frac{d}{dx} [\sqrt{x} \Phi'(x)] = 0$.

Физический смысл условия (33) прост: интересующая нас длина волны должна быть порядка критической длины волны синхротронного излучения $\lambda_c \sim d/2\pi\alpha_0 \gamma^3$. Отметим, что при увеличении магнитного поля в змейках уменьшается средняя скорость электронов в них и, следовательно, растет их вклад в $d\alpha/d\mathcal{E}$ (см. п. 6). При достаточно больших полях группирующую секцию можно убрать и получим лазер на свободных электронах, работающий на высоких гармониках [8, 9]. Интересно, что коэффициент усиления такого лазера при фиксированных L , d , γ и оптимальном поле (33) не зависит от номера гармоники.

Следует отметить, что модуляция продольной скорости понижает эффективность взаимодействия электрона с волной на первой гармонике. Сравнив формулы (31) и (4), легко видеть, что для учёта этого эффекта следует в формулы пп. 2-10 для коэффициента усиления G ввести множитель $\left[j_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{d}{4\lambda\gamma^2} \right) - j_1 \left(\frac{1}{2} - \frac{d}{4\lambda\gamma^2} \right) \right]^2$. При $\alpha_0 \gamma = \sqrt{2}$ он равен 0,7, а при $\alpha_0 \gamma \rightarrow \infty$ - 0,49. Далее, как и выше, для упрощения записи мы не будем явно выписывать этот множитель, подразумевая в соответствующих формулах под L эффективную длину:

$$L_{eff} = L \left[j_0 \left(\frac{1}{2} - \frac{d}{4\lambda\gamma^2} \right) - j_1 \left(\frac{1}{2} - \frac{d}{4\lambda\gamma^2} \right) \right]^2. \quad (35)$$

11. Как было отмечено в п. 7, при достаточно больших длинах волн длина змеек L , а, следовательно и коэффициент усиления G , ограничены вследствие роста дифракционного размера светового пучка. Это ограничение можно преодолеть, если вместо светового пучка в пустом пространстве использовать световой пучок в квазиоптическом волноводе. Использование волновода не только позволяет увеличить длину змеек, но и увеличивает коэффициент усиления на единицу длины вследствие уменьшения площади поперечного сечения светового пучка (см. формулу (16)). На рис. 4 изображена одна из возможных конструкций резонатора генераторного ОК.



Р и с. 4. Резонатор для длинноволнового ОК и ход лучей в нем

Объем, занятый электромагнитным полем, ограничен двумя горизонтальными поверхностями и двумя круговыми цилиндрами с вертикальными образующими. Ход лучей в резонаторе изображен на рисунке. Если магнитное поле змейки вертикально, то усиливаются волны, электрическое поле которых горизонтально. Если горизонтальные зеркала сделаны из металла, то коэффициент отражения от них для таких волн, падающих под малым углом θ , равен

$$R_{\perp} = 1 - 4 \zeta' \theta, \quad (36)$$

где ζ' — реальная часть поверхностного импеданса. Наименьшее значение $\theta_{\min} \approx \lambda/4a$ соответствует низшей вертикальной моде, для которой $k_{\perp} = \pi/2a$ ($2a$ — расстояние между горизонтальными зеркалами и апертура змейки). Фазовая скорость такой волны равна

$$v_{\varphi} \approx c \left(1 + \frac{1}{32} \frac{\lambda^2}{a^2} \right), \quad (37)$$

и условие синхронизма частицы и волны запишется теперь в виде

$$\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\alpha_0^2}{4} = \frac{\lambda}{d} - \frac{1}{32} \frac{\lambda^2}{a^2}. \quad (38)$$

Легко видеть, что поправка к длине волны, даваемая последним членом в условии (38), во всех интересных случаях мала $\left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{1}{32} \frac{\lambda d}{a^2} \right)$. Оценим коэффициент поглощения света при одном прохождении резонатора (от одного цилиндрического зеркала до другого) длиной $2L$. Учитывая, что число отражений при одном прохождении дается формулой

$$N_r \approx \frac{2L\theta_{\min}}{2a} = \frac{\lambda L}{4a^2}, \quad (39)$$

получим

$$K_a \approx N_r 4\xi' \theta_{\min} = \xi' \lambda^2 L / 4a^3. \quad (40)$$

Если принять, что $d = \pi a$ (см. (21)), то формула (40) запишется в виде

$$K_a = \xi' a \frac{\pi^3}{4} \left(\frac{1}{2\gamma^2} + \frac{\alpha_0^2}{4} \right). \quad (41)$$

Как следует из выражения (16), применение такого волновода дает выигрыш порядка $\frac{\sqrt{\lambda L}}{a}$ в коэффициенте усиления при той же длине змеек. Поэтому, а также для уменьшения периода змеек, выгодно уменьшать апертуру a . Ограничение на уменьшение a накладывает, по-видимому, не рост коэффициента поглощения, а трудности при проводке электронного пучка через ОК. Отметим, однако, что проводка электронов несколько облегчена тем, что плоская змейка фокусирует электроны в вертикальном направлении. Рассуждения этого пункта очевидным образом обобщаются на случай работы на высших гармониках (п. 10). Таким образом, соображения, изложенные в пп. 9-11, позволяют существен-

но превысить величину коэффициента усиления, данную формулой (18).

12. В этом и следующем пунктах коснемся вопроса о предельной мощности ОК [5, 6, 10].

В описанном в работе [11] эксперименте в качестве источника электронов использовался линейный ускоритель. Однако большие средние токи и большие энергии, а значит, меньшие длины волн, легче получить на электронных накопителях.

Пусть ОК установлен в прямолинейный промежуток накопителя, а расстояние между зеркалами равно $\Pi/2n$ (n — целое, Π — периметр накопителя). Тогда поле в оптическом резонаторе, как и в эксперименте [11], будет иметь вид пакета с длиной, равной длине электронного сгустка l , и в усиление G войдет не средний ток \bar{J} , а пиковый $J = \bar{J} \frac{\Pi}{l}$. Число n должно быть, по возможности, небольшим, так как условие генерации в этом случае имеет вид

$$(1 + G)(K_1 K_2)^n > 1. \quad (42)$$

Поэтому примем $n = 1$. Кроме того, будем считать, что длина сгустка l достаточно велика по сравнению с разностью хода $\frac{1}{2} \frac{dx}{dE} E$ волны и электронов в группирующей секции. При необходимости разность хода может быть сделана равной нулю соответствующим изменением орбиты электронов в ОК и установкой дополнительных зеркал в оптический резонатор.

За один оборот пучка в накопителе коротковолновая модуляция продольной плотности частиц и их энергии полностью исчезает, во-первых, из-за наличия энергетического разброса и зависимости частоты обращения $f_0 = c / \Pi$ от энергии частиц и, во-вторых, из-за быстрых синхротронных колебаний [12]. Поэтому рост энергетического разброса в пучке вследствие действия поля в оптическом резонаторе на электроны имеет диффузионный характер [5, 13]. Из этих соображений можно получить (см. [5]) простую оценку сверху для сред-

ной генерируемой мощности

$$\bar{p}_{\max} \approx \frac{1}{2\sqrt{2,72}} \frac{\bar{J} \epsilon_{\max}}{e f_0 \tau}, \quad (43)$$

где ϵ_{\max} - предельно допустимый для данного накопителя энергетический разброс, τ - время затухания продольных колебаний. В режиме с модуляцией добротности оптического резонатора можно получить большую импульсную мощность. В этом случае в формуле (43) следует подставить вместо τ время нарастания поля в ОК:

$$\bar{p}_{\max 1} \approx \frac{1}{2\sqrt{2,72}} \frac{\bar{J} \epsilon_{\max}}{e} \left[K_1 K_2 (1+G) - 1 \right]. \quad (44)$$

Очевидно, что длительность такого импульса равна $f_0^{-1} [K_1 K_2 (1+G) - 1]^{-1}$, следовательно, полная энергия в импульсе равна

$$W \approx \frac{1}{2\sqrt{2,72}} N \epsilon_{\max}, \quad (45)$$

где N - число частиц в накопителе ($\bar{J} = N e f_0$). Подстановка в формулы (43) и (45) реальных для накопителей цифр показывает, что \bar{p}_{\max} не может превышать десятков ватт, а W - нескольких джоулей.

13. При работе на выведенном электронном пучке [6], источниками которого могут быть, например, линейный ускоритель или микротрон, предельная мощность достигается при практически полной группировке пучка ($|\rho_1/\rho_0| \sim 1$) и совпадает по порядку величины с установившимся значением мощности когерентного излучения полностью сгруппированного электронного пучка, проходящего через змейку длиной L_2 , помещенную в оптический резонатор. Простые оценки [6] показывают, что

$$p_{\max} \approx J^2 \frac{2\pi (\alpha_0 L_2)^2}{(1 - K_1 K_2) c S}. \quad (46)$$

Отметим, что выражение [46] справедливо только при не слишком больших длинах L_2 (а следовательно, при не слишком больших мощностях), когда еще можно пренебречь влиянием поля волны во второй змейке на первую гармонику электронной плотности. В случае длинной второй змейки амплитуда первой гармоники электронной плотности $|\rho_1|$ и сдвиг ее фазы относительно фазы волны изменяются вдоль змейки, что уменьшает эффективность торможения электронов. Как известно [13, 14-16], тем же эффектом ограничена мощность лазера на свободных электронах. Исходя из этих соображений, к выражению (46) следовало бы добавить ограничение

$$\rho_{\text{max}} \leq \frac{d}{L_2} \frac{E_0}{e} \quad (47)$$

Однако это ограничение можно преодолеть, если сделать шаг второй змейки d_2 убывающим вдоль хода пучка. Тогда энергия частицы, сдвиг фазы колебаний которой относительно фазы волны остается постоянным вдоль змейки (т. е. равновесной частицы), дается выражением

$$E_s(z) = mc^2 \sqrt{\frac{d_2(z)}{2\lambda} \left[1 + \frac{(\omega_0 \lambda)^2}{2} \right]}, \quad (48)$$

а уравнения движения неравновесной частицы запишутся в виде

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon}{dz} &= \frac{1}{2} e \mathcal{E} \omega_0 \cos \varphi + \frac{dE_s}{dz}, \\ \frac{d\varphi}{dz} &= - \frac{4\pi}{d_2(z)} \frac{\varepsilon}{E_s}, \end{aligned} \quad (49)$$

где $\varepsilon = E - E_s(z)$. Уравнения (49) с точностью до обозначений совпадают с уравнениями синхротронных колебаний (см., например, [12]) и показывают, что при $\frac{1}{2} e \mathcal{E} \omega_0 > \frac{dE_s}{dz}$ вокруг равновесной частицы образуется движущаяся область автофазировки. Подбирая φ_0 (см. формулу (10)),

можно добиться попадания электронных сгустков, сформированных в группирующей секции, внутрь этих областей автофазировки. Попад в область автофазировки, сгусток не сможет ни расфазироваться, ни сдвинуться по фазе относительно волны. В этом случае нет ограничения (47) на длину змейки L_2 и мощность $P_{пад2}$. Выражение (46) остается справедливым, если домножить его правую часть на $(\cos \varphi_s)^2$, где φ_s — равновесная фаза. Электронный КПД такого ОК может быть порядка единицы. Отметим, что вместо периода d_2 можно уменьшать вдоль второй змейки величину угла α_0 или регулировать скорость электронов каким-либо другим способом.

Следует отметить, что выше были рассмотрены лишь ограничения, которые накладывает на предельную мощность динамика электронов в ОК. Возможно, что другие причины (например, разрушение зеркал оптического резонатора) не позволят получить довольно большие значения мощности и КПД, следующие из выражения (46). Однако даже в случае низкого электронного КПД его можно существенно повысить, применяя рекуперацию энергии электронного пучка, выходящего из ОК.

14. Аналогично умножительному клистрону ОК можно использовать для генерации излучения на высших гармониках [4, 6, 14, 17, 18]. Очень перспективным представляется применение для этих целей каскадной группировки электронного пучка в ОК, имеющем несколько последовательно расположенных змеек и группирующих секций. Как показано в работе [19], применение больших параметров группировки позволяет формировать в таких системах электронные сгустки с длиной, существенно меньшей длины группирующей волны, что соответствует наличию очень высоких гармоник электронной плотности. Такое умножение частоты позволяет создать источники когерентного рентгеновского излучения [17].

15. Как известно, спонтанное излучение, поглощение и индуцированное излучение связаны между собой соотношениями Эйнштейна. Поэтому коэффициент усиления G может быть выражен через спектральную интенсивность спонтанного излучения. Для лазера на свободных электронах это было сделано в работах [13, 20]. С другой стороны, как показано в работах [21, 22], для системы излучающих нелинейных

осцилляторов механизм вынужденного излучения и поглощения может быть описан в рамках классической механики и классической электродинамики. В работе [23] для широкого класса излучателей получена формула

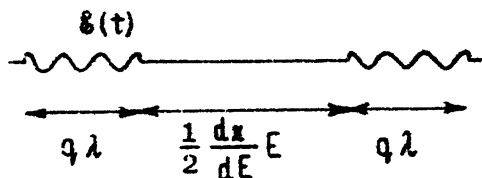
$$\sigma_a = 2\lambda^2 \left[\frac{d}{dE} \frac{dI_\omega(\theta=0)}{d\Omega} + \frac{dI_\omega(\theta=0)}{d\Omega} \frac{d \ln \rho}{dE} \right], \quad (50)$$

где σ_a - сечение поглощения (или усиления), λ - длина волны, E - внутренняя энергия излучателя, $\rho(E)$ - статистический вес, $\frac{dI_\omega(\theta=0)}{d\Omega}$ - спектральная интенсивность спонтанного излучения в направлении падения внешней волны. В интересующем нас случае ультрарелятивистских электронов вторым членом в квадратных скобках (50) можно пренебречь. Тогда соотношение между коэффициентом усиления и суммарной спектральной интенсивностью спонтанного излучения всех излучателей (каждый из которых имеет энергию E) запишется в виде

$$G = - \frac{2\lambda^2}{S} \frac{d}{dE} \frac{dI_{\omega\Sigma}(\theta=0)}{d\Omega}. \quad (51)$$

Соотношение (51) совпадает с полученным в работе [13], однако применимо и для пространственно-неоднородных систем, например для ОК. Выше коэффициент усиления ОК был получен при непосредственном интегрировании уравнений движения электрона в поле магнитной системы и усиливаемой волны. При этом делались некоторые приближения: не учитывались группировка в змейках, модуляция энергии в группирующей секции и т. д. Формула (51) автоматически учитывает все эти эффекты и вообще позволяет вычислить коэффициент усиления для магнитной системы с произвольной зависимостью поля от продольной координаты. Выражение (51) интересно еще и тем, что все входящие в него величины могут быть непосредственно измерены, о чем пойдет речь ниже.

16. Получим выражение для спектра спонтанного излучения ОК под нулевым углом [24, 25]. Временная зависимость поля излучения одного электрона показана на рис. 5.

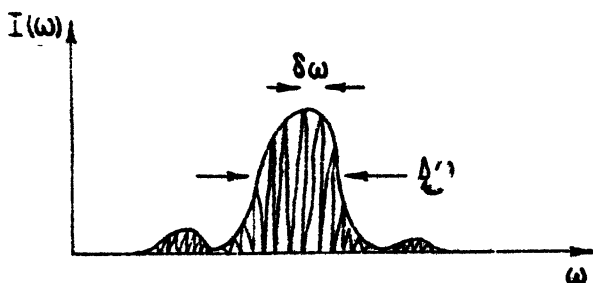


Р и с. 5. Временная зависимость поля излучения одного электрона

Ясно, что спектр является результатом интерференции излучения из первой и второй змеек и, следовательно, дается выражением

$$\frac{dI_{\omega}}{d\omega} = 4 \left(\frac{dI_{\omega}}{d\omega} \right)_1 \cos^2 \frac{\omega \Delta}{2c}, \quad (52)$$

где $\left(\frac{dI_{\omega}}{d\omega} \right)_1$ - спектр излучения из одной змейки. Отсюда видно, что при $\Delta \gg q\lambda$ спектр сильно изрезан (рис. 6) с периодом $\Delta\omega = 2\pi c / \Delta$.



Р и с. 6. Спектр спонтанного излучения ОК; $\Delta\omega/\omega \sim 1/q$; $\delta\omega/\omega \sim \left(\frac{\omega}{c} \frac{dx}{dE} E \right)^{-1}$

При изменении энергии электрона на δE спектр сдвигается на $\delta\omega/\omega = 2\delta E/E$, поэтому сильная изрезанность спектра приводит к тому, что для некоторых частот ω величины $\frac{d^2 I}{dE d\omega}$ и, следовательно, σ довольно велики (больше,

чем у лазера на свободных электронах, спектр которого изрезан не так сильно). Подставив выражение (52) в (51), при $\Delta \gg q \lambda$ получим

$$G = 8\pi \frac{\lambda}{S} \left(\frac{dI_{\omega E}}{d\omega} \right)_1 \frac{dz}{dE} \sin \frac{\omega \Delta}{c}. \quad (53)$$

Как видно из формул (52) и (53), при малых изменениях энергии электронов и поля в группирующей секции коэффициент усиления и спектральная интенсивность изменяются гармонически с периодами

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta H}{H} = \frac{1}{2} \frac{\Delta \omega}{\omega} = \frac{\lambda}{\Delta}, \quad (54)$$

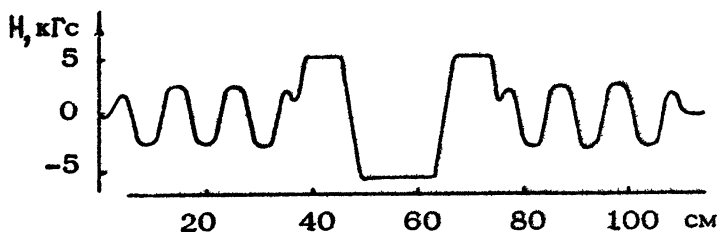
соответствующими изменению "разности хода" Δ на длину волны λ , причём эти зависимости имеют сдвиг фаз на 90° .

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ОПТИЧЕСКИМ КЛИСТРОНОМ, УСТАНОВЛЕННЫМ НА ЭЛЕКТРОННЫЙ НАКОПИТЕЛЬ ВЭПП-3

17. Для проверки правильности теоретических представлений и доказательства возможности создания ОК была изготовлена соответствующая магнитная система, которая в 1979г. была установлена на электронный накопитель ВЭПП-3 [24, 25].

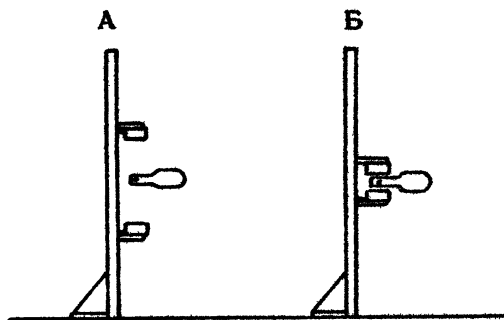
Магнитная система ОК состояла из двух плоских магнитных змеек, между которыми была помещена группирующая секция, выполненная в виде одного периода змейки с большим периодом и магнитным полем, чем у основных змеек. На рис. 7 показан результат измерения вертикального магнитного поля в ОК в зависимости от продольной координаты. Магнитная система ОК была выполнена на основе самарий-кобальтовых постоянных магнитов с магнитной энергией

$(B \cdot H)_{\text{max}} = 16 \cdot 10^6 \text{ Гс} \cdot \text{Э}$ и индукцией насыщения $B_s = 4 \pi M_s = 8,3 \text{ кГс}$. Для получения достаточно однородного поля использовались разравнивающие железные пластинки, подбирая толщину которых, можно было корректировать значение поля в зазоре.



Р и с. 7. Зависимость вертикального магнитного поля в ОК от продольной координаты

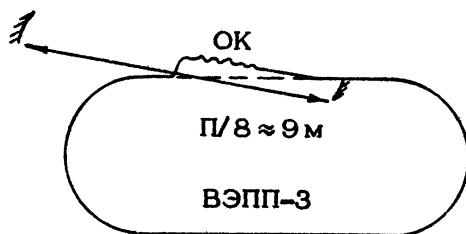
Управление магнитным полем ОК осуществлялось при помощи механизма, изменяющего зазор между верхней и нижней половинами магнитной системы от 10 мм до 800 мм (рис. 8).



Р и с. 8. Управление магнитным полем в ОК. Направление движения электронного пучка, изображенного точкой, перпендикулярно плоскости рисунка. А - магнитное поле "выключено", Б - рабочее положение

Каждая змейка содержала три периода длиной $d \approx 10$ см. Величина магнитного поля в змейках ($H_{\text{маг}} \approx 3$ кГс) была выбрана так, чтобы длина волны первой гармоники ондулятора — торного излучения под нулевым углом (вперед) при энергии электронов 350 МэВ соответствовала красному свету ($\lambda = 0,6$ мкм). Величина магнитного поля в группирующей секции, имевшей длину $z = 34$ см, составляла 5,7 кГс. По этим величинам, используя формулы (5), (9), (54), можно найти изменение энергии, при котором спектр спонтанного излучения сдвигается на один период, $\Delta E/E \approx 3 \cdot 10^{-3}$ и наибольшее допустимое значение энергетического разброса $\sigma_{\text{маг}}/E = \frac{1}{2\pi} \Delta E/E \approx 5 \cdot 10^{-4}$. Как обе змейки, так и группирующая секция скомпенсированы ($\int_{-\infty}^{\infty} H(x) dx = 0$), кроме того $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H(x) dx dy = 0$, поэтому магнитная система ОК не искажала орбиту электронов в накопителе и в обеих змейках электроны двигались вдоль одной и той же прямой.

18. Схема установки ОК в прямолинейный промежуток накопителя ВЭПП-3 показана на рис. 9.

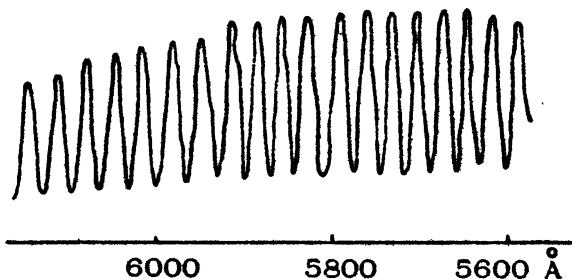


Р и с. 9. Схема установки ОК в прямолинейный промежуток ВЭПП-3. Вид сверху

Работа с ОК проводилась при энергии инжекции $E \approx 350$ МэВ. Поперечные размеры электронного пучка в месте, где установлен ОК, составляют $\sigma_x \approx 0,2$ мм и $\sigma_z \approx 0,1$ мм, угловые разбросы $\sqrt{\theta_x^2} \approx 5 \cdot 10^{-5}$, $\sqrt{\theta_z^2} \approx 4 \cdot 10^{-5}$. По нашим измерениям [26], $\sigma/E \approx 1,5 \cdot 10^{-4}$.

Сравнив это значение с $\sigma_{\text{max}}/E \approx 5 \cdot 10^{-4}$, легко видеть, что можно было бы в 3 раза увеличить продольную дисперсию $\frac{d\lambda}{dE}$. Из (16) следует, что это увеличило бы σ примерно в два раза. Выбранное нами несколько заниженное значение позволяет во всех рассуждениях пренебрегать энергетическим разбросом.

19. Наблюдение спектра спонтанного излучения под нулевым углом проводилось с помощью призмного спектрографа. Для более точных количественных измерений использовался спектрометр с фокусирующей дифракционной решеткой. На рис. 10 показан небольшой участок спектра, снятый при помощи спектрометра. При длине волны $\lambda \approx 0,6$ мкм период изрезанности составлял $\Delta\lambda \approx 34 \text{ \AA}$, что соответствует задержке электронов в группирующей секции $\Delta = \lambda^2/\Delta\lambda \approx 0,1$ мм. При изменении энергии электронов в накопителе спектр смещался.

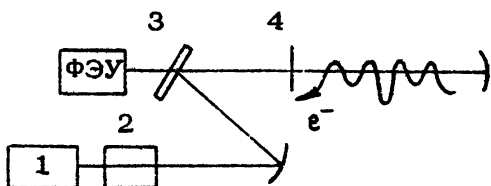


Р и с. 10. Участок спектра спонтанного излучения под нулевым углом

Изменение энергии $\Delta E/E$, соответствующее смещению спектра на один его период, составляло примерно $3,3 \cdot 10^{-3}$. С другой стороны, как следует из выражения (54), $\Delta E/E = \Delta\lambda/2\lambda \approx 3,4 \cdot 10^{-3}$. Таким образом, два независимых измерения хорошо согласуются между собой и с расчетным значением $3 \cdot 10^{-3}$ (см. п. 17). Отметим, что после увеличения энергетического разброса в несколько раз, как

того и следовало ожидать, наблюдалось полное исчезновение ирезанности спектра.

20. Весной 1980г. были проведены измерения коэффициента усиления ОК. На рис. 11 показана схема установки для измерения \bar{G} .



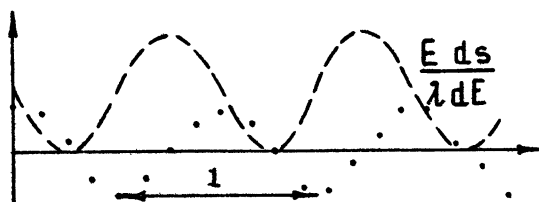
Р и с. 11. Схема установки для измерения коэффициента усиления: 1 - лазер, 2 - ячейка Поккельса, 3 - полупрозрачное зеркало, 4 - стеклянное окно

Свет гелий-неонового лазера 1 ($\lambda = 0,63$ мкм, $P = 5$ мВт) проходит через ячейку Поккельса 2, фокусирующую систему, отражается от плоского полупрозрачного зеркала 3 и через стеклянное окно 4 входит в вакуумную камеру накопителя ВЭПП-3. Там свет, отразившись от вспомогательного фокусирующего зеркала, проходит вместе с электронным пучком через магнитную систему ОК, а затем, пройдя через окно 4 и зеркало 3, попадает на фотоумножитель. Так как средний по времени коэффициент усиления \bar{G} довольно мал ($\sim 10^{-6}$, что в 200 - 400 раз меньше пикового значения G , входящего в условие генерации), для его измерения была использована модуляционная методика. Ячейка Поккельса при снятом поляриде модулировала интенсивность горизонтально поляризованного света с частотой f_m , не изменяя полной интенсивности (напомним, что так как использовались змейки с вертикальным магнитным полем, резонансно взаимодействовать с электронами могла только горизонтально поляризованная составляющая световой волны). Так как усиление (или поглощение) света происходит только в те моменты времени, когда электронный сгусток проходит через ОК, добавка к интенсивности света, прошедшего через ОК, пропор-

циональна $I_x(t) J(t)$, где $I_x(t) = I_0(1 + A \cos 2\pi f_m t)$ – интенсивность горизонтально поляризованного света, $J(t)$ – мгновенное значение электронного тока. Электронный сгусток пролетает через ОК с частотой обращения $f_0 = 4,03 \text{ МГц}$. Вследствие перемножения двух вышеназванных величин во временной зависимости интенсивности выходящего света появляются гармоники с комбинационными частотами $n f_0 \pm f_m$.

Измерив величину одной из этих гармоник, можно определить коэффициент усиления \bar{G} . Отметим, что вредным источником сигнала на комбинационных частотах мог бы стать ФЭУ, который вследствие своей нелинейности перемножает сигнал спонтанного излучения, имеющий гармоники $n f_0$, и сигнал от лазера. Однако ФЭУ нечувствителен к поляризации света, а ячейка Поккельса при снятом поляроиде не модулирует полную интенсивность, что исключает этот источник систематической ошибки.

21. Были изучены зависимости коэффициента усиления и спектральной плотности спонтанного излучения от энергии электронов и от величины магнитного поля в группирующей секции [25, 27]. Эти зависимости действительно являются синусоидальными, и сдвиг фазы между ними составляет 90° . На рис. 12 точками показаны измеренные значения добавки к интенсивности, соответствующие усилению или поглощению, а пунктирной линией – спектральная плотность спонтанного излучения на длине волны гелий–неонового лазера (0,63 мкм)



Р и с. 12. Зависимость спектральной плотности спонтанного излучения (пунктирная линия) и коэффициента усиления (точки) от энергии и продольной дисперсии

Период зависимости коэффициента усиления от энергии составлял $\Delta E = 1,6 \pm 0,1$ МэВ, а от тока в катушках, изменяющих поле в группирующей секции, $\Delta I = 1,53 \pm 0,05$ А. Для спектральной плотности спонтанного излучения $\Delta E = 1,64 \pm 0,01$ МэВ и $\Delta I = 1,50 \pm 0,01$ А. Эти результаты подтверждают правильность выводов, сделанных в п. 16.

Абсолютное значение удельного коэффициента усиления \bar{G}/\bar{J} , измеренное при оптимальной энергии электронов, равно $1 \cdot 10^{-4} \text{ А}^{-1}$. Для получения расчётного значения удельного коэффициента усиления удобно применить формулу:

$$\frac{\bar{G}}{\bar{J}} = \left[J_0\left(\frac{\xi}{2}\right) - J_1\left(\frac{\xi}{2}\right) \right]^2 \xi \delta \pi^2 \frac{q^2 d \lambda m c^2}{\Delta E J_0 S}, \quad (55)$$

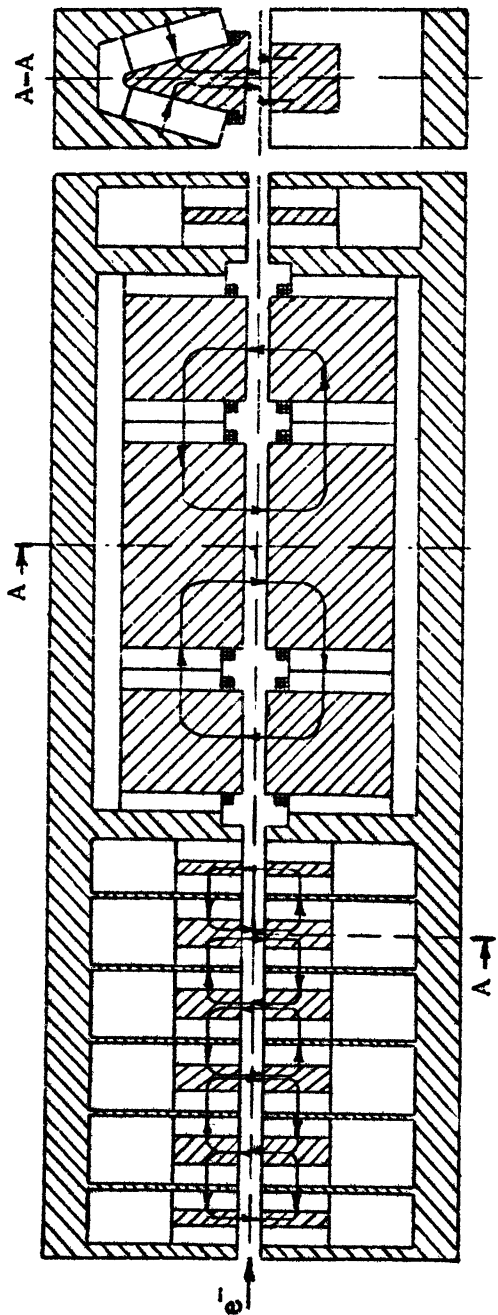
где $\xi = 1 - \frac{d}{2\lambda\gamma^2}$. Подстановка в это выражение численных значений даёт

$$\frac{\bar{G}}{\bar{J}} \approx \frac{4 \cdot 10^{-4}}{S (\text{мм}^2)} \text{ А}^{-1}. \quad (56)$$

Площадь поперечного сечения светового пучка S в наших экспериментах составляла примерно 2 мм^2 , т. е. измеренное значение \bar{G}/\bar{J} примерно в 2 раза меньше расчётного. Это различие можно объяснить неточностью сведения электронного и светового пучков в области взаимодействия. Эта неточность наблюдалась нами при помощи 60-кратного телескопа, установленного вместо ФЭУ.

Таким образом можно утверждать, что теоретические результаты находятся в хорошем согласии с экспериментальными.

22. В настоящее время изготовлена новая магнитная система ОК (рис. 13). За счёт уменьшения периода змеек до $d = 3,5$ см удалось увеличить число периодов в каждой змейке до $q = 4,5$. Для выполнения условия синхронизма электронов с красным светом поле в змейках увеличено до 7 кГс. Для получения такого поля применена магнитная система с относительно тонкими железными полюсами — концентраторами. Отметим, что в змейках на постоянных магнитах такой



Р и с. 13. Схема новой магнитной системы ОК. Слева — разрез в плоскости $\psi \chi$. Справа — в плоскости $\Gamma \Upsilon$; вверху — в группирующей секции, внизу — в змейке

конструкции, можно получать поля напряженностью до 20 кГс. Вследствие малой по сравнению с периодом d длины полюсов (1,1 см) уменьшается вредная модуляция продольной скорости, что повышает эффективность взаимодействия электронов со светом.

Величина поля в новой группирующей секции равна 11 кГс. Поэтому $\frac{d\chi}{dE}$ в 4 раза больше, чем у старой группирующей секции. При этом $k \frac{d\chi}{dE} \ll 1$, т.е. энергетический разброс слишком велик. Для уменьшения эффективного энергетического разброса поле в группирующей секции неоднородно в поперечном направлении (см. п. 9). Надеемся, что новая магнитная система обеспечит увеличение коэффициента усиления на порядок по сравнению со старой.

23. Для получения генерации в вакуумную камеру накопителя ВЭПП-3 установлены зеркала, образующие оптический резонатор (рис. 9). Расстояние между ними (9,3 м) равно одной восьмой периметра накопителя. Зеркала имеют радиусы $R_1 = 5,8$ м, $R_2 = 4$ м и коэффициенты отражения $K_1 \approx K_2 \approx 0,998$ [28]. Тогда по формуле (42) пороговый коэффициент усиления равен 1,6%. Зная расчетную площадь поперечного сечения основной моды оптического резонатора в области взаимодействия $S = 0,35$ мм², можно найти пороговый пиковый ток $J \approx 1,5$ А, что при длине сгустка 25 см соответствует среднему току 5 мА. Такой сравнительно малый пороговый ток позволяет надеяться на получение генерации.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данном обзоре мы коснулись лишь основных физических явлений, происходящих в ОК. Многие интересные вопросы были пропущены как вследствие ограниченности объема данной статьи, так и вследствие отсутствия соответствующих экспериментальных данных и надежных теоретических предсказаний.

По-видимому, можно надеяться, что в недалеком будущем ОК перестанут быть предметом изучения и найдут широкое применение в науке и народном хозяйстве.

Авторы благодарят участников экспериментов с ОК за ценные обсуждения и советы.

Л и т е р а т у р а

1. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. Генераторный клистрон оптического диапазона на ультрарелятивистских электронах: Препринт 77-59. Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1977.
2. Гинзбург В.Л. Об излучении электрона, движущегося вблизи диэлектрика. - ДАН СССР, 1947, т.56, №2, с.145.
3. Клистроны. М., Сов.радио, 1952.
4. Coisson R. Optical klystrons. Report.Univ. of Parma, 1980.
5. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. О предельной мощности оптического клистрона, установленного на электронный накопитель: Препринт 77-67. Новосибирск, ИЯФ АН СССР, 1977.
6. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. О предельной мощности оптического клистрона, установленного на линейный ускоритель электронов: Препринт 78-88. Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1978.
7. Csonka P.L. Ways to modify the synchrotron radiation time structure in SPEAR. Report 79/04. Stanford, SSRL, 1979.
8. Coisson R. Energy-loss calculation of gain in a plane sinusoidal free electron laser, Report. Univ. of Parma, 1980.
9. Madey J.M.J., Taber R. In: Physics of Quantum Electronics v. VII, Ed, S.F. Jacobs et al., Addison-Wesley, 1980, p.741.

10. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. О предельной мощности оптического клистрона. - Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978, т.2, с.233.
11. Deacon D.A. et al. First operation of a free electron laser. - Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, p.892.
12. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. М., Физматгиз, 1962.
13. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Физические процессы в "электронном лазере". - Труды X Международной конференции по ускорителям заряженных частиц высоких энергий. Серпухов, 1977, т.2, с.446.
14. Алферов Д.Ф., Бессонов Е.Г. К классической теории индуцированного электромагнитного излучения заряженных частиц в ондуляторах: Препринт № 162, М., ФИАН, 1977.
15. Baier V.N., Milstein A.I. To the theory of a free electron laser. - Phys.Lett., 1978, v.65A, p.319.
16. Hopf F.A. et al. Strong-Signal Theory of a Free Electron Laser. - Phys.Rev.Lett., 1976, v.37, p.1342.
17. Csonka P.L. Enhancement of synchrotron radiation by beam modulation. - Particle Accel., 1978, v.8, p.225.
18. De Martini F. An X-ray relativistic free-electron frequency upconverter. - In: Physics of Quantum Electronics, v.7, Ed. S.F. Jacobs et al, Addison-Wesley, 1980.
19. Идрисов И.Г., Пакин В.Н. Высокоэффективная одностотная каскадная группировка: Препринт 80-197. Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1980.
20. Madey J.M.J. Relationship between mean radiated energy, mean squared radiated energy, and spontaneous power spectrum in a power series expansion of the equations of motion in a free electron laser. Report N.823. Stanford, HEPL, 1978.

21. Гапонов А.В. О неустойчивости системы возбужденных осцилляторов по отношению к электромагнитным возмущениям. - ЖЭТФ, 1960, т.39, №2(8), с.326.
22. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. Индуцированное излучение возбужденных классических осцилляторов и его использование в высокочастотной электронике. - Изв.вузов, Радиофизика, 1967, т.10, №9-10, с.1414.
23. Винокуров Н.А. О классическом аналоге соотношений Эйнштейна между спонтанным излучением, вынужденным излучением и поглощением: Препринт 81-02. Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1981.
24. Artamonov A.S. et al. The first experiments with an optical klystron installed on the VEPP-3 storage ring. - Nuclear Instr.and Meth., 1980, v.177, p.247.
25. Винокуров Н.А. и др. Последние результаты и состояние работ с оптическим клистроном, установленным на электронном накопителе ВЭПП-3. В кн.: Труды VII Всесоюз.совещ. по ускорителям заряженных частиц. Дубне, 1980.
26. Винокуров Н.А., Корчуганов В.Н., Кулипанов Г.Н.: Переведенцев Е.А. Влияние хроматичности и кубической нелинейности на кинематику бетатронных колебаний: Препринт 76-87. Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР.
27. Литвиненко В.Н. Измерение коэффициента усиления оптического клистрона, установленного на накопителе ВЭПП-3. - В кн.: Работы молодых специалистов, выполненные в ИЯФ СО АН СССР в 1979-1980 годах. Новосибирск, 1981.
28. Винокуров Н.А., Литвиненко В.Н. Метод измерения коэффициентов отражения, близких к единице: Препринт 79-24. Новосибирск, ИЯФ СО АН СССР, 1979.

В. Л. Братман, Н. С. Гинзбург, Г. Г. Денисов

I. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время перспективными источниками когерентного коротковолнового излучения считаются приборы, основанные на доплеровском преобразовании частоты излучения электронов-осцилляторов, движущихся с релятивистской поступательной скоростью (доплертроны) [1-7]. Имея в виду возможность получения с помощью таких генераторов ИК и оптического излучения их часто называют лазерами на свободных электронах (ЛСЭ). Наиболее коротковолновое излучение с длиной волны $\lambda = 3,4$ мкм получено в ЛСЭ, созданном на базе уникального Стэнфордского линейного ускорителя [1,2]. Для построения же доплертронов миллиметровых и субмиллиметровых волн используются существенно более простые и широко распространенные сильноточные ускорители прямого действия. Но, несмотря на относительную простоту реализации миллиметровых и субмиллиметровых генераторов и значительное количество уже проведенных с ними экспериментов (см., например, обзоры [3-6]), их эффективность остается очень низкой. Это связано прежде всего с несовершенством использовавшихся до сих пор электродинамических систем: за единственным исключением [7], во всех экспериментах отсутствовала обратная связь (!) и наблюдалось лишь малоэффективное однопроходное усиление шумов пучка в гладком волноводе (суперлюминесценция).

В 1978 г. в Институте прикладной физики АН СССР для ЛСЭ были предложены электродинамические системы в виде участков металлических цилиндрических волноводов с неглубокой гофрировкой боковой поверхности [8-10]. Действие таких "гофрированных" резонаторов (рис.1), как и аналогичных им диэлектрических резонаторов, использующихся в твердотельных лазерах с распределенной обратной связью [11,12], основано на брэгговском рассеянии волн в периодической системе.

Важно подчеркнуть, что гофрированные резонаторы эффективны для доплертронов всех типов (рис.2) - для наиболее популярных убитрона и скаттрона, основанных соответственно на излучении электронов в периодическом статическом поле и рассеянии волн, для менее известного, но, по-видимому, самого перспективного для миллиметровых и субмиллиметровых волн мазера на циклотронном авторезонансе [13-15], основанного на циклотронном излучении электронов, а также для других типов генераторов.

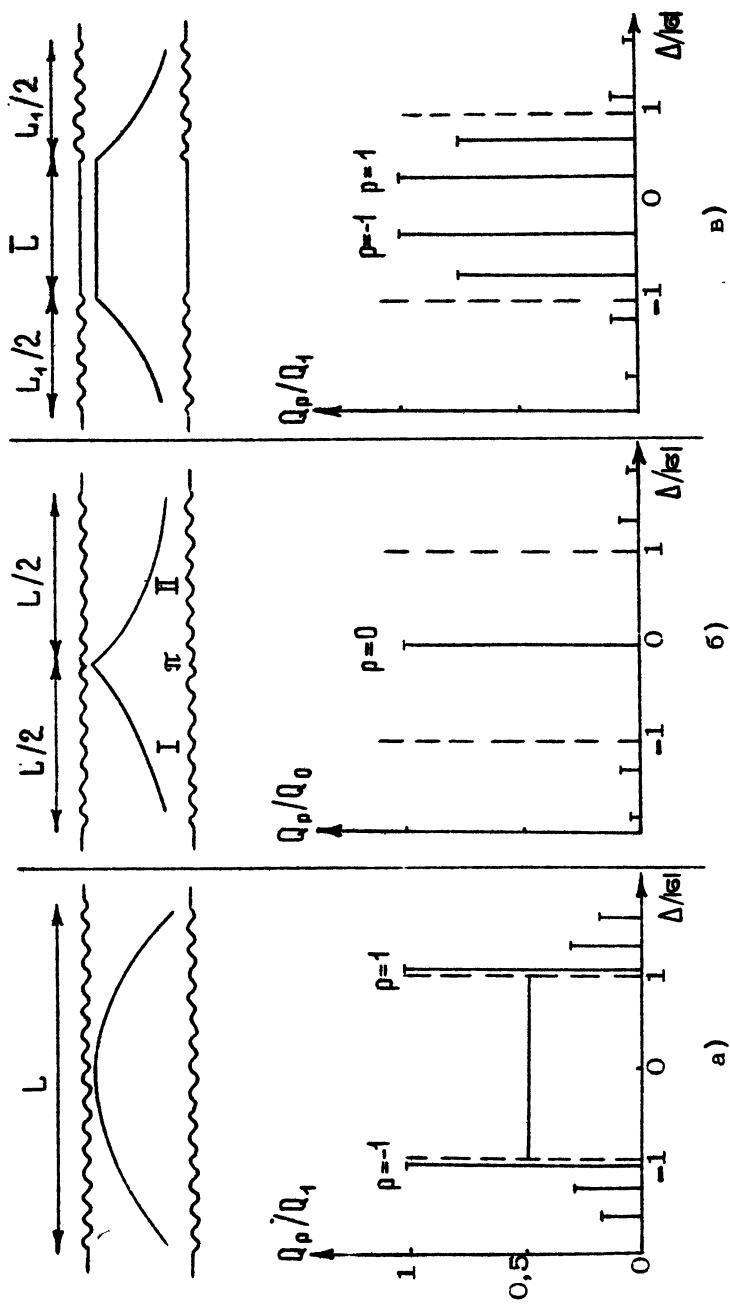
В данной статье будут изложены теория ЛСЭ с распределенной обратной связью и результаты экспериментального исследования резонаторов.

II. ОБЩИЕ СВОЙСТВА ЛСЭ

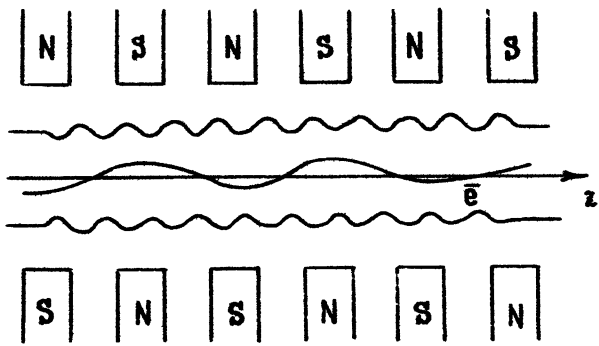
1. Во всех разновидностях ЛСЭ используется индуцированное излучение электронов, колеблющихся в некотором электромагнитном поле накачки и перемещающихся с релятивистской поступательной скоростью $v_{||} \vec{z}_0$ (рис.2). Благодаря эффекту Доплера частота волны, излучаемой частицами в направлении их поступательного движения или под небольшим углом ψ к этому направлению, во много раз превышает частоту колебаний Ω :

$$\omega \approx \frac{\Omega}{1 - \beta_{||} \cos \psi}, \quad (1)$$

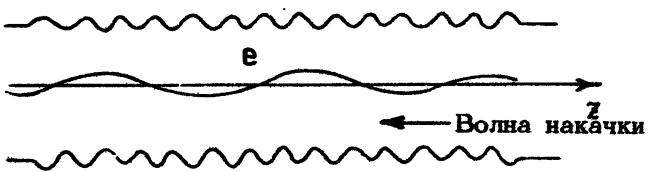
где $\beta_{||} = v_{||} / c$, c - скорость света. Если сигнальная волна распространяется в волноводе (ниже основное внимание уделяется именно такому случаю), то ψ в формуле (1) есть брэгговский угол $\psi = \arctg(q / k_{||})$, где



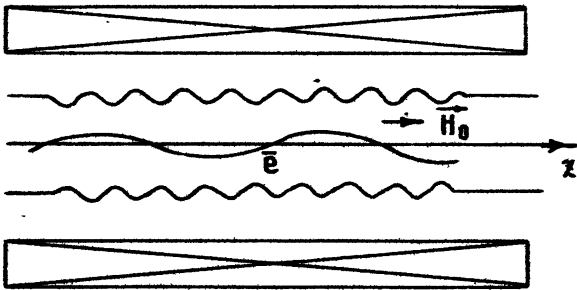
Р и с .1. Варианты гофрированных резонаторов и спектры их собственных частот



а)



б)



в)

Р и с. 2. ЛСЭ с гофрированными резонаторами:
 а) убитрон; б) скаттрон; в) мазер на циклотронном авторезонансе

g и h_+ - поперечное и продольное волновые числа.

2. Если в процессе взаимодействия электронов с синхронной волной $\text{Re} \left\{ \bar{c}_+(z) \bar{E}_+(\bar{r}_1) e^{\pm i p [i(\omega t - h_+ z)]} \right\}$ относительное изменение их энергий $\mathcal{E} = m c^2 \gamma$ невелико, то движение частиц описывается универсальными для всех ЛСЭ уравнениями [14]

$$\frac{d\psi}{d\xi} = \text{Re}(\mathcal{E} \bar{c}_+ e^{i\theta}), \quad \frac{d\theta}{d\xi} = \delta + \mu \psi, \quad (2)$$

где $\psi = 1 - \mathcal{E}/\mathcal{E}_0$ - энергетическая переменная (значок o относится к невозмущенным значениям величин); $\theta = \omega t - h_+ z - \int \Omega dt$ - фаза электрона относительно синхронной волны; $\xi = \omega z / c$ - безразмерная продольная координата; $\bar{c}_+(\xi) = e \bar{c}_+ / m c \omega \gamma$ - безразмерная амплитуда волны, являющаяся, вообще говоря, функцией ξ ; $\delta = (\omega - h_+ v_{\text{гг}} - \Omega_0) / \omega$ - начальная расстройка синхронизма между электронами и волной; μ - параметр группировки электронов, равный γ_0^{-2} для убитронов и скаттронов и $1 - (c h_+ / \omega)^2$ для мазеров на циклотронном авторезонансе; \mathcal{E} - коэффициент связи электронов с синхронной волной, равный по порядку величины осцилляторной скорости электронов в поле накачки (прил. I).

Граничные условия к уравнениям (2) в случае моноэнергетического и немодулированного электронного пучка имеют вид

$$\psi(0) = 0, \quad \theta(0) = \theta_0, \quad (3)$$

причём начальные фазы θ_0 равномерно распределены от 0 до 2π . Электронный КПД ЛСЭ равен $\eta = \overline{\psi(\xi_k)} / (1 - \gamma_0^{-1})$, где $\xi_k = \omega L / c$ - безразмерная длина пространства взаимодействия, а черта означает усреднение по начальным фазам.

3. Если резонатор ЛСЭ обладает высокой добротностью

$$Q \gg 2\pi (L/\lambda), \quad (4)$$

где L - длина резонатора, то структуру высокочастотного поля в нём можно считать фиксированной, совпадающей со

структурой поля "холодного" резонатора и не изменяющейся под действием электронного пучка:

$$\vec{E} = \text{Re} \left\{ \left[C_+(x) \vec{E}_+(\tau_1) \exp(-i\beta_+ x) + C_-(x) \vec{E}_-(\tau_1) \exp(-i\beta_- x) \right] \exp(i\omega t) \right\}. \quad (5)$$

В этом случае связь между током I стационарного режима генерации и амплитудой поля определяется уравнением баланса мощностей (см. также разд. IV)

$$\eta I (\gamma_0 - 1) \frac{mc^2}{e} = \frac{\omega W}{Q}. \quad (6)$$

Здесь слева фигурирует мощность, отдаваемая пучком высокочастотному полю, а справа — мощность, выводимая полем

из резонатора: $W = \frac{1}{4v_{gp}} \int_0^L dx (N_+ |C_+|^2 + N_- |C_-|^2)$ —

энергия поля, запасенная в резонаторе, v_{gp} — групповая скорость волн в гладком волноводе, $N_{\pm} = \frac{c}{2\pi} \text{Re} x$

$\times \int \left[\vec{E}_{\pm} \vec{H}_{\pm}^* \right]_x dS$ — норма волны.

Из уравнения (6) получаем, в частности, выражение для КПД в приближении малого сигнала

$$\eta = \alpha^2 \mu \xi_K^3 \left[-\varphi'(\psi) \right] \quad (7)$$

и стартовый ток генератора

$$I_{ст} = \alpha \frac{mc^3}{e} \frac{\Omega^2}{\mu \alpha^2 \left[-\varphi'(\psi) \right] M^2} \times \frac{\int_0^L d\tau (N_+ |C_+|^2 + N_- |C_-|^2)}{(2\pi)^2 c^2 v_{gp} Q}. \quad (8)$$

Здесь M — число осциллирующих электронов в рабочем пространстве, $\varphi(\psi) = \frac{1}{4} \left| \int_0^1 \vec{C}_+(\tau) \exp(i\psi\tau) d\tau \right|^2$, $\psi = \delta \xi_K$, $\tau = \xi / \xi_K$.

4. Согласно формуле (8) стартовый ток ЛСЭ тем меньше, чем больше число осцилляций электронов в рабочем пространстве M и коэффициент связи \mathcal{E} . На практике M ограничено разбросом параметров электронов: так, для реализации гидродинамической стадии взаимодействия, для которой справедливы формулы (7) и (8), необходимо, чтобы $M \lesssim \delta_0 / \Delta \delta_0$. Коэффициент связи \mathcal{E} также не может быть чрезмерно большим: $\mathcal{E} \lesssim \delta_0^{-1}$, так как при слишком больших \mathcal{E} (слишком большой осцилляторной скорости частиц в поле накачки) поступательная скорость электронов и доплеровское преобразование частоты ω/Ω оказываются малыми.

При реальных разбросах параметров пучков, которые формируются современными сильноточными инжекторами, стартовый ток генератора миллиметровых и субмиллиметровых волн составляет приемлемую величину порядка одного-нескольких килоампер, если добротность резонатора для рабочей моды, образованной приосевыми лучами ($\psi \lesssim \delta_0^{-1}$), составляет величину порядка нескольких тысяч. Важно подчеркнуть, что, кроме этого, резонатор ЛСЭ должен обеспечивать высокую степень селекции паразитных мод и должен представлять собой удобный канал для транспортировки сильноточного пучка. В скаттронах резонатор должен нести еще и дополнительную нагрузку, а именно - пропускать низко-частотную волну накачки.

Всем перечисленным требованиям удовлетворяют гофрированные резонаторы (рис.1).

III. СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ГОФРИРОВАННЫХ РЕЗОНАТОРОВ

1. Распределенная связь двух встречных волн цилиндрического волновода кругового сечения $\vec{E}_{\pm}(\vec{r}_1) = \vec{E}_{\pm}(r) \text{exp}(-im_{\pm}\psi)$ обеспечивается нанесением на его поверхность неглубокого гофра, обладающего в общем случае винтовой симметрией

$$R = R_0 + a \cos(\bar{k}x + m\psi), \quad a \ll \lambda, \quad (9)$$

где R_0 - невозмущенный радиус волновода, параметры \bar{R} и \bar{m} связаны с продольными волновыми числами ($R_+ > 0$, $R_- < 0$) и азимутальными индексами волн брэгговскими условиями

$$\bar{R} \approx R_+ - R_-, \quad (10)$$

$$\bar{m} = \pm(m_+ - m_-). \quad (11)$$

Рассеянием в "паразитные" волны \bar{E}_s можно пренебречь, если расстройки $|\bar{R} - R_{\pm} - R_s|$ существенно превышают соответствующие коэффициенты связи. Тогда продольное распределение поля определяется суперпозицией двух волн [см. (5)], комплексные амплитуды которых удовлетворяют паре уравнений связанных волн

$$\frac{dA_+}{dz} + i \Delta A_+ = -i \sigma_- A_-, \quad (12)$$

$$\frac{dA_-}{dz} - i \Delta A_- = i \sigma_+ A_+,$$

где $A_{\pm} = C_{\pm} \exp(\mp i \Delta z)$, $\Delta = \frac{1}{2}(R_+ - R_- - \bar{R})$ - брэгговская расстройка, σ_{\pm} - коэффициенты связи волн, которые при неглубокой гофрировке определяются выражениями [16,17]

$$\sigma_{\pm} = \frac{a}{2R_0^3} \frac{-\nu_-^2 \nu_+^2 + m_+ m_- R_0^2 (\omega^2/c^2 + |R_+ R_-|)}{|R_{\mp}| (\nu_{\mp}^2 - m_{\mp}^2)}, \quad (13)$$

для волн H-типа и

$$\sigma_{\pm} = \frac{a}{2R_0} \frac{(\omega^2/c^2) - |R_+ R_-|}{|R_{\mp}|} \quad (14)$$

для волн E-типа; здесь $\nu_{\pm} = g_{\pm} R_0$.

2. Пусть резонатор образован отрезком периодически гофрированного волновода, согласованного на концах $z=0$ и $z=L$ для парциальных волн:

$$A_+(0)=0, \quad A_-(L)=0. \quad (15)$$

В этом случае при малых омических потерях и достаточно большой связи волн на гофрировке, когда

$$(\epsilon L)^2 \gg \pi, \quad (16)$$

резонатор обладает высокочастотными колебаниями, частоты и добротности которых легко определить из уравнений (12) и (15). Так, для колебаний, образованных в результате взаимного рассеяния на гофрировке встречных волн, обладающих одинаковой поперечной структурой,

$$\omega_p \equiv \kappa \kappa_p = \omega_0 + (\text{sign } \rho) \cdot \frac{c^2 \bar{h} |\epsilon|}{2 \omega_0} \sqrt{1 + (\pi \rho / \epsilon L)^2},$$

$$Q_p = \frac{\kappa_p^2 L}{\bar{h}} (\epsilon L / \pi \rho)^2, \quad \rho = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (17)$$

Согласно (17) резонансные частоты располагаются симметрично относительно брэгговской частоты $\omega_0 = c \sqrt{(\bar{h}/2)^2 + q^2}$ вблизи границы полосы непропускания (см.рис.1); поле ρ -го колебания представляет собой почти стоячую волну с близкими к синусоидальным распределениями амплитуд парциальных волн $A_{\pm}(z) \propto \sin(\pi \rho z/L)$, имеющими ρ полупериодов на длине резонатора [11].

При нарушении согласования, когда парциальные волны отражаются от концов, спектр колебаний становится несимметричным относительно брэгговской частоты, причём даже малое отражение значительно изменяет добротности колебаний [18].

3. Простейший прием – введение сдвоя фазы гофрировки [8,19] – позволяет радикально изменить спектральные характеристики и продольные структуры мод резонатора. Например, если в середине резонатора устроить скачок фазы гофрировки на π , то в спектре появится резко выделенное по свойствам очень добротное колебание, частота которого лежит точно в середине полосы непропускания $\omega = \omega_0$ (см.рис.1). Добротность этого колебания равна

$$Q_0 = \frac{k_0^2 L}{2\bar{R}} \frac{\exp(|\sigma|L)}{|\sigma|L}, \quad k_0 = \omega_0 / c, \quad (18)$$

добротности остальных колебаний равны

$$Q_\rho = \frac{k_0^2 L}{\bar{R}} \left(\frac{\sigma L}{2\pi\rho} \right)^2, \quad \text{с } k_\rho = \omega_\rho + \\ + (\text{sign } \rho) \frac{c^2 \bar{R} |\sigma|}{2\omega_0} \sqrt{1 + (2\pi\rho/\sigma L)^2}, \quad \rho = \pm 1, \pm 2, \dots \quad (19)$$

Огибающая $A_+(z)$ для наиболее добротного колебания быстро спадает от середины резонатора по закону, близкому к $\exp[-|\sigma(z - L/2)|]$. Не нарушая противофазности гофрированных участков - брэгговских зеркал, не трудно увеличить протяженность высокочастотного поля, вводя между ними отрезок гладкого волновода длиной \bar{L} . Тогда добротность колебания $\rho = 0$ будет равна

$$Q_0 = \frac{k_0^2 L_1}{2\bar{R}} \frac{\exp(|\sigma|L_1)}{|\sigma|L_1} (1 + |\sigma|\bar{L}), \quad (20)$$

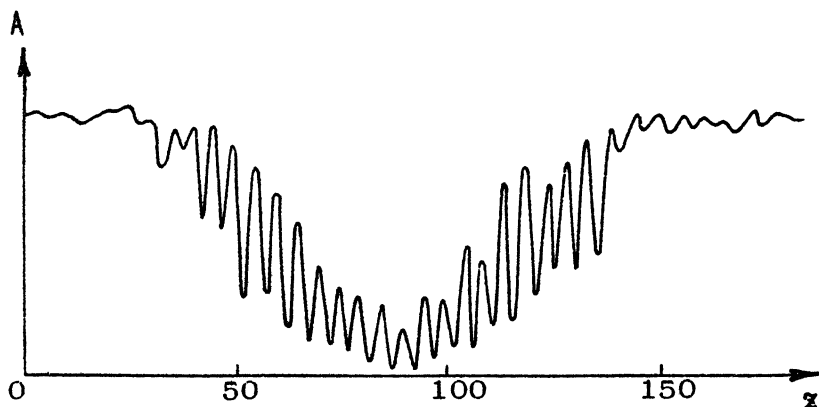
где $L_1/2$ - длина гофрированных участков (рис. 1, в). Следует иметь в виду, что при большой длине однородного участка, когда $|\sigma|\bar{L} > \pi$, в полосе не пропускания появляются дополнительные высокодобротные колебания.

Если скачок фазы гофрировки не равен 0, π или 2π , то спектр колебаний оказывается несимметричным, а наиболее добротным является колебание, частота которого лежит внутри полосы не пропускания.

4. Экспериментально исследовались в диапазонах длин волн 3,7+5,0 и 7,5+10,0 мм несколько резонаторов, образованных участками многомодовых волноводов с прямоугольной гофрировкой боковой поверхности.

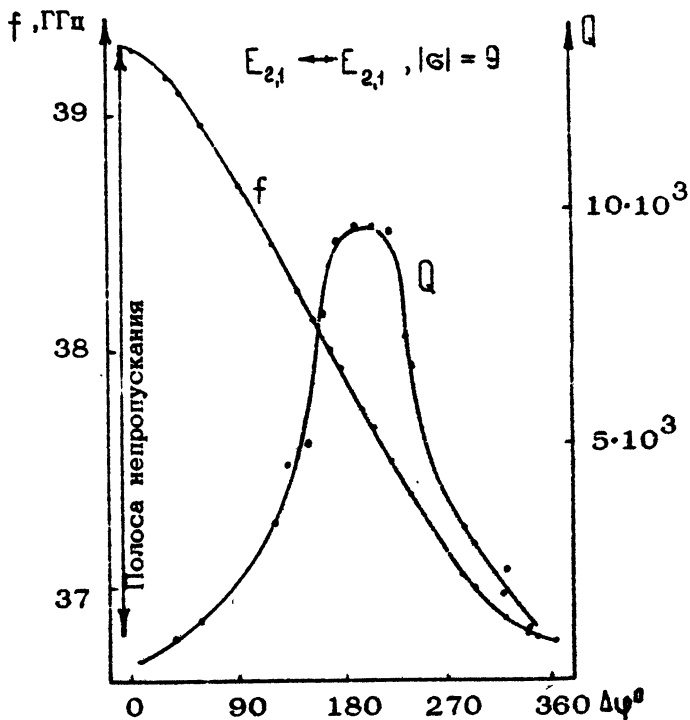
В одном из экспериментов непосредственно измерялись добротности и частоты ($7,5 < \lambda < 10$ мм) колебаний резонатора со следующими параметрами: $R_0 = 10,4$ мм ;

$\bar{\kappa} = (2\pi/5, 1) \text{ мм}^{-1}$; $\Omega = 0,5 \text{ мм}$. Резонатор состоял из двух гофрированных участков одинаковой длины $L_1/2$ ($80 < L_1/2 < 150 \text{ мм}$), разделенных отрезком негофрированного волновода, длина которого L могла изменяться в пределах от 0 до 200 мм. Возбуждение и прием колебаний производились через отверстие связи в стенке резонатора. В эксперименте наблюдались колебания связанных волн $E_{01} \leftrightarrow E_{01}$, $E_{11} \leftrightarrow E_{11}$, $E_{11} \leftrightarrow H_{11}$, $H_{31} \leftrightarrow H_{31}$, $E_{21} \leftrightarrow E_{21}$ с бриллюэновскими углами $\psi \approx 20 \div 40^\circ$, а также резонансные колебания, образованные волнами, для которых среднее сечение резонатора близко к критическому [20]. Идентификация мод осуществлялась установлением их азимутального (m) и продольного (q) индексов. Для колебаний связанных волн q примерно равно числу периодов гофрировки (рис.3) и весьма велико ($q \sim 50$) для добротных колебаний на частотах, близких к критическим, его значение порядка единицы ($q \leq 5$). Омическая добротность колебаний была равна $Q_{\text{ом}} = 10000 \div 15000$.



Р и с.3. Определение продольного индекса q собственного колебания с помощью перемещения вдоль резонатора поглощающего тела малого продольного размера ($\kappa L = 6,5$; $L = 0$; $\omega = \omega_0$)

Частоты и добротности наиболее добротных колебаний связанных волн измерялись при различных величинах скачка фазы $\Delta\varphi$ гофрировки (рис.4), который фиксировался с точностью $\pm 5^\circ$.



Р и с.4. Измеренная зависимость резонансной частоты и добротности основного колебания связанных волн от величины скачка фазы гофрировки

Эффективная протяженность поля $\int_0^L |C_+|/|C_+|_{\max} dz$ в резонаторе со скачком фазы гофрировки около π была довольно мала - равна примерно $2/|\epsilon| \approx 60$ мм. Если между гофрированными участками волновода устанавливался

гладкий участок длиной $\bar{L} = 200$ мм, то протяженность поля увеличивалась до 260–300 мм. При этом внутри полосы непропускания имелось 4–5 высокодобротных колебаний.

Измеренные центральные частоты полос непропускания и коэффициенты связи встречных волн были близки к рассчитанным по формулам (17)–(21) (см. таблицу и рис. 4), однако дифракционные добротности в некоторых случаях значительно отличались от рассчитанных значений.

Брэгговские частоты $f_0 = \omega_0 / 2\pi$
(центр полосы непропускания) и коэффициенты связи волн $\bar{\xi} = \Gamma \xi / \omega$ гофрированного волновода

Тип колебаний	Расчёт	Измерения
	f_0 , МГц	
$E_{0,1} \leftrightarrow E_{0,1}$	31 380	$30\ 800 \pm 1000$
$E_{1,1} \leftrightarrow H_{1,1}$	32 570	$31\ 900 \pm 300$
$E_{1,1} \leftrightarrow E_{1,1}$	34 290	$34\ 900 \pm 300$
$E_{2,1} \leftrightarrow E_{2,1}$	37 690	$37\ 900 \pm 300$
	$\bar{\xi} \cdot 10^2$	
$E_{0,1} \leftrightarrow E_{0,1}$	4,99	$3,84 \pm 0,4$
$E_{1,1} \leftrightarrow H_{1,1}$	3,33	$2,86 \pm 0,15$
$E_{1,1} \leftrightarrow E_{1,1}$	4,88	$4,86 \pm 0,20$
$E_{2,1} \leftrightarrow E_{2,1}$	5,03	$4,33 \pm 0,20$

Отметим, что в исследованных резонаторах "паразитные" колебания на квазикритических частотах обладали большой (вплоть до омической при $Q = 1,2$) добротностью и густым спектром резонансных частот. Поэтому, вообще говоря, при использовании гофрированных резонаторов возникает необходимость эффективной дискриминации этих "паразитных" колебаний, хотя в некоторых случаях их возбуждение в ЛСЭ

электронным пучком просто невозможно – например, в убитроне с малым по сравнению с периодом магнитного поля радиусом волновода, когда $R_0 < (1,84/2\pi)d$.

IV. УСЛОВИЯ САМОВОЗБУЖДЕНИЯ ЛСЭ С ГОФРИРОВАННЫМИ РЕЗОНАТОРАМИ

1. Самосогласованная система уравнений ЛСЭ с гофрированными резонаторами включает в себя универсальные асимптотические уравнения движения электронов (2) и уравнения связанных волн (12), которые нужно дополнить электронным фактором возбуждения синхронной электронам волны \vec{E}_+ :

$$\frac{d\tilde{A}_+}{d\xi} + i\tilde{\Delta}\tilde{A}_+ + i\tilde{\Theta}\tilde{A}_+ = \frac{2eI}{m\omega_0^2\gamma_0} \frac{\mathcal{E}}{N_+} \exp(-i\tilde{\Delta}\xi)\mathcal{J}, \quad (21)$$

$$\frac{d\tilde{A}_-}{d\xi} - i\tilde{\Delta}\tilde{A}_- - i\tilde{\Theta}\tilde{A}_+ = 0.$$

Здесь для простоты принято, что поперечные структуры волн \vec{E}_+ и \vec{E}_- совпадают ($\epsilon_+ = \epsilon_- = \epsilon$), $\hat{A}_\pm = \vec{E}_\pm \exp(\pm i\tilde{\Delta}\xi)$, $\tilde{\Delta} = c\Delta/\omega$, $\tilde{\Theta} = c\Theta/\omega$ (значок \sim ниже опускается);

$\mathcal{J} = \exp(-i\theta)$. В отсутствие связи волн на гофрировке ($\Theta = 0$) первое из уравнений (21) совпадает с уравнением для амплитуды синхронной волны в обычной ЛБВ. Граничными условиями для уравнений (2) и (21) служат (3) и (15).

2. Из уравнений (2) и (21) легко получить интегральное соотношение, выражающее баланс мощностей. Для этого надо сложить уравнения (21), домноженные соответственно на A_+^* и A_-^* , и использовать первое уравнение (2) и выражение для электронного КПД. В результате получим

$$N_+ (|A_+|_{\xi=L}^2 - |A_+|_{\xi=0}^2 + |A_-|_{\xi=0}^2) = \eta I \frac{mc^2}{e} (\gamma_0 - 1). \quad (22)$$

Для ЛСЭ с высокочастотным резонатором (условие (16) выполнено) целесообразно сопоставить (22) с соотношением

$$(|A_+|_{z=L}^2 + |A_-|_{z=0}^2) = 2\Delta'' \int_0^L (|A_+|^2 + |A_-|^2) dz, \quad (23)$$

которое связывает энергию, запасенную в "холодном" резонаторе (где собственные колебания затухают) с потерями энергии на излучение. Здесь Δ'' - мнимая часть частотной отстройки Δ , определяющая добротность резонатора $Q = 2c/v_{грн} \Delta''$. В результате сопоставления (22) и (23) получаем приближенное уравнение (6), уже использованное нами в разд. II для отыскания стартового тока ЛСЭ с высокодобротным резонатором методом заданного поля. Результаты разд. III позволяют конкретизировать входящее в формулу (8) выражение для спектральной функции $\psi(\nu)$ применительно к различным типам гофрированных резонаторов (прил. II).

3. Для отыскания стартового тока при произвольной и в том числе невысокой добротности резонатора (условие (16) может быть нарушено) линеаризуем уравнения (2) и (21):

$$\frac{dA_+}{d\xi} + i\Delta A_+ + i\sigma A_- = \frac{2eI}{m\omega_0^2 \gamma_0} \frac{x}{N_+} \exp(i\Gamma_e \xi) J_1, \quad (24)$$

$$\frac{dA_-}{d\xi} - i\Delta A_- - i\sigma A_+ = 0, \quad \frac{d^2 J_1}{d\xi^2} = -\frac{i\mu x}{2} \operatorname{Re} [A_+ \exp(-i\Gamma_e \xi)].$$

Здесь $\Gamma_e = -(\Delta + \delta)$, $J_1 = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \theta_1 \exp(-i\theta_0) d\theta_0$, $\theta_1 = [\theta - (\theta_0 + \delta\xi)]$ - малое приращение фазы электрона. Линеаризованный ток J_1 удовлетворяет следующим из соотношения (3) граничным условиям

$$J_1(0) = \left. \frac{dJ_1}{d\xi} \right|_{\xi=0} = 0. \quad (25)$$

Решение системы уравнений (24), (25) и (15) можно представить в виде $A_{\pm} = \sum_S a_{\pm S} \exp(i\Gamma_S \xi)$, где постоянные распространения подчиняются дисперсионному уравнению четвертой степени

$$(\Gamma^2 - \Gamma_0^2)(\Gamma - \Gamma_e)^2 = \zeta^3 (\Gamma - \Delta), \quad (26)$$

аналогичному дисперсионному уравнению гиротрона (см. уравнение (12) из [21]). Амплитуды нормальных волн удовлетворяют однородным линейным уравнениям

$$\sum_{s=1}^4 \frac{a_s}{\Gamma_s - \Gamma_e} = 0, \quad \sum_{s=1}^4 \frac{a_s}{(\Gamma_s - \Gamma_e)^2} = 0, \quad (27)$$

$$\sum_{s=1}^4 a_s = 0, \quad \sum_{s=1}^4 \frac{a_s}{\Gamma_s - \Delta} \exp(i\Gamma_s z_k) = 0, \quad (28)$$

где $\Gamma_0^2 = \Delta^2 \cdot \epsilon^2$, $\zeta = (\epsilon^2 \mu e I / \omega_0^2 \gamma N_+)^{1/3}$ - обобщенный параметр Пирса.

4. Рассмотрим для примера случай слабой связи волн \vec{E}_+ и \vec{E}_- на гофрировке, когда $|\epsilon| L \ll 1$. В этом случае для самовозбуждения ЛСЭ, очевидно, требуются весьма большие токи, такие, что стартовые значения параметра Пирса ζ существенно превышают $|\epsilon|$. При этом естественно ожидать (и это подтверждается расчётом для всех мод, кроме $\beta = 1$), что частотная отстройка Δ будет по порядку величины близкой к ζ :

$$|\Delta| \sim \zeta \gg |\epsilon|. \quad (29)$$

Эти соображения позволяют существенно упростить дисперсионное уравнение и искать его решение в виде "квазикратных" и "удаленных" корней.

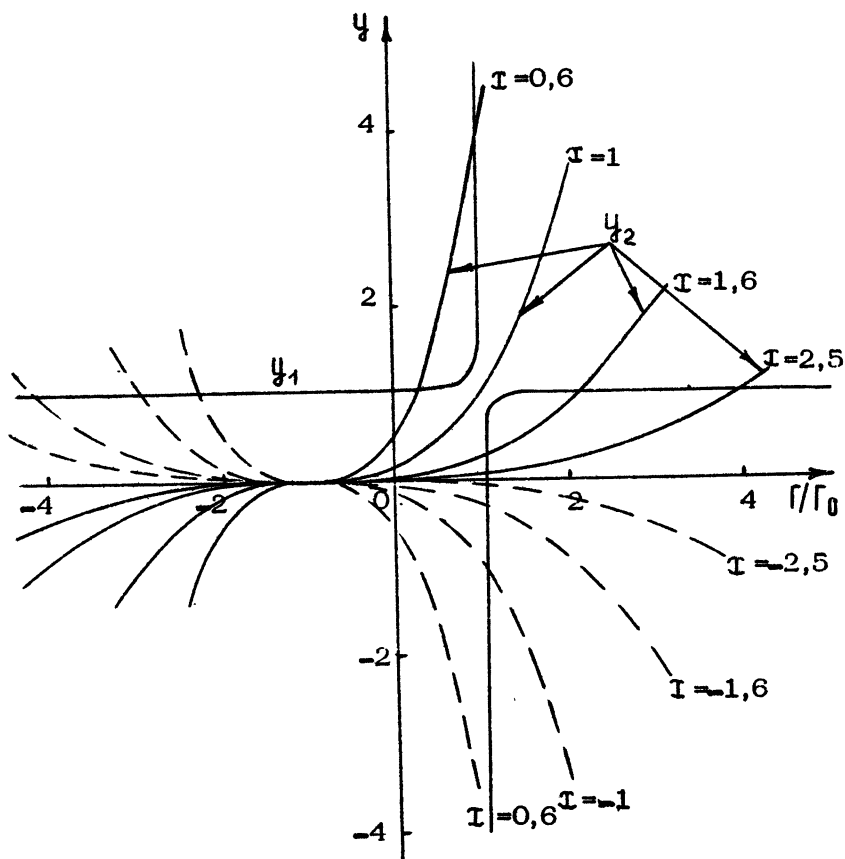
Ограничимся рассмотрением режима точного ("горячего") синхронизма электронов с синхронной волной

$$\Gamma_e = -\Gamma_0, \quad (30)$$

когда достигается наибольшее усиление волны. В этом случае, если отношение $\tau = \zeta / 2\Delta$ двух искомых величин окажется не слишком близким к единице (рис.5), то квазикрат-

ные корни можно определить из простейшего кубического уравнения

$$(\Gamma + \Gamma_0)^3 = \zeta^3. \quad (31)$$



Р и с. 5. Графическое решение дисперсионного уравнения в случае точного синхронизма при различных значениях $\tau = \zeta / 2\Delta$: $y_1 = (\Gamma - \Delta) / (\Gamma - \Gamma_0)$, $y_2 = (\Gamma + \Gamma_0)^3 / \zeta^3$, $|\zeta| / \Delta = 0,2$

Решения этого уравнения ($\alpha = 1, 2, 3$)

$$\Gamma_{\alpha} = -\Gamma_0 + \zeta v_{\alpha}, \quad (32)$$

где $v_{\alpha} = \exp(i2\pi\alpha/3)$ соответствуют нормальным волнам с амплитудами убывающей ($\alpha = 1$), нарастающей ($\alpha = 2$) и постоянной ($\alpha = 3$) вдоль ξ . Удаленный корень дисперсионного уравнения (26) равен приближенно

$$\Gamma_4 = -\Gamma_0 - \frac{\sigma^2}{2\Delta} \frac{\tau^3}{1-\tau^3}. \quad (33)$$

Свойства симметрии квазикратных корней (32) позволяют легко выразить из линейных уравнений (27), (28) соответствующие им амплитуды через A_4 :

$$A_0 = \frac{A_4}{3} (1 + \tau v_{\alpha} + \tau^2 v_{\alpha}^2). \quad (34)$$

В результате система уравнений (26) - (27) оказывается сведенной к единственному комплексному уравнению

$$\sum_{\alpha=1}^3 \frac{A_{\alpha} \exp(i\Gamma_{\alpha} L)}{\Gamma_{\alpha} - \Delta} = \frac{\exp(i\Gamma_4 L)}{\Gamma_4 - \Delta}. \quad (35)$$

Если усиление нарастающей нормальной волны достаточно велико, так что

$$\exp\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \zeta \xi_k\right) \gg 1, \quad (36)$$

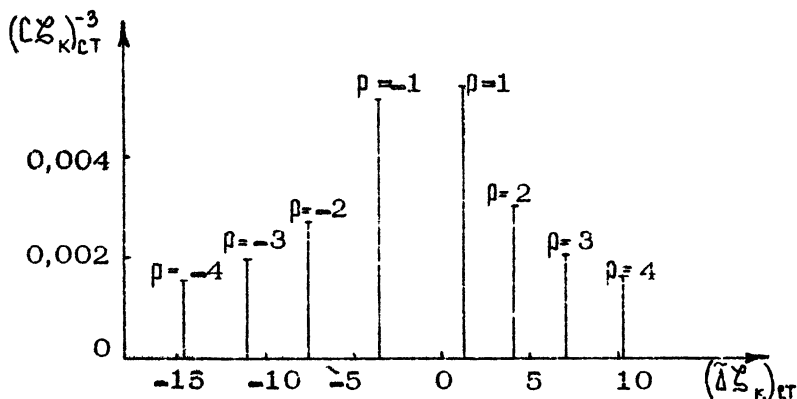
то в левой части (35) можно ограничиться лишь одним слагаемым $\alpha = 2$. Разделяя в этом уравнении модули и фазы, приходим к простой системе двух действительных уравнений

$$\frac{1}{3} \exp\left(\frac{\sqrt{3}}{2} \zeta \xi_k\right) = 4(1 + \tau + \tau^2) \left(\frac{\Delta \xi_k}{\sigma \xi_k}\right)^2, \quad (37)$$

$$\Delta \xi_k = \rho\pi - \frac{1}{4} \zeta \xi_k - \arctg \left[\sqrt{3} \tau / (2 + \tau) \right].$$

Эти уравнения очень похожи на уравнения "обычных" лазеров с распределенной обратной связью (см., например, уравнения (19.6.19) в книге [22]). Важное отличие заключается в том, что в левой части первого из уравнений (37) содержится коэффициент $1/3$, соответствующий трансформации несинхронной волны в три синхронных.

Решение уравнений (37) нетрудно найти методом итераций (рис.6).



Р и с. 6. Стартовые параметры $L \xi_k$ и $\Delta \xi_k$ ЛСЭ с низкодобротной электродинамической системой в режиме синхронизма ($|\sigma| \xi_k = 1$)

Сравнивая их с соответствующими результатами, относящимися к ЛСЭ с высокодобротным резонатором, отметим, что в низкодобротной системе несимметрия спектра относительно брэгговской частоты ω_0 выражена сильнее, а зависимость стартового тока от индекса ρ значительно слабее.

У. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное теоретическое и экспериментальное исследование диффрмированных резонаторов доказывает их эффективность для создания генераторов миллиметровых и субмилли-

метровых волн. Определенный оптимизм внушает также аналогия принципов обратной связи и селекции мод, существующая между ЛСЭ с распределенной обратной связью и гиротроном. Правда, в отличие от гиротрона, в ЛСЭ резонатор должен обладать весьма высокой добротностью, что предъявляет довольно жесткие требования к форме и длительности электронных импульсов, формируемых инжектором релятивистских частиц.

Распределенная обратная связь, по-видимому, может быть использована для реализации доплертронов не только миллиметрового и субмиллиметрового, но и оптического и даже более коротковолновых диапазонов (см., например, работу [23], где обсуждается возможность получения индуцированного излучения частиц, каналируемых в кристалле, в условиях, когда этот же кристалл обеспечивает взаимное брэгговское рассеяние излучаемой и "холостой" волн).

ПРИЛОЖЕНИЕ

I. Коэффициенты связи электронов с синхронной волной для ЛСЭ различных типов

Методика получения асимптотических уравнений движения электронов (2) изложена в работах [5,14,15,24]. Пользуясь ею, нетрудно найти выражения для коэффициента связи \mathfrak{g} применительно к ЛСЭ, в которых и волновод (резонатор), и электронный пучок имеют произвольное поперечное сечение. В данном приложении приводятся формулы для наиболее важного случая волновода кругового сечения и аксиального ему тонкого кольцевого электронного пучка с радиусом R_0 . Поле сигнальной волны (+) [а также поле волны накачки (i) в скаттроне и убитроне] будем описывать с помощью вектор-потенциала

$$\vec{E} = -\frac{i\omega}{c} \vec{A}, \quad \vec{H} = \text{rot } \vec{A}. \quad (\text{п. 1})$$

Здесь

$$\vec{A} = g^{-1} [\nabla_{\perp} \Psi, \vec{x}_0] \quad (\text{п. 2})$$

для поперечно-электрических волн $H_{m\rho}$ и

$$\vec{A} = (c/\omega)^2 (\hbar \nabla \Psi + i q^2 \Psi \vec{x}_0) \quad (\text{П.3})$$

для поперечно-магнитных волн $E_{m\rho}$; $\Psi = J_m(qr) \exp(-im\varphi)$ - соответствующая мембранная функция.

МЦР. Величина \mathcal{E} определяется начальной вращательной скоростью электронов $c\beta_{\perp 0}$ и значением поля сигнальной волны в месте инжекций электронов. Для взаимодействия с $H_{m\rho}$ - и $E_{m\rho}$ - волнами имеем соответственно

$$\mathcal{E}_H = \beta_{\perp 0} J'_1(q_{\perp} r_{H0}) J_{m-1}(q_+ R_0), \quad (\text{П.4})$$

$$\mathcal{E}_E = (\beta_{\parallel 0} - cR_+/ \omega) J_1(q_+ r_{H0}) J_{m-1}(q_+ R_0),$$

где $r_{H0} = c\beta_{\perp 0} / \Omega_0$ - невозмущенный гирорадиус электронов, $\Omega_0 = eH_0 / mc\omega\gamma_0$ - циклотронная частота.

Скаттрон. Рассеяние волны накачки \vec{A}_i на электронном пучке может происходить как с сохранением, так и с изменением типа волны. Эффективность рассеяния определяется величиной амплитуды так называемой комбинационной волны $C_+ C_{\perp} \vec{A}_+ \vec{A}_i^*$ [5], вычисленной на невозмущенной траектории электронов. Коэффициент связи электронов с синхронной волной равен

$$\mathcal{E} = \bar{C}_i |\vec{A}_+ \vec{A}_i^*|_{r=R_0}, \quad (\text{П.5})$$

где $\bar{C}_i = e C_i / mc\omega\gamma_0$ - нормированная амплитуда волны накачки.

Убитрон. Излучение электронов в пространственно-периодическом магнитостатическом поле \vec{H}_i убитрона, очевидно, можно рассматривать как частный случай рассеяния "волны нулевой частоты". Формально в этом легко убедиться, получая необходимое выражение для \vec{H}_i предельным переходом $\omega_{\perp} \rightarrow 0$ в формулах (П.1), (П.2). В этом случае "поперечное волновое число" $q_{\perp} = \sqrt{(\omega_{\perp}^2 / c^2) - \hbar_{\perp}^2}$.

является чисто мнимым: $q_i = i h_i$, где $h_i = 2\pi/d$, d - период магнитной системы. Соответственно в Ψ обычные функции Бесселя должны быть заменены на модифицированные функции $I_m(h_i r)$. С учетом этих изменений для убитрона оказывается справедливой формула (П.5), в которой под \bar{U}_i следует понимать нормированную на $mc^2\gamma_0/e$ амплитуду вектор-потенциала. Поскольку функции $I_m(h_i r)$ довольно быстро спадают к оси симметрии, электронный пучок в убитроне необходимо инжектировать как можно ближе к магнитной системе. *)

II. Продольная структура и пространственный спектр синхронной волны в ЛСЭ с высокочастотным резонатором

Стартовый ток ЛСЭ (8) существенно зависит от пространственного спектра волны $\varphi(\psi) = \frac{1}{4} \left| \int_0^1 \bar{U}_+(\tau) \exp(i\psi\tau) d\tau \right|^2$. Приведем сводку необходимых формул для резонаторов различных типов.

1. Цилиндрический резонатор без гофрировки боковой поверхности

$$\bar{U}_+(\tau) = 1, \quad \varphi(\psi) = (1 - \cos \psi) / 2\psi^2. \quad (\text{П. 6})$$

Максимум величины $-\varphi'(\psi)$ достигается при $\psi = 0,82\pi$ и равен 0,065.

2. Резонатор со строго периодической гофрировкой (рис.1, а)

*) Распространенный способ пространственной модуляции импульсного магнитного поля периодической системой хорошо проводящих колец обладает существенным недостатком: необходимая глубина модуляции достигается лишь при значительном снижении (провале) среднего продольного поля в рабочем пространстве. От этого эффекта - экранировки - легко избавиться, если использовать вытеснение поля незамкнутой проводящей системой - в частности, периодически расположенными кольцами, имеющими тонкие радиальные разрезы.

$$\bar{T}_+(\tau) \approx \sin \pi \rho \tau, \quad \rho = 1, 2, \dots, \quad (\text{П. 7})$$

$$\varphi_\rho(\vartheta) = \frac{\pi^2 \rho^2}{\pi^2 \rho^2 - \vartheta^2} \frac{1 + (-1)^\rho \cos \vartheta}{2}.$$

3. Резонатор со скачком фазы гофрировки $\Delta \varphi \approx \pi$
(рис.1,б)

$$\bar{T}_+(\tau) \approx \exp \left[-|\tilde{\alpha} \mathcal{L}_k(\tau - 1/2)| \right], \quad (\text{П. 8})$$

$$\varphi(\vartheta) = (\tilde{\alpha} \mathcal{L}_k)^2 / [(\tilde{\alpha} \mathcal{L}_k)^2 + \vartheta^2].$$

4. Резонатор с разнесенными брэгговскими зеркалами
(рис.1,в)

$$\bar{T}_+(\tau) \approx \begin{cases} \exp \left[\sqrt{\tilde{\alpha}^2 - \tilde{\Delta}^2} \mathcal{L}_k(\tau - \tau_1/2) \right], & 0 < \tau < \frac{\tau_1}{2} \\ 1, & \frac{\tau_1}{2} < \tau < 1 - \frac{\tau_1}{2} \\ \exp \left[\sqrt{\tilde{\alpha}^2 - \tilde{\Delta}^2} \mathcal{L}_k(1 - \tau - \tau_1/2) \right], & 1 - \frac{\tau_1}{2} < \tau < 1. \end{cases} \quad (\text{П. 9})$$

При выполнении условия

$$\exp \left(-\sqrt{\tilde{\alpha}^2 - \tilde{\Delta}^2} \mathcal{L}_k \right) \ll 1 \quad (\text{П. 10})$$

спектр определяется выражением

$$\varphi(\vartheta) \approx \frac{\sin \pi \bar{\nu}_k}{\vartheta} + \frac{\sqrt{\tilde{\alpha}^2 - \tilde{\Delta}^2} \mathcal{L}_k \cos \bar{\vartheta} - \vartheta \sin \bar{\vartheta}}{(\tilde{\alpha}^2 - \tilde{\Delta}^2) \mathcal{L}_k^2 + \vartheta^2}, \quad (\text{П.11})$$

$$\times \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{1}{2} \sqrt{\tilde{\alpha}^2 - \tilde{\Delta}^2} \mathcal{L}_k (1 - \bar{\tau}) \right] \right\},$$

где $\bar{\vartheta} = \vartheta \bar{\tau}/2$, $\bar{\tau} = \bar{L}/L$

1. Elias L.R., Fairbank W.M., Madey J.M.J., Schwetman H.A., Smith T.I. Observation of stimulated emission of radiation by relativistic electrons in a spatially periodic transverse magnetic field. - Phys.Rev.Lett., 1976, v.36, N.13, p.717.
2. Deacon D.A.G., Elias L.R., Madey J.M.J., Rami-an G.F., Schwetman H.A., Smith T.I. First operation of a free-electron laser. - Phys.Rev.Lett., 1977, v.38, N.16, p.892.
3. Physics of Quantum Electronics, v.5, Novel sources of coherent radiation, ed. by S.F. Jacobs, M. Sargent III, M.O. Scully, Addison Wesley, Reading, Massachusetts, 1978.
4. Sprangle P., Smith R.A., Granatstein V.L. Free electron lasers and stimulated scattering from relativistic electron beams. - In: Infrared and millimeter waves, v.1. Sources of radiation, ed. by K.J. Button. Ac. Press. New York, 1979.
5. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И., Сморгонский А.В. Убитроны и скаттроны. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, ИПФ, 1979, с.217.
6. Marshall T.C., Schlesinger S.P., McDermott D.B. The free electron laser: a high power sub-millimeter radiation source. - In: Advances in electronics and electron physics. Ac. Press, New York, 1980, v.53, p.47.
7. McDermott D.B., Marshall T.C., Schlesinger S.P., Parker R.K., Granatstein V.L. High-power free-electron laser based on stimulated Raman backscattering. - Phys.Rev.Lett., 1978, v.41, N.20, p.1368.
8. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Резников М.Г. Резонатор: Авт. свид. № 720592 с приоритетом от 14 авг. 1978г. Бюл. №9, 1980.
9. 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.

10. Денисов Г.Г., Резников М.Г. Резонаторы для релятивистских генераторов коротковолнового излучения. Тез. докл. 1X-й Всесоюз. конф. по электронике СВЧ. Киев, 1979, с.111.
11. Kogelnik H., Shank C.V. Coupled-wave theory of distributed feedback lasers.—J.App. Phys., 1972, v.43, N.5, p.2327.
12. Wang S. Principles of distributed feedback and distributed Bragg reflector lasers.—IEEE J.of Quant.Electr., 1974, v.QE-10, N.4, p.213.
13. Петелин М.И. К теории ультрарелятивистских мазеров на циклотронном резонансе. — Изв.вузов. Радиофизика, 1974, №17, №6, с.902.
14. Bratman V.L., Ginzburg N.S., Petelin M.I. Common properties of free-electron lasers.—Optics Comm., 1979, v.30, N.3, p.409.
15. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И., Нусинович Г.С., Юлпатов В.К. Циклотронные и синхротронные мазеры. — В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.157.
16. 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.
17. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М., АН СССР, 1961.
18. Chinn S.R. Effects of mirror reflectivity in a distributed-feedback laser.—IEEE J.of Quant. Electr., 1973, v. QE-9, N.6, p.574.
19. Kim S.H., Fonstad C.G. Tunable narrow-band thin-film wave guide grating filters.—IEEE J. of Quant.Electr., 1979, v. QE-15, N.12, p.1405.

20. Вайнштейн Л.А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. М., Сов.радио, 1966.
21. Братман В.Л.; Моисеев М.А. Условия самовозбуждения МЦР с нерезонансной электродинамической системой. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, т.18, №7, с.1045.
22. Ярич А. Квантовая электроника. М., Сов.радио, 1980, с.416.
23. Андреев А.В., Ахманов С.А., Кузнецов В.Л. О возможности вынужденного излучения каналированных частиц. - Письма в ЖТФ, 1981, т.7, №11, с.682.
24. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф., Нусино - вич Г.С., Петелин М.И. Общие свойства коротковолновых приборов с длительной инерционной группировкой электронов. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с.249.

СОДЕРЖАНИЕ

От редактора	3
А.С.Ельчанинов, Ф.Я.Загулов, С.Д.Коровин, Г.А.Месяц, В.В.Ростов. Сильноточные импульсно-периодические ускорители электронов для генераторов СВЧ излучения	5
А.Н.Диденко, Э.Г.Фурман, В.В.Васильев, Г.Г.Канаев, Линейные индукционные ускорители для высокочастот- ной электроники.....	22
С.П.Бугаев, Н.И.Зайцев, А.А.Ким, В.И.Кошелев, А.И.Федосов, М.И.Фукс. Процессы в диодах с магнит- ной изоляцией, использующих взрывную эмиссию элект- тронов	36
Н.Ф.Ковалев, М.И.Петелин. Селекция мод в высокочаст- отных релятивистских электронных генераторах с рас- пределенным взаимодействием	62
Н.С.Гинзбург, С.П.Кузнецов. Периодические и стохастиче- ские автомодуляционные режимы в электронных гене- раторах с распределенным взаимодействием	101
А.Ф.Александров, А.М.Афонин, С.Ю.Галузо, В.И.Канавец, В.А.Кубарев, В.М.Лопухин, В.А.Плетюшкин, А.П.Руднев, А.Н.Сандалов, А.И.Слепков. Релятивистские черенков - ские генераторы с резонансными замедляющими струк- турами	145
М.В.Кузелев, А.А.Рухадзе, Д.С.Филиппычев. Плазмен- ные СВЧ усилители и генераторы. Плазменные ускорит- ели электронных потоков	170
Н.А.Винокуров, А.Н.Скринский. Оптический клистрон...	204
В.Л.Братман, Н.С.Гинзбург, Г.Г.Денисов. ЛСЭ с распре- деленной обратной связью	237

Сильноточные импульсно-периодические ускорители электронов для генераторов СВЧ излучения. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В. — В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника: Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.5.

В статье рассмотрены вопросы, связанные с созданием импульсно-периодических ускорителей сильноточных электронных пучков. Основное внимание уделено наносекундным ускорителям с зарядкой формирующей линии (ФЛ) на основе трансформаторов Тесла с разомкнутым ферромагнитным сердечником, встроенным в ФЛ. Показано, что КПД зарядки может достигать 80–90% при частоте повторения импульсов 10^2 Гц.

Приведены результаты исследования стабильности параметров электронных пучков в режиме периодического следования импульсов. Обсуждаются вопросы формирования эмиссионной поверхности катода и влияние магнитного поля на число эмиссионных центров в коаксиальных вакуумных диодах. Ил.12, список лит. 18 назв.

Линейные индукционные ускорители для высокочастотной электроники. Диденко А. Н., Фурман Э. Г., Васильев В. В., Канаев Г. Г. — В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника: Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.22.

В НИИ ядерной физики сконструированы и сооружены линейные индукционные ускорители для целей генерации СВЧ колебаний. ЛИУ 3/2000, имеющий следующие расчетные параметры: энергия ускоренных электронов 3 МэВ, ток пучка 2 кА, длительность импульсов тока 70 нс, частота 10 импульсов за секунду, длина ускорителя 2,6 м, вес ускорителя 1600 кг, и ЛИУ 0,5/2000 на энергию 0,5 МэВ, имеющий конструкцию, аналогичную конструкции инжектора ЛИУ 3/2000.

Описываются особенности конструкции ускорителей и преимущества перед конструкциями известных линейных ускорителей. Приводятся результаты экспериментального исследования работы ЛИУ с электронным пучком. Табл.1, ил.3, список лит. 9 назв.

УДК 621.384.65

Процессы в диодах с магнитной изоляцией, использующих взрывную эмиссию электронов. Б у г а е в С. П., З а й - ц е в Н. И., К и м А. А., К о ш е л е в В. И., Ф е - д о с о в А. И., Ф у к с М. И. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника: Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.36.

Параметры интенсивных электронных пучков, используемых в релятивистских высокочастотных приборах, определяются не только инжектором - диодом с магнитной изоляцией, но и всей системой транспортировки, включая коллектор. В связи с этим в настоящем обзоре опубликованных за последние два года работ основное внимание уделено результатам исследований стационарных состояний электронных потоков в ограниченных каналах с произвольным плавно меняющимся профилем, а также динамики катодной и коллекторной плазмы, ответственной за изменение параметров пучка в длинноимпульсных высокочастотных генераторах. Ил.11, список лит. 43 назв.

УДК 621.385.63

Селекция мод в высокочастотных релятивистских электронных генераторах с распределенным взаимодействием. К о в а л е в Н. Ф., П е т е л и н М. И. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.62.

В статье систематизированы методы обеспечения одномодового режима в релятивистских электронных высокочастотных генераторах с пространственно-развитыми электродинамическими системами. Прослежена аналогия с методами, применяемыми для этой цели в слаборелятивистской электронике. Отмечены специфические отличия генераторов с высокодобротными и низкодобротными электродинамическими системами. Дан краткий обзор экспериментов, в которых посредством релятивистских электронных пучков возбуждались высшие моды электродинамических систем. Ил.12, список лит. 52 назв.

Периодические и стохастические автомодуляционные режимы в электронных генераторах с распределенным взаимодействием. Г и н з б у р г Н. С., К у з н е ц о в С. П. — В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника: Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.101.

Как и в других автоколебательных системах с большим числом степеней свободы, в электронных высокочастотных генераторах с ростом превышения над порогом происходит смена режимов в следующей последовательности: односторонняя генерация, периодическая автомодуляция и, наконец, стохастическая автомодуляция. В настоящее время эти режимы достаточно детально исследованы для двух основных классов распределенных электронных генераторов для генераторов обратной волны и для резонансных генераторов. Табл. 1, ил.16, список лит. 38 назв.

Релятивистские черенковские генераторы с резонансными замедляющими структурами. А л е к с а н д р о в А.Ф., А ф о н и н А. М., Г а л у з о С.Ю., К а н а в е ц В.И., К у б а р е в В.А., Л о п у х и н В. М., П л е т ю ш к и н В. А., Р у д н е в А. П., С а н д а л о в А. Н., С л е п к о в А. И.— В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.145.

Теоретически и экспериментально исследуется взаимодействие релятивистского электронного потока с электромагнитным полем в черенковских СВЧ генераторах с резонансными замедляющими структурами типа гофрированных и диафрагмированных волноводов. Обсуждаются данные экспериментов, проведенных на сильноточном ускорителе при повышенных длительностях импульсов питания. Представлены результаты линейной и нелинейной нестационарной теорий. Показывается, что частота генерации определяется взаимодействием волн вблизи π -вида границы полосы прозрачности, а длительности СВЧ импульсов ограничиваются пробоями замедляющей системы. Продемонстрировано, что в одномодовых генераторах длительности импульсов СВЧ генерации гораздо меньше длительностей импульсов питания, а в генераторе с поверхностной волной они примерно одинаковы. Ил.8, список лит. 16 назв.

УДК 621.385.69

Плазменные СВЧ усилители и генераторы. Плазменные ускорители электронных потоков. Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Филиппычев Д. С. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника; Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький; ИПФ АН СССР, 1981, с.170.

Построена нелинейная теория взаимодействия сильноочных релятивистских электронных пучков с плазмой в волноводе. Рассмотрены как задача усиления плазменной электромагнитной волны электронным пучком, так и задача ускорения электронов пучка плазменной волной большой амплитуды. Для обеих задач найдены оптимальные условия для эффективного взаимодействия электронного пучка с плазменной волной и определены КПД как плазменного усилителя электромагнитной волны (30%), так и плазменного ускорителя электронного пучка (100%). Табл.1, ил.14, список лит. 16 назв.

УДК 621.385.69; 621.373.826

Оптический клистрон. Винокуров Н. А., Скрипник А. Н. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.204.

Описана модификация лазера на свободных электронах - оптический клистрон. Теоретически рассмотрены физические явления, влияющие на работу этого прибора. Приведены результаты экспериментов с оптическим клистроном, установленным на электронный накопитель ВЭПП-3 ИЯФ СО АН СССР (Новосибирск). Ил.13, список лит. 28 назв.

ЛСЭ с распределенной обратной связью. Б р а т м а н В. Л., Г и н з б у р г Н. С., Д е н и с о в Г. Г. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника: Проблемы повышения мощности и частоты излучения. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.237.

Эффективной электродинамической системой для лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) различных типов (МЦР, убитрон, скаттрон, работающие в режиме большого доплеровского преобразования частоты электронов) могут служить резонаторы, образованные отрезками цилиндрических волноводов со слабой гофрировкой боковой поверхности; действие таких резонаторов основано на резонансном брэгговском рассеянии волн. В статье излагаются самосогласованная теория ЛСЭ с такими резонаторами и результаты экспериментального исследования резонаторов. Табл.1, ил.6, список лит. 24 назв.

HIGH-CURRENT PULSE-PERIODIC
ELECTRON ACCELERATOR FOR
MICROWAVE OSCILLATORS

A.S.Eltchaninov, F.Ya.Zagulov, S.D.Korovin
G.A.Mesyats, V.V.Rostov

Problems associated with elaboration of pulse-periodic high-current electron accelerators are discussed. Most attention is paid to nanosecond pulse machines in which the forming line (FL) is charged by the Tesla transformer. It is shown that the charging efficiency can reach $80 + 90\%$ for pulse recurrence frequency 10^2 Hz.

Stability of electron beam parameters under the periodic pulse succession regime is investigated. Formation of the cathode emission surface and the influence of the magnetic field on the number of emission centers in coaxial vacuum diodes are studied.

THE LINEAR INDUCTION ACCELERATORS
FOR MICROWAVE ELECTRONICS

A.N.Didenko, E.G.Furman,
V.V.Vasiljev, G.G.Kanaev

Principles of linear induction accelerators (LIA) are presented. Review of experimental devices is given. Construction of 3 MeV, 2 kA and 0.5 MeV, 2 kA LIAs elaborated for microwave generation in Tomsk Institute of Nuclear Fusion is described.

OPERATION OF MAGNETICALLY INSULATED DIODES USING EXPLOSIVE EMISSION OF ELECTRONS

S.P.Bugaev, N.I.Zaitsev, A.A.Kim
V.I.Koshelev, A.I.Fedosov, M.I.Fux

Parameters of intense electron beams used in relativistic microwave electronics are defined not only by the magnetically insulated diode as an injector but the whole transport system including the collector. In this connection in the present review of recent papers primary attention is paid to the stationary states of electron beams in restricted channels having an arbitrary slowly varying profile, as well as to the dynamics of cathode and collector plasma responsible for the beam parameter variations in long-pulse microwave oscillators.

MODE SELECTION IN MICROWAVE RELATIVISTIC ELECTRON OSCILLATORS WITH DISTRIBUTED INTERACTION

N.F.Kovalyov, M.I.Petelin.

The paper systematizes methods for providing the single-mode regime in microwave relativistic electron oscillators with space-developed electrodynamic systems. Analogies with the corresponding methods used in the nonrelativistic electronics are traced. Specific properties of oscillators with high-quality and low-quality electrodynamic systems are analyzed. Experiments on excitation of high-order modes by relativistic electron beams are briefly reviewed.

PERIODIC AND STOCHASTIC SELF-MODULATIONAL REGIMES IN DISTRIBUTED ELECTRON OSCILLATORS

N.S.Ginzburg, S.P.Kuznetsov

Similarly to other self-oscillation systems with a large number of degrees of freedom, in microwave electron oscillators there occurs the following change in regimes with increasing excess over threshold: single-frequency generation, periodical self-modulation and, finally, stochastic self-modulation. Presently these regimes are studied in ample detail for two basic types of distributed electron oscillators - BWO's and resonant oscillators.

RELATIVISTIC CERENKOV OSCILLATORS WITH RESONANCE SLOW-WAVE STRUCTURES

A.F.Aleksandrov, A.M.Afonin, S.Yu.Galuzo,
V.I.Kanavets, V.A.Kubarev, V.M.Lopukhin,
V.A.Pletyushkin, A.P.Rudnev, A.N.Sandalov,
A.I.Slepkov

Cerenkov microwave oscillators with resonance slow-wave electrodynamic systems have been treated both theoretically and experimentally. In particular, excitation of π -mode has been investigated. It is shown that the breakdown places an upper limit on a high-frequency pulse in surface-wave oscillators at less durations than in single-mode ones.