

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ ФИЗИКИ

РЕЛЯТИВИСТСКАЯ
ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ
ЭЛЕКТРОНИКА

Материалы Всесоюзного семинара
Горький, сентябрь 1978 г.

Горький 1979

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

УДК 621.385.6

Совокупность обзоров, включенных в данный сборник, рассчитана на то, чтобы осветить основные аспекты проблемы преобразования энергии интенсивных релятивистских электронных потоков в когерентное электромагнитное излучение. Обзоры содержат описание элементарных физических процессов в высокочастотных релятивистских генераторах и усилителях, основы строгой (линейной и нелинейной) теории и результаты экспериментального исследования таких приборов.

Книга может оказаться интересной для широкого круга специалистов, исследующих взаимодействие электромагнитных волн с классическими ансамблями заряженных частиц, а также для аспирантов и студентов соответствующих специальностей.

Ответственный редактор
академик
А.В.ГАПОНОВ-ГРЕХОВ

ВЫСОКОЧАСТОТНАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Редактор Н.А.Городецкая
Тех.редактор. А.И.Елисеева
Обложка художника В.З.Вешапури

МЦ 00672 Подписано к печати 8.06.79г.
Формат 60x90/16. Бумага типографская №1. Усл.печ.л.18,6
Уч.-изд.л. 15,1, Тираж 500. Заказ 5530 Цена 1р. 47к.

Дзержинская городская типография
306025, г.Дзержинск, пр.Циолковского, 15

ОТ РЕДАКТОРА

Настоящий сборник, подготовленный по материалам первого Всесоюзного семинара, посвященного релятивистской высокочастотной электронике (г. Горький, 26-28 сентября 1978 г.), представляет собой попытку возможно более полно, и в то же время компактно, описать современное состояние этой относительно новой области физических исследований, соприкасающейся с традиционной физической электроникой, физикой плазмы и ускорительной техникой.

Структура сборника базируется на классификации высокочастотных электронных приборов (см., например, статью А.В. Гапонова-Грехова, М.И. Петелина в Вестнике АН СССР, 1979, вып. 4, стр. 11-23) по типам индивидуального излучения электронов (черенковское, переходное, тормозное, магнитотормозное излучения и комбинационное рассеяние) или, что в известном смысле то же самое, по синхронизмам между электронными пучками и электромагнитными волнами. Наряду с делением по этому, в сущности электродинамическому признаку, высокочастотные приборы подразделяются еще и по характеру группировки электронов в высокочастотном поле, которая бывает двух типов: силовая (типа "М") и инерционная (типа "О").

В настоящее время прогресс экспериментальной высокочастотной релятивистской электроники в значительной мере определяется успехами в создании электронных потоков с нужными параметрами. С учетом важности этой проблемы специальный обширный обзор посвящен релятивистским электронно-оптическим системам наиболее распространенного типа — сильноточным ускорителям прямого действия, в которых эмиссия электронов с холодного катода обеспечивается механизмом взрывной эмиссии. Весьма важной и нетривиальной задачей является также разработка специфических методов диагностики мощного импульсного электромагнитного излучения, генерируемого приборами с релятивистскими электронными пучками; опыт, накопленный в этой области, систематизируется в обзоре.

К сожалению, осветить равномерно все стороны проблемы: оказалось довольно трудно — частично из-за отсутствия детальной теоретической проработки того или иного вопроса, частично из-за отсутствия экспериментальных работ, посвященных проверке того или иного положения теории, а в некоторых случаях (это касается, например, плазменной высокочастотной электроники) из-за трудностей организационного характера. Тем не менее, можно надеяться, что и в настоящем виде сборник не только будет способствовать укреплению взаимопонимания между физиками, уже занимающимися высокочастотной релятивистской электроникой, но сможет также послужить удобным введением в проблему для физиков и инженеров, только еще начинающих работу в этой интересной и быстро развивающейся области.

А.В.Гапонов-Грехов.

4 июня 1979г.

ФОРМИРОВАНИЕ СИЛЬНОТОЧНЫХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ ДЛЯ МОЩНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ И УСИЛИТЕЛЕЙ СВЧ

С.П. Бугаев, В.П. Ильин, В.И. Кошелев,
Г.А. Месяц, В.Е. Нечаев, Ю.П. Усов,
М.И. Фукс, Б.Н. Яблоков

Введение

В настоящее время сильноточные релятивистские электронные пучки (СРЭП)^{*)} находят широкое применение в различных физических и инженерных исследованиях. Развитие техники их генерации, главным образом, с помощью сильноточных электронных ускорителей (СЭУ) прямого действия привело к получению токов $10^{-4} - 10^6$ А при напряжениях $10^5 - 10^7$ В, т.е. к мощностям до 10^{13} Вт. Длительности импульсов таких сверхмощных пучков составляют обычно около 100 нс, а при некотором снижении мощности удается получать импульсы в несколько микросекунд. Сейчас СРЭП применяются для нагрева плазмы, генерации жесткого рентгеновского излучения, коллективного ускорения ионов, накачки лазеров, генерации мощного электромагнитного СВЧ излучения. Наконец, ведутся настойчивые исследования по использованию энергии СРЭП в установках управляемого термоядерного синтеза (УТС).

В этом обзоре речь пойдет о формировании сильноточных

*) Часто используются также сокращения РЭП и СЭП.

пучков релятивистских электронов для мощных генераторов и усилителей СВЧ. Впервые генерация СВЧ колебаний с помощью таких пучков [1] была осуществлена в 1970 г., через четыре года после появления сообщения о разработке первого сильноточного электронного ускорителя [2]. И система формирования пучка, и, особенно, система отбора энергии электронов были тогда весьма несовершенны, что и обусловило низкую эффективность генератора (КПД существенно менее процента). Современный этап развития СВЧ генераторов, связанный с эффективным использованием их энергетических возможностей, начался с создания первого релятивистского карсинотрона [3] в результате решения комплекса электродинамических и электронно-оптических задач (КПД составил 13%).

Сейчас релятивистская СВЧ электроника является одной из наиболее быстро развивающихся областей, связанных с применением сильноточных электронных пучков. Задачи формирования СРЭП для сверхвысокочастотных генераторов и усилителей выделяются среди других применений определенными требованиями как к интегральным характеристикам пучка (ток, распределение энергии), так и к траекториям и скоростям электронов [4]. Для широкого класса релятивистских приборов, преобразующих в излучение энергию продольного движения электронов (клистрон, ЛБВ, карсинотрон и т.д.) лучше всего подходят пучки с незначительным расстройством по энергии движения и с малыми поперечными скоростями

$\beta_{\perp} = v_{\perp}/c < 1/\gamma$, где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ релятивистский

фактор, $\beta = v/c$. До последнего времени в соответствии с потребностями экспериментальной практики основное внимание уделялось формированию именно таких пучков. В этом направлении выполнен ряд исследований, материал которых использован в настоящем обзоре. Вместе с тем, уже сейчас на повестке дня стоит задача формирования сильноточных непрямолинейных пучков с $\gamma \gg 2$, например, для ультрарелятивистских мазеров на циклотронном резонансе (МЦР), где требуется обеспечить определенное отношение поперечной v_{\perp} и продольной v_{\parallel} составляющих скоростей при относительно малых их разбросах *).

*) Конкретные требования к пучкам со стороны различных механизмов их взаимодействия с СВЧ полями содержатся в последующих обзорах сборника.

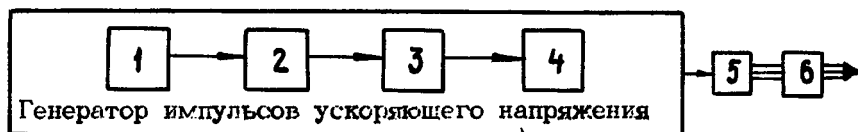
Следует подчеркнуть, что применительно к каждому генератору или усилителю СВЧ полная задача формирования пучка обладает рядом специфических особенностей и почти всегда требует самостоятельного решения. Тем важнее развитие достаточно общих вычислительных и экспериментально-диагностических методик, позволяющих получать адекватную информацию о закономерностях движения электронов от катода до поверхности осаждения (коллектора) в различных конкретных ситуациях.

Полный комплекс задач формирования, в широком его смысле, включает вопросы генерирования мощных импульсов напряжения и их подачи на электронную пушку СЭУ, физических процессов на катоде (взрывной эмиссии), собственно формирования пучка в ускоряющем промежутке с сильно неоднородным полем, транспортировки пучка в пространстве взаимодействия прибора, осаждения пучка на коллекторе. По мере возможности, все эти вопросы будут последовательно отражены в рамках обзора. Наибольшее внимание мы решили уделить собственно формированию пучка от катода до канала транспортировки. Во-первых, этот вопрос является центральным во всей задаче, и, во-вторых, он еще мало обсуждался по сравнению с большинством других (соответствующие ссылки на статьи и обзоры будут приводиться по мере изложения).

Сразу введем общие для всего обзора обозначения физических величин: \vec{E} , Φ — электрическое поле и его скалярный потенциал, \vec{H} , \vec{A} — магнитное поле и его векторный потенциал, I — ток пучка, j — плотность тока, U — напряжение на элементах схем, электродах, e , m — заряд и масса покоя электрона, c — скорость света, r , θ , Z — текущие цилиндрические координаты, r_k , r_a , r_b — радиусы катода, анода, пучка (внешний), R — радиус канала транспортировки, $\vec{p} = m\gamma\vec{v}$ — импульс электрона, $\Omega = eH/mc\gamma$ — циклотронная частота, $\omega_B = (4\pi e^2 n/m\gamma^3)^{1/2}$ — ленгмюровская частота продольных колебаний электронов пучка с концентрацией n . Другие обозначения вводятся в тексте составляющие векторов сопровождаются очевидными индексами. Для записи напряжений и токов обычно используются удобные величины $mc^2/e = 511 \text{ кВ}$, $mc^3/e = 17,04 \text{ кА}$.

1. Генерирование мощных импульсов для сильноточных ускорителей

В основе работы СЭУ лежит единый принцип относительно медленного накопления энергии с последующим быстрым ее использованием для прямого ускорения электронов электрическим полем в промежутке катод-анод инжектора. Разнообразные инженерные решения, как правило, укладываются в блок-схему [5], приведенную на рис.1. Основными элементами генератора импульсов ускоряющего напряжения являются источник зарядного напряжения, первичный накопитель энергии, промежуточный накопитель ("уплотнитель") энергии и его коммутатор. Необходимость в одном или нескольких промежуточных накопителях обусловлена тем, что первичный накопитель не позволяет непосредственно сформировать достаточно мощный импульс ускоряющего напряжения с наносекундными длительностями фронта и спада из-за нарастания паразитных параметров его разрядного контура при увеличении запасаемой энергии. Именно промежуточный накопитель с коммутатором обычно обеспечивает получение импульса ускоряющего напряжения с требуемыми параметрами.

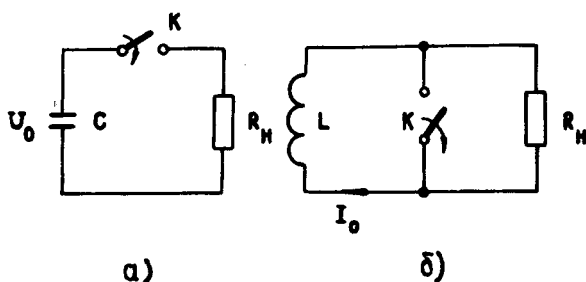


Р и с.1. Блок-схема сильноточного электронного ускорителя (СЭУ): 1-источник зарядного напряжения; 2-первичный накопитель энергии; 3-промежуточный накопитель энергии; 4-коммутатор промежуточного накопителя; 5-электронная пушка; 6-СРЭП.

Первичный накопитель. Первичное накопление энергии можно осуществить в емкости C , заряжаемой до напряжения U_0 (накопленная энергия $W_0 = CU_0^2/2$), или в индуктивности L с током I_0 (энергия $W_0 = LI_0^2/2$), (рис.2). В первом случае энергия в нагрузку R_n передается при замыкании коммутатора K , во втором - при его размыкании. В принципе, энергию можно запасать в виде кинетической (например, энергия вращающегося ротора электрической машины), электрохимической (энергия аккумулятор-

ной батареи), химической (энергия взрывчатых веществ). В табл.1 приведены сравнительные характеристики накопителей различного типа [6, 7].

Плотность энергии \tilde{W} характеризует объемную "эффективность" запасения энергии, и с учетом реально достигнутой энергии W_0 позволяет судить о геометрических размерах каждого накопителя. Удельный ток короткого замыкания \tilde{I} и минимальная длительность формируемых импульсов $\tau_{\text{и}}$ дают возможность оценить максимальную удельную мощность \tilde{P} , а с учетом размеров - и полную мощность P в импульсе.



Р и с. 2. Подключение нагрузки к емкостному и индуктивному накопителям.

В отношении запасаемой энергии W_0 индуктивные накопители имеют некоторое преимущество перед емкостными, но из-за отсутствия быстрого коммутатора-разделителя (сейчас применяются только взрывные размыкатели [6,8]) не удается получить времени коммутации меньше 10^{-7} с. Кроме того, процесс накопления энергии в индуктивном накопителе, выполненном из обычных проводящих материалов, может быть только импульсным ввиду значительных джоулевых потерь.

Сравнение различных накопителей (табл.1) показывает, что, несмотря на меньшее удельное энергосодержание, конденсаторы обеспечивают наибольшие импульсные токи и значительные импульсные мощности. Поэтому они используются в качестве первичных накопителей в большинстве генераторов мощных высоковольтных импульсов СЭУ.

Применяемые схемы включения емкостных накопителей [5] при запасенных энергиях W_0 в несколько килоджоулей и вы-

Таблица 1

Тип накопителя	$\tilde{W}(\text{Дж}/\text{дм}^3)$	$W_0(\text{Дж})$	$\tilde{I}(\text{А}/\text{дм}^3)$	$\tau_n(\text{с})$	$\tilde{P}(\text{Вт}/\text{дм}^3)$	$P(\text{Вт})$
Конденсаторы	$(0,5-3)10^2$	10^7	10^4	10^{-8}	$(1-5)10^8$	$(1-10)10^{13}$
Индуктивности	$(1-4)10^4$	10^8	$1-10$	10^{-1}	$(1-10)10^5$	$(1-10)10^9$
Механические накопители	$(1-4)10^4$	10^8	$3-10$	10^{-4}	$(3-10)10^4$	$(1-10)10^8$
Аккумуляторы	$(1-5)10^5$	10^8	$(3-10)10^2$	10^{-3}	$(3-10)10^2$	$(1-10)10^5$
Взрывчатые вещества	10^7	10^8	-	10^{-7}	10^{14}	10^{15}

ше из-за значительных паразитных индуктивностей не позволяют получать наносекундного времени нарастания импульса и непосредственно использовать накопитель в качестве источника ускоряющего напряжения СЭУ наносекундного диапазона. Однако для создания сильноточных пучков микросекундной длительности, при не столь жестких требованиях к фронту и спаду импульса напряжения (см. первые эксперименты [9, 10]), первичные накопители могут служить непосредственно источниками ускоряющего напряжения.

Промежуточные накопители, коммутаторы. В качестве промежуточных накопителей чаще всего используются линии с распределенными параметрами, формирующие импульс ускоряющего напряжения при разряде на электронную пушку СЭУ. Характеристики различных линий приведены в табл.2.

Т а б л и ц а 2

Тип линии	Волновое сопротивление (Ом)	Максимальная напряженность электрического поля	Удельный ток
Коаксиальная	$\frac{60}{\sqrt{\epsilon}} \ln \frac{D_1}{D_2}$	$\frac{2 U_0}{D_2 \ln D_1 / D_2}$	$\frac{I}{D_2} = 4,16 \cdot 10^{-3} E \sqrt{\epsilon}$
Полосковая	$3,77 \frac{d}{b \sqrt{\epsilon}}$	$\frac{U_0}{d}$	$\frac{I}{b} = 1,33 \cdot 10^{-3} E \sqrt{\epsilon}$
Дисковая	$\frac{60 d}{D \sqrt{\epsilon}}$	$\frac{U_0}{d}$	$\frac{I}{D} = 8,34 \cdot 10^{-3} E \sqrt{\epsilon}$

Удельный ток определен как отношение тока к формфактору: для коаксиальной линии - к диаметру внутреннего цилиндра D_2 , для полосковой - к ширине линии b (d - зазор между электродами), для дисковой - к некоторому диаметру D , меньшему внешнего диаметра дисковой линии.

Удельный ток зависит только от напряженности электрического поля E , ограниченной прочностью изоляции линии, и от диэлектрической проницаемости ϵ .

Применяются промежуточные накопители, использующие и более сложные схемы. Исключительное место в технике СЭУ заняли промежуточные накопители, выполненные по принципу последовательного включения формирующих линий с изменением полярности напряжения на линии при коротком замыкании. Такая схема с двойной формирующей линией (ДФЛ) получила название линии Бломляйна [11], по имени изобретателя. Удобной является компоновка коаксиальных ДФЛ, при которой внешний электрод первой линии служит корпусом всего промежуточного накопителя, средний электрод является общим для обеих линий, а нагрузка включается между центральным электродом (т.е. внутренним электродом второй линии) и корпусом. Коммутация при этом может осуществляться между любой парой соседних электродов.

Длительность импульсов ускоряющего напряжения, формируемых в промежуточных накопителях в виде линий с распределенными параметрами, не превышает 10^{-7} с. Попытки увеличения длительности импульса приводят к чрезвычайному росту размеров промежуточного накопителя. Поэтому формирование импульса напряжения микросекундной длительности от генератора импульсного напряжения (ГИН) — первичного накопителя удобнее всего осуществлять с помощью корректирующих цепей с сосредоточенными параметрами, например, состоящими из двух или более несвязанных колебательных контуров, включенных последовательно между ГИном и нагрузкой [12]. В этом случае расчет параметров контуров проводится для фиксированных значений длительности импульса τ_H и сопротивления электронной пушки R_H . Следует иметь при этом в виду, что особенности работы самой электронной пушки существенно влияют на форму импульса напряжения из-за изменений сопротивления R_H за время τ_H .

Одной из самых острых проблем для промежуточных накопителей является проблема высоковольтной изоляции. Чтобы получать большие токи пучка на выходе СЭУ, необходимо уменьшить волновое сопротивление линий, на которых выполнен промежуточный накопитель. Как видно из табл. 2, это, в свою очередь, приводит к уменьшению расстояний между электродами линий, которые определяют изоляционную проч-

ность конструкций. Ориентировочные значения максимально допустимых напряженностей электрического поля ($E_{пр}^+$, $E_{пр}^-$ для разных полярностей) и времен нарастания поля до этих значений приведены в табл. 3.

Т а б л и ц а 3

Диэлектрики	ϵ	$E_{пр}^+$ (МВ/см)	$E_{пр}^-/E_{пр}^+$	Время нарастания поля до $E_{пр}$ (с)
Масло трансформаторное	2,3	0,2 - 0,3	1,5	10^{-6}
Глицерин	44	0,2 - 0,3	-	10^{-6}
Вода	81	0,10 - 0,15	2	10^{-6}
Майлар (лавсан)	2,8	2,1 - 2,6	-	10^{-6}
Газ под давлением	1	0,5 - 0,6	-	-
Полиэтилен	2,3	1,4 - 1,7	-	-
Полипропилен	2,6	2,0	-	нет зависимости
Вакуум	1	0,2	-	-

При выборе типа промежуточного накопителя, его изоляционной конструкции, типа диэлектрика и т.д. трудно сделать достаточно общие рекомендации в пользу какого-либо варианта. Каждый раз необходимо учитывать такие факторы, как требуемые параметры электронного пучка, параметры первичного накопителя, условия размещения и режим эксплуатации СЭУ, надежность и т.д.

Наряду с проблемами оптимального накопления энергии также остро стоят проблемы быстрой коммутации больших энергий. Идеальный коммутатор должен обладать низкой индуктивностью, малыми потерями и обеспечивать возможность

синхронизации с наносекундной точностью. В качестве коммутаторов используются искровые разрядники, работающие в атмосфере сжатого газа, жидкостные и твердотельные разрядники [5, 8, 13].

Многочисленные экспериментальные исследования предразрядных явлений и пробоя различных диэлектрических сред лишь качественно объясняются существующими теоретическими схемами пробоя. Вследствие большой сложности и многообразия явлений, протекающих на разных стадиях пробоя, достаточно точные аналитические расчеты времени формирования практически отсутствуют, и в разработке коммутаторов преобладает эмпирический подход.

Подача высоковольтного импульса на электронную пушку. Высоковольтным вводом электронной пушки служит ускорительная трубка, содержащая изолятор, рассчитанный на максимальное импульсное напряжение ускорителя, и катодный держатель, позволяющий конструктивно так разместить катод, чтобы испаряющиеся материалы катода и анода не повлияли существенно на изоляционные свойства всей системы. Конечной нагрузкой генератора импульсов ускоряющего напряжения является сильноточный диод, в котором происходит формирование пучка электронов.

Размеры и конструкция изолятора определяются его электропрочностью в вакууме, которая возрастает с уменьшением длительности импульса, и для $\tau_{и} = 100$ нс пробивные напряженности $E_{пр}$ в 1,5-2 раза выше, чем в статическом случае [14]. Кроме того, напряженность $E_{пр}$ возрастает примерно втрое, когда силовые линии поля направлены под углом 45° к поверхности диэлектрика [15,16]. Для предотвращения развития электронных лавин по поверхности изолятора и выравнивания электрического поля вдоль ускорительной трубки часто используются секционные изоляторы, состоящие из набора чередующихся изоляционных колец, скошенных с вакуумной стороны под углом 45° , и металлических колец. Пробивную напряженность поля для таких изоляторов можно определить из эмпирического соотношения [17]:

$$E_{пр} \left(\frac{кВ}{см} \right) = 2,4 \cdot 10^3 \tau_{и}^{-1/3} h^{-1/6}, \quad (1.1)$$

где $h(\text{см})$ — длина изолятора, $\tau_{\text{и}}(\text{нс})$ — эффективная длительность импульса. На практике обычно выбирают напряженность поля $E \leq 0,8 E_{\text{пр}}$. (1.1).

Увеличение электропрочности всей конструкции часто обеспечивается введением магнитной изоляции, под которой понимают такое ограничение размеров электронных орбит магнитным полем, когда электроны, не доходя до положительного электрода (анода), возвращаются к исходному. Эффект этот подобен хорошо известной отсечке анодного тока в магнетронных диодах и может достигаться при достаточно больших внешних полях $H > H_{\text{кр}}$ (критического) или даже за счет собственных полей токов по электродам [18–20], например, по катодному держателю (магнитная самоизоляция)*).

Конструкция катодного держателя должна исключать возникновение паразитных токов, идущих к изолятору, поскольку такие токи могут инициировать поверхностный разряд. Для этого силовые линии магнитного поля не должны соединять поверхность катода пушки или катодного держателя с поверхностью изолятора [22]. Индуктивность катодного держателя должна быть достаточно малой, чтобы падение импульсного напряжения на ней было много меньше напряжения на диоде.

Сам диод, формирующий сильноточный пучок, является важнейшим элементом электронной пушки СЭУ, и его работа рассматривается в следующих разделах. С точки зрения формирования импульса напряжения на ускоряющей промежутке катод–анод, нужно согласовать его импеданс с импедансом промежуточного накопителя энергии. Основные трудности такого согласования связаны с тем, что диод представляет собой нелинейное сопротивление (разд. 3,4) с медленно изменяющимися в течение импульса характеристиками.

*) Магнитная изоляция используется также непосредственно при инъекции пучка в канал транспортировки, особенно при формировании пучков микросекундной длительности (см. разд. 4), и позволяет ускорить электронный пучок, не пропуская его через тонкий фольговый анод — наиболее слабый элемент конструкции многих СЭУ (фольга разрушается при плотности пропущенного заряда больше 10^{-4} Кл/см² [21]).

2. Катодные явления.

Взрывная эмиссия электронов

Источником электронов в сильноточном ускорителе, как правило, служит холодный катод. Эмиссия с его поверхности вначале носит автоэлектронный характер и происходит с отдельных участков поверхности (различного рода микронеоднородностей — острий, краев трещин), характеризующихся наибольшим значением напряженности электрического поля

$E \gg 5 \cdot 10^7$ В/см. Автоэмиссионные токи затем инициируют целую совокупность явлений — нагрев и взрыв микроострий с образованием плазмы, получившую название "взрывной эмиссии" (ВЭ).

Использование ВЭ для получения сильноточных электронных пучков обусловлено простотой извлечения электронов из холодного катода [2, 23] и возможностью достижения токов пучка от 10^{-1} до 10^6 А в широком диапазоне длительностей импульса 10^{-10} – 10^{-4} с. Даже на оптически полированной поверхности присутствуют микроскопические острия, и при их взрыве возникает ВЭ. Внешнее магнитное поле не оказывает влияния на инициирование взрывов острий. Однако оно существенно влияет на динамику образующейся катодной плазмы и процессы эмиссии после взрывов.

Разогрев и взрыв острий. Изучение закономерностей ВЭ обычно проводится на острийных эмиттерах [24, 25]. Установлено, что до взрыва острия происходит его сильный нагрев протекающим через него током, сначала автоэмиссионным, а затем термоавтоэмиссионным. Энергетический баланс катода определяется джоулевым теплом и эффектом Ноттингама [26]. Последний обусловлен тем, что электроны проводимости приносят к эмиссионной границе из глубины металла энергию, совпадающую с энергией Ферми. При малых температурах T электроны находятся на низлежащих уровнях, с которых уходят в вакуум при автоэмиссии. Вблизи границы накапливаются горячие электроны, и катод греется. По мере роста температуры все большее число горячих электронов покидает катод, и при температуре инверсии $T \approx T_i$ поверхностный источник тепла Ноттингама становится пренебрежимо малым, и главную роль приобретает джоулев разогрев.

Первоначальное изучение теплового режима катода было проведено Дайком с сотрудниками [27, 28], затем их результаты были дополнены и уточнены [26]. Анализ нагрева цилиндрического эмиттера, ось которого совпадает с Z -направлением, а начало координат с полусферической вершиной приводит к следующей краевой задаче [29]:

$$\frac{\partial y}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 y}{\partial x^2} + y \left(\frac{y_0}{\sin y_0} \right)^2, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial y}{\partial x} \Big|_{x=0} = - \frac{\pi k}{e \sqrt{x_0 \lambda}} \left(\frac{y_0}{\sin y_0} \right)^2 \cos y_0; y|_{x=h} = y_h, \quad (2.2)$$

где $y_h = y|_{x=h}$. Безразмерная координата x , температура y и время τ введены следующим образом:

$$x = j_0 z \sqrt{\frac{x_0}{\lambda}}, \quad \tau = \frac{j_0^2 x_0}{\rho c} t, \quad y_0 = \frac{\pi T_0}{2 T_i},$$

ρ - плотность материала эмиттера, c - удельная теплоемкость, λ - коэффициент теплопроводности, k - постоянная Больцмана, y_0 - относительная температура кончика эмиттера. Считается, что удельное сопротивление меняется по линейному закону $\alpha = \alpha_0 T$. Плотность тока зависит от температуры [30]

$$j = j_0 \frac{y_0}{\sin y_0}, \quad (2.4)$$

где j - плотность тока автоэмиссии, определяемая в соответствии с законом Фаулера и Нордгейма. Температура инверсии T_i (K°) определяется [30] как

$$T_i = 5,32 \cdot 10^{-5} \frac{E}{\sqrt{\varphi}}, \quad (2.5)$$

где φ - работа выхода в эВ, E - напряженность поля на вершине эмиссионной поверхности в В/см.

На рис. 3 представлена расчетная зависимость j/j_0 от τ для вольфрама при $y_0 = 0,29$ и $0,14$ [29]. Вначале плотность тока растет, затем рост замедляется (при этом $T \approx T_i$),

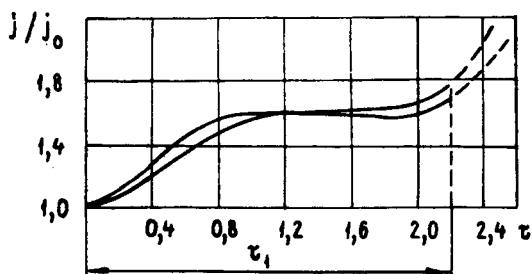
после чего вновь начинается быстрый рост тока за счет джоулева разогрева, приводящий уже к взрыву острия. Время до начала взрыва τ_1 определяется из соотношения

$$j_0^2 \tau_1 \approx 2 \rho C / \alpha_0 \quad (2.6)$$

Для вольфрама экспериментально получено [31], что

$j_0^2 \tau_1 = 4 \cdot 10^9 \text{ A}^2 \text{ c} / \text{см}^4$. При $\tau_1 = 10^{-9} \text{ c}$ плотность тока термоавтоэлектронной эмиссии превышает $10^9 \text{ A} / \text{см}^2$. В этом случае плотность тока определяется объемным зарядом электронов в области эмиттера [26], и время задержки согласно (2.6) зависит от напряженности поля следующим образом:

$$\tau_1 \sim E^{-3} \quad [25].$$



Р и с. 3. Зависимость плотности автоэмиссионного тока через острие от времени.

Расход металла и формирование микрорельефа поверхности катода. При испускании эмиттером автоэлектронного тока с большой плотностью происходит разогрев вершины эмиттера, ее разрушение и унос массы с катода. Измерение массы металла, расходуемого острым катодом, проводилось на (Mo , W , Cu , Al , Ni) остриях. Для острий из Mo коэффициент электропереноса составляет $(2 - 6) \cdot 10^{-5} \text{ г/Кл}$ [32].

Для расчета уноса массы с острия в процессе ВЭ можно пользоваться вышеизложенной моделью разогрева в предположении [32], что весь ток эмиссии проходит через вершину конического острия. Тогда унос массы равен

$$M = \left(6\sqrt{\pi} \sin \frac{\theta}{4} \right)^{-1} \left[\frac{x_0 \rho}{c \ln(T_k/T_0)} \int_0^{\tau_n} i^2(t) dt \right]^{3/4}, \quad (2.7)$$

где θ – угол конуса острейшего катода, T_0 – начальная температура, T_k – критическая температура, принимаемая обычно равной температуре плавления, i – ток эмиссии. На рис.4 приведены расчетные зависимости $M(\tau_n)$ для молибдена при разных θ . Там же представлены экспериментальные точки, полученные при одиночных взрывах. При $\tau_n \leq 40$ нс расчетные и экспериментальные результаты согласуются достаточно хорошо. Следовательно, эрозия катода при указанных условиях удовлетворительно объясняется джоулевой моделью разогрева металла.

При большом числе включений N растет радиус кончика эмиттера и уносимая с катода масса. При этом

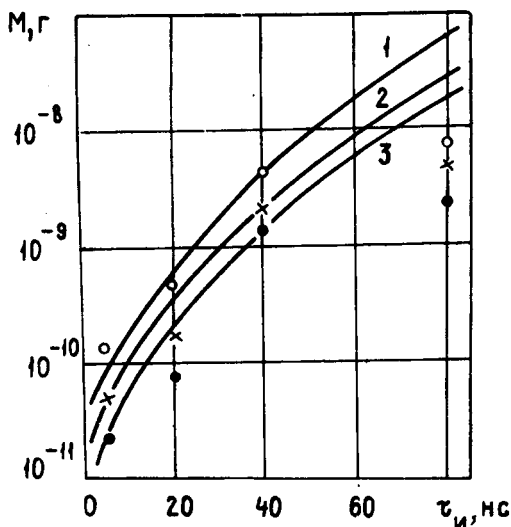
$$M = BN^b, \quad (2.8)$$

где $B = 10^{-10} - 10^{-9}$ г, $b = 0,65 + 0,85$. Однако, несмотря на рост радиуса эмиттера, время запаздывания появления катодной плазмы остается в пределах 10^{-9} с. [33]. Это объясняется усилением поля на катодных микроостриях, возникающих в результате эрозии катода.

Элементарными следами поражения катодной поверхности являются микрократеры (рис.5), образующиеся на дефектах поверхности и в местах примесей у поверхности катода. На фотографиях видно, что кратеры образуются путем выплескивания жидкого металла из локальных участков поверхности. Жидкий металл вытесняется из кратеров давлением плазмы, достигающим $10^9 - 10^{10}$ дин/см². Застывший металл образует нагроможденные друг на друга наплывы. Часть жидкого металла вытягивается в виде микростолбиков, на вершинах которых застывают микрокапельки. Результатом отрыва микрокапельки от микростолбика является образование микроострия и микрочастицы. При этом радиус вершины микроострия оказывается часто меньше 500 \AA [34].

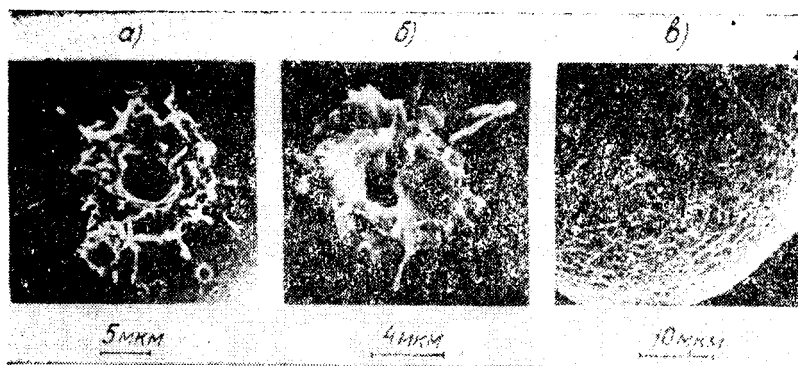
При длительном функционировании катода зарождение новых эмиссионных центров стимулирует плазма, наличие ко-

торой приводит либо к зарядке и последующему пробое диэлектрических включений, либо к усилению поля на микростолбиках, возникающих вблизи первоначального центра взрывной эмиссии.

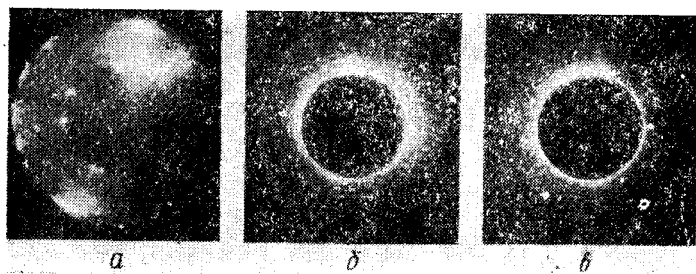


Р и с. 4. Зависимость унесенной массы от длительности импульса напряжения: 1 - $\theta = 8^\circ$, 2 - $\theta = 16^\circ$, 3 - $\theta = 24^\circ$.

Особенности возникновения центров ВЭ на катоде в магнитном поле. Исследование влияния магнитного поля на возникновение центров ВЭ проводилось [35] в коаксиальных диодах с магнитной изоляцией с межэлектродными зазорами $d = 0,5 - 3$ см при микросекундных импульсах напряжения $U = 100 - 600$ кВ. В отсутствие магнитного поля на катодах (С, Al, Cu) формируются отдельные эмиссионные центры. Число их максимально на графите. Интенсивность свечения центров неодинакова. По-видимому, через наиболее яркие центры проходит основной ток, так как напротив них образуется анодная плазма и развивается пробой (рис. 6, а). Плотность центров на катоде неодинакова, вблизи эффективных центров она меньше, соседние центры возникают на не-



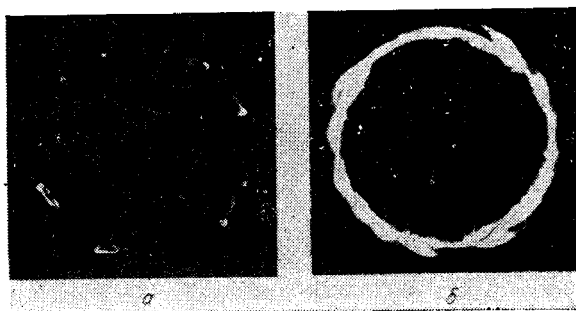
Р и с. 5. Микрократеры на поверхности катода.



Р и с. 6 Свечение плазмы в дне:
а) $H = 0$, б) $H = 6$ кЭ, в) $H = 18$ кЭ.



Р и с. 7 Развитие прикатодной плазмы в диоде с магнитной изоляцией: а) $\tau_{\text{н}} = 0,3$ мкс, б) $\tau_{\text{н}} = 1,3$ мкс.



Р и с. 10. «Автографы» электронного пучка с *Si*-катода, $r_{\text{к}} = 3,2$ см, $H = 18$ кЭ: а) $\tau_{\text{н}} = 0,7$ мкс, б) $\tau_{\text{н}} = 3$ мкс.

котором расстоянии от них. Образование новых центров вблизи функционирующих затруднено уменьшением поля E на катоде в окрестности центра плазменным факелом и экранирующим действием расходящегося электронного пучка. Снижение напряженности E приводит к увеличению времени запаздывания образования эмиссионных центров ($\tau_1 \sim E^{-3}$), и при $\tau_1 > \tau_n$ центры вообще не образуются.

Внешнее магнитное поле H , параллельное эмиссионной поверхности, приводит к увеличению числа, а также однородности интенсивности свечения центров ВЭ и их распределения по поверхности катода (рис.6, б, в). Магнитное поле H существенно изменяет движение свободных электронов, которые дрейфуют в скрещенных полях вдоль поверхности катода. Поэтому снижение напряженности E вблизи центров эмиссии ослабляется, время запаздывания взрывов τ_1 уменьшается, а число центров ВЭ растет.

Образование лидирующих эмиссионных центров на катоде можно предотвратить не только наложением поперечного магнитного поля $H \perp E$, но и использованием импульса напряжения с малой длительностью фронта 10^{-9} с. В этом случае при достаточно большой напряженности времена запаздывания взрывов τ_1 могут быть меньше 10^{-9} с, и поэтому центры ВЭ возникают равномерно по всей кромке катода. Весьма существенно, что при использовании импульсов напряжения с наносекундной длительностью фронта и высокой стабильностью, катод с ВЭ в магнитном поле позволяет формировать электронные пучки с разбросом полного тока от импульса к импульсу $\sim 0,5\%$ *).

В размножении эмиссионных центров под плазмой при длительном функционировании катода наблюдается ряд особенностей [37]. При возбуждении единичного центра ВЭ появление новых центров происходит преимущественно в направлении дрейфа плазмы в $E \perp H$ полях. Рис.7 иллюстрирует картину свечения в диоде при $H = 10$ кЭ, $U = 30$ кВ и двух значениях τ_n . Скорость продвижения границы эмиссионных центров составляла $(0,5 \div 2) \cdot 10^6$ см/с. Увеличению числа эмиссионных центров на катоде способствует возрастание потенциала граничных слоев прикатодной плаз-

*)Этот результат получен С.Д.Коровиным на установке [36]

мы в магнитном поле.

Плазма катодного факела. После взрыва микроучастка катода образуется катодный факел, состоящий из плазмы, нейтральных паров материала катода и микрокапель, а также десорбированного с катода газа. Исследование состава плазмы катодного факела для Al катода [38] показало, что двухзарядные ионы Al появляются одновременно с началом роста электронного тока, а момент появления излучения однозарядных ионов заметно сдвинут относительно начала роста тока. Это объясняется тем, что в плазме факела концентрация Al II меньше, чем Al III. После окончания импульса тока интенсивность излучательных переходов одно- и двухзарядных ионов продолжала нарастать и достигала максимума через 15-20 нс для линий Al III (452,9 нм) и через 20-30 нс для линий Al II (466,6 нм). Такой характер свечения типичен для рекомбинационного послесвечения плазмы и свидетельствует о присутствии ионов Al IV, излучательные переходы которого лежат в ультрафиолетовой области. Температура электронов в плазме факела, определенная по отношению интенсивности линий Al III (452,9 и 447,9 нм), оказалась равной $4,5 \pm 0,8$ эВ [38]. Из-за малых размеров факела прямое определение концентрации электронов в нем затруднительно. Измерения концентрации были выполнены [39, 40] голографическими и интерферометрическими методами в диапазоне токов от 4 до 80 кА. Оказалось, что на расстоянии порядка 10^{-2} см от кончика острейшего катода концентрация электронов на оси факела достигает 10^{19} см⁻³. Скорость расширения катодной плазмы, измеренная для металлов и графита, составляет $(1-3) \cdot 10^6$ см/с [25]. В гидродинамической модели расширяющегося катодного факела [41] считается, что ток ВЭ в двухкомпонентной плазме (электроны и ионы с зарядовым числом Z) переносится только подвижными электронами. Вначале разлет плазмы происходит адиабатически, и температуры электронов и ионов совпадают. В автоматическом пределе, когда размер факела становится много больше объема взорвавшегося металла, для скоростей разлета получено

$$v_p = \sqrt{\frac{4\gamma}{\gamma-1} (\xi_i + Z \xi_e)},$$

где ξ_e , ξ_i - начальные удельные энергии электронов и ионов, γ - показатель адиабаты. Если принять в качестве ξ_i удельную энергию сублимации материала катода, в качестве ξ_e - энергию Ферми, деленную на массу иона, взять $Z = 2 - 3$ и $\gamma = 5/3$, то значения v_p , найденные на основании (3.9), удовлетворительно соответствуют эксперименту [25].

Если же плазма расширяется не в вакуум, а в среду с противодействием P , то скорость разлета v_{pp} становится меньше

$$v_{pp} = v_p \left[1 - \frac{P}{P_{пл}} \frac{\gamma - 1}{2\gamma} \right], \quad (3.10)$$

где $P_{пл} = n_e k T_e + n_i k T_i$ - давление плазмы в факеле. Противодействие P может осуществляться остаточным газом или электромагнитными полями.

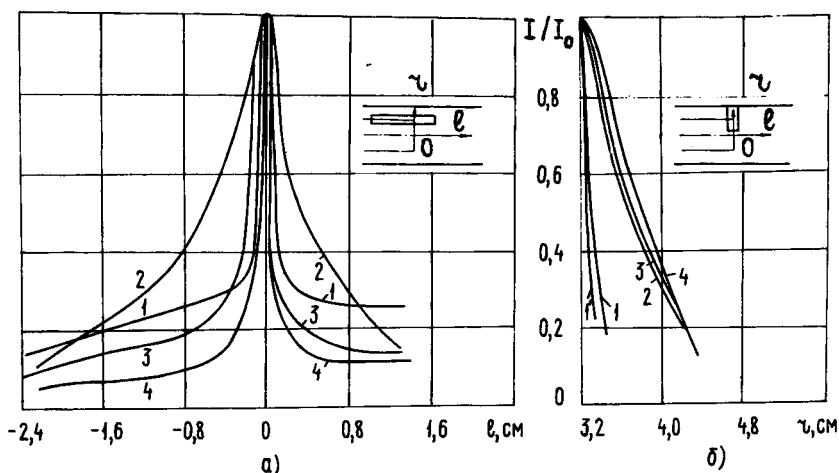
В процессе разлета плазмы от острия ее концентрация на периферии будет снижаться. В этих условиях согласно экспериментам [42] скорость разлета уменьшается до 10^5 см/с

и меньше. Тогда можно выделить две характерные области. Непосредственно вблизи острия на расстояниях порядка длины свободного пробега электрона происходит ионизация и возбуждение паров металла. Эта область "столкновительная". На периферии концентрация мала и длина свободного пробега больше характерного размера этой области, которую можно назвать "бесстолкновительной".

Катодная плазма в диоде с магнитной изоляцией. Исследование спектрограмм излучения катодной плазмы в магнитном поле [35] указывает на присутствие в плазме как катодных материалов (AlI, AlII, AlIII, CuI, CuII), так и продуктов крекинга углеводородов (C_2 - система Свана,

CH-система 430,0 нм, $H_{\alpha, \beta, \gamma}$, CI, CII). Интенсивность последних значительно превышает интенсивность линий металла. Результаты фотометрирования на ИФО-451 некоторых линий излучения плазмы в аксиальном и радиальном направлениях приведены на рис.8 (для медного катода). Положение щели спектрографа показано на соответствующих рисунках. Характер зависимостей интенсивности излучения, осо-

бенно для линий металла, не одинаков вдоль и поперек магнитного поля. В радиальном направлении интенсивность линий плавно спадает (для металла быстрее) от катода. В аксиальном направлении интенсивности быстро спадают (за исключением H_{β}) вблизи края катода, а затем слабо изменяются, при этом плазма распространяется от края катода вдоль магнитного поля в обоих направлениях.



Р и с. 8. Зависимость интенсивности излучения прикатодной плазмы от расстояния,

$$r_k = 3,2 \text{ см}, \quad \tau_H = 3 \text{ мкс},$$

$$H = 5,1 \text{ кЭ}, \quad U_0 = 230 \text{ кВ}.$$

$$1 - \text{Cu I } 1521,8 \text{ нм}, \quad 1' - \text{Cu II } 490,9 \text{ нм},$$

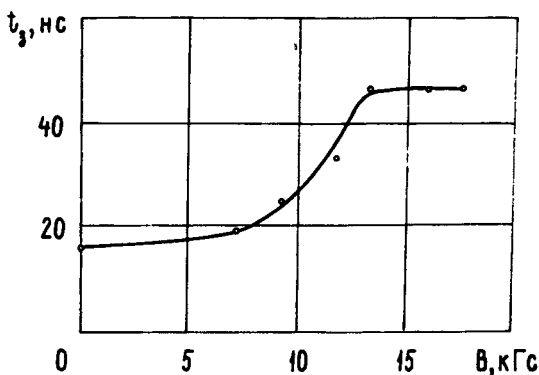
$$2 - H_{\beta} 458,0 \text{ нм}, \quad 3 - C_2 516,5 \text{ нм},$$

$$4 - C \text{ II } 558,9 \text{ нм}.$$

Ширина контура бальмеровских линий водорода в максимуме интенсивности не превышала ширины инструментального контура, что указывает на отсутствие штарковского уширения этих линий и позволяет оценить концентрацию плазмы $n_e < 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Вопрос о разлете катодной плазмы в диодах с магнитной изоляцией является одним из основных для формирования СРЭП применительно к задачам СВЧ электроники. Разлетом прикатодной плазмы определяются пространственно-временные характеристики пучка (см. разд. 4), и поэтому конструирование каждого мощного релятивистского генератора или усилителя СВЧ должно опираться на закономерности изменения "плазмокатода", особенно в микросекундном диапазоне длительности.

Первые исследования [43] формирования пробоя в диоде с ВЭ в поперечном магнитном поле показали, что время перемыкания вакуумного промежутка увеличивается вследствие замагничивания электронов, эмитируемых катодным факелом. Рис. 9 иллюстрирует задержку начала роста анодного тока от величины магнитного поля.



Р и с. 9. Зависимость задержки тока на анод от магнитного поля.

В работе [35] исследовалась скорость разлета катодной плазмы поперек магнитного поля $H = 6 - 18$ кЭ в коаксиальном диоде с амплитудой тока до 4 кА при напряжении

$U = 300$ кВ. Эта скорость определялась по расширению электронного пучка с помощью системы коллекторов, установленной в конце трубы дрейфа. Измерения показали, что поперечная скорость плазмы на Al - и Cu - катодах практически не зависит от магнитного поля H и равна

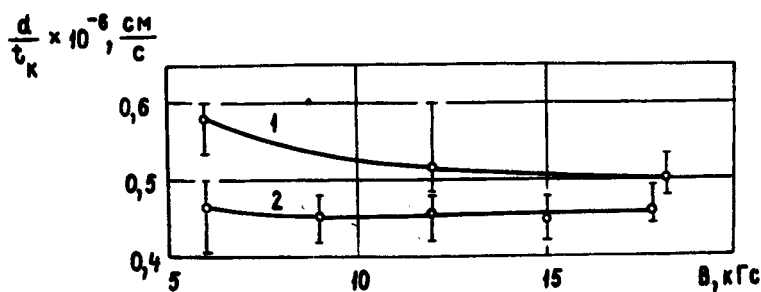
$4,5 \cdot 10^5$ см/с, а на графитовом катоде она несколько больше при $H = 6$ кЭ ($\sim 10^6$ см/с) и сравнивается с указанной выше для Al - и Cu - катодов при $H \geq 12$ кЭ. Из фотографий (рис. 6, б, в) катодной плазмы видно, что на фоне диффузного свечения наблюдаются плазменные струи в направлении, соответствующем дрейфу в скрещенных $E \perp H$ полях. С ростом H струи прижимаются к катоду. Эти струи наблюдаются также на "автографах" пучка (рис. 10). Оценки поперечной скорости плазмы, выполненные на основании экспериментов [44], дают величину около $\sim 10^6$ см/с.

Наличие азимутального дрейфа плазменных струй свидетельствует о проникновении внешнего магнитного поля H в катодную плазму. Наложение аксиального поля H в цилиндрическом коаксиальном диоде резко уменьшает поперечную скорость распространения катодной плазмы $U_{p\perp}$ (по радиусу), а анодная плазма не образуется, так как при $H \geq 10$ кЭ электроны на анод практически не попадают.

Скорость плазмы $U_{p\perp}$ измерялась также по скорости расширения свечения вокруг катода [45], по скорости расширения трубчатого пучка, регистрируемой при помощи набора диафрагм [46]. Измеренная скорость при $H \geq 10$ кЭ в среднем составляла $(3 - 5) \cdot 10^5$ см/с, т.е. на порядок меньше, чем при $H = 0$. Все эксперименты проводились при напряжениях $U \leq 500$ кВ. Скорость расширения внешнего края пучка согласуется с точностью 20% с величиной d/t_k , определяемой временем перемигания t_k (временем высоковольтной стадии разряда в диоде) межэлектронного зазора d [35]. Таким образом, пробой поперек магнитного поля обусловлен распространением плазмы внутрь промежутка. Было показано [47], что d/t_k возрастает с уменьшением d . В поле $H = 18$ кЭ при $d = 11,6,4$ мм величина d/t_k равнялась соответственно $4,5 \cdot 10^{-5}$,

$5 \cdot 10^5$, $6,7 \cdot 10^5$ см/с, что качественно согласуется с

результатами [48] в диоде обращенной геометрии (внешний катод). На рис.11 приведена экспериментальная зависимость $d/t_k(H)$ в диапазоне $H = 6 - 18$ кЭ для двух зазоров d . С уменьшением d зависимость времени перемыкания от магнитного поля проявляется сильнее. Предварительное обезгаживание катода (T_d [35]) практически не изменяло величину d/t_k .



Р и с. 11. Зависимость скорости перемыкания d/t_k диода с цилиндрическим Cu катодом от магнитного поля H : 1- $d = 6$ мм, 2- $d = 11$ мм.

Исследование дрейфа плазмы поперек магнитного поля проводилось также в диоде с цилиндрическим анодом и острым катодом (C , Al , Cu , Mo , W), установленным по радиусу [47]. В такой геометрии диода изменяются условия азимутального дрейфа катодной плазмы и уменьшается количество десорбированного газа вследствие малой площади катода. Измерения ($d = 3 - 10$ мм, $U \leq 300$ кВ) показали, что величина d/t_k в диапазоне $H = 6 - 12$ кЭ зависит от магнитного поля (рис.12). При $d = 3$ мм увеличение магнитного поля в указанном интервале приводит к уменьшению d/t_k от $1,4 \cdot 10^6$ до $3,6 \cdot 10^5$ см/с.

Дальнейшее увеличение H уже не изменяет существенно скорость пробоя. При $d = 4$ мм описанная зависимость менее выражена, при $H = 18$ кЭ скорость перемыкания падала до $2 \cdot 10^5$ см/с.

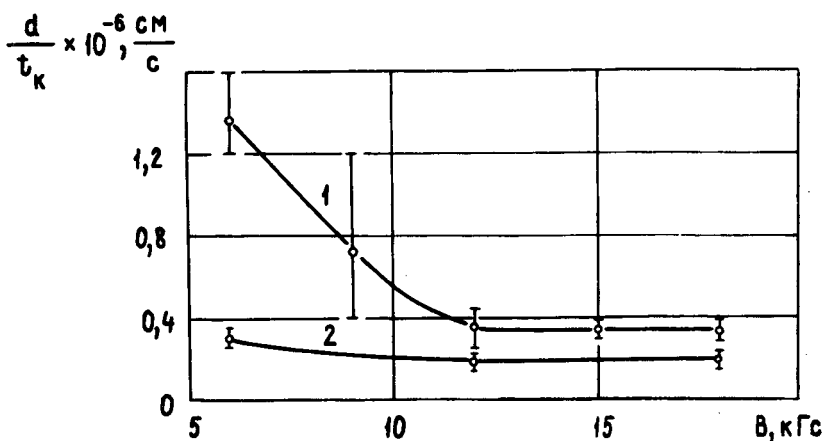
Скорость перемыкания зависит и от материала катода.

Это показывает табл.4, составленная на основании измерений в диоде с острым катодом [47] при $H = 12$ кЭ.

Т а б л и ц а 4

Материал	Al	W	Mo	Cu	C
$\frac{d}{t_k} \cdot 10^{-5}$ (см/с)	2,3	2,6	2,7	3,6	6,6

Такая зависимость от материала катода указывает, что скорость переключения определяется именно скоростью катодной плазмы U_{pl} . Величина d/t_k для острого катода вдвое - втрое выше, чем для цилиндрического.



Р и с. 12. Зависимость d/t_k для диода с острым Cu - катодом от магнитного поля H : 1 - $d = 3$ мм, 2 - $d = 4$ мм.

Для выяснения роли азимутального дрейфа катодной плазмы в пробое использовалось несколько острий, установленных радиально в одной плоскости ($Z = \text{const}$). При малых расстояниях между вершинами острий δ плазменные струи с отдельных острий сливаются и скорость переключения ста-

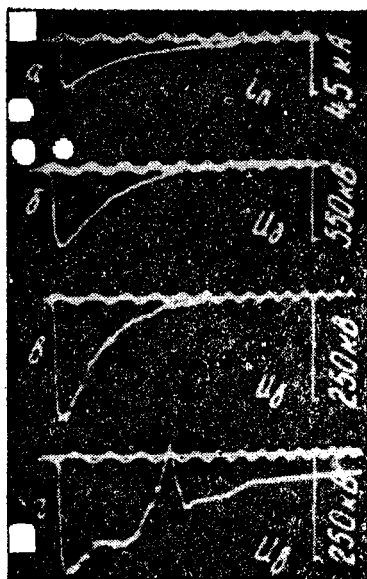


Рис. 13 Осциллограммы тока пучка (а), напряжения на диоде (б) и разности потенциалов между пучком и трубой дрейфа при расстояниях катод—делитель напряжения 16,5 см (в) и 8,2 см (г). Частота калибровочной синусоиды 2 МГц.

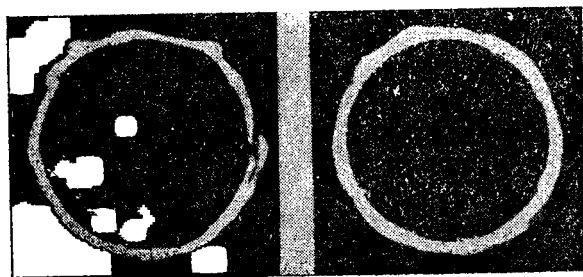


Рис. 18 «Автографы» электронного пучка с графитного катода, $r_k = 3$ см: а) $H = 6$ кЭ, б) $H = 18$ кЭ.

новится такой же, как для цилиндрического катода, а с увеличением δ эта скорость уменьшается вследствие свободного азимутального дрейфа плазмы и приближается к d/t_k для одиночного острья.

Сейчас еще нет общепринятого представления о механизме разлета катодной плазмы поперек магнитного поля. Из сопоставлений магнитного и кинетического давлений можно считать, что поле $H \approx 20$ кЭ проникает в плазму вплоть до концентраций $n_e \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$. У поверхности катода на расстояниях $\leq 10^{-2} \text{ см}$ $n_e \approx 10^{19} \text{ см}^{-3}$ [39]. Там скорость разлета, по-видимому, такая же, как без магнитного поля и равна $(1 - 3) \cdot 10^6 \text{ см/с}$ [25]. В области с пониженной концентрацией скорость разлета падает практически на порядок. Существенную роль в разлете плазмы играет ее азимутальный дрейф в скрещенных $E \perp H$ полях. Так, разнесение эмиссионных центров (острые катоды) значительно увеличивает время магнитной изоляции. Разлету плазмы поперек поля H могут также способствовать движущиеся нейтралы.

Вдоль магнитного поля дрейф катодной плазмы происходит значительно быстрее. Как показали измерения [49], произведенные с помощью емкостного датчика в канале дрейфа при $U_0 \approx 600 \text{ кВ}$, $H \approx 18 \text{ кЭ}$, $I \approx 4 \text{ кА}$, продольная (по \vec{H}) скорость разлета плазмы составила $U_{pH} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$. Характерная осциллограмма сигнала U_B с делителя при расстоянии катод - делитель 8,2 см приведена на рис. 13 г. Возрастанию сигнала с делителя (на осциллограмме наблюдается перегиб) соответствует момент прихода плазмы. Изменение давления в трубе дрейфа от 10^{-5} до 10^{-4} торр не влияло на скорость U_{pH} .

Скорость плазмы вдоль магнитного поля измерялась также на установке, описанной в [35], в коаксиальной системе формирования, в которой труба дрейфа сочленялась с более широкой анодной трубой ступенчатым переходом (такой инжектор иногда называют торцевым диодом). Регистрировалось время, за которое катодная плазма доходит до трубы дрейфа при различных расстояниях от графитового катода ($U = 400 \text{ кВ}$, $H = 18 \text{ кЭ}$, $I = 1,5 \text{ кА}$). Измерения скорости

$U_{p||} \approx 6 \cdot 10^6$ см/с существенно меньше, чем в предыдущем эксперименте, возможно, из-за меньшей величины тока пучка.

Механизмы продольного дрейфа плазмы можно связывать с движением фронта ионизации десорбированных (и остаточных) газов, с дрейфом в скрещенных E_z , H_θ полях. Вопрос этот нуждается в дополнительной экспериментальной и теоретической проработке. Иллюстрацией различного характера радиального и осевого разлетов плазмы являются кривые интенсивности свечения линий материала катода (Cu) вдоль и поперек магнитного поля на рис. 8, а, б.

3. Разновидности диодов с взрывной эмиссией

Известные модификации диодов с ВЭ можно грубо свести к трем основным типам. Диоды первого типа (с остройными — ми катодами) предназначены для получения электронных потоков с большими поперечными сечениями (до 10^4 см²) [50] с небольшой плотностью тока $0,1 - 10$ А/см². Они применяются при комбинированной накачке мощных газовых лазеров, для получения низкотемпературной плазмы, а также в технологии. Диоды второго типа, обычно планарной конструкции, предназначены для получения плотных пучков с $j \approx 10^2 - 10^7$ А/см² и используются [13] в экспериментах по взаимодействию электронных пучков с различными средами: для нагрева плазмы, генерации рентгеновских импульсов, прямой накачки лазеров. Диоды такого типа, могут применяться и для целей СВЧ электроники в условиях сильной замагниченности (см. ниже). Наконец, диоды третьего типа — это диоды с магнитной изоляцией [51], формирующие трубчатые пучки с небольшим разбросом по энергии. Одно из основных их применений связано с релятивистской СВЧ электроникой.

Диоды с остройными катодами. Закономерности протекания тока ВЭ в диоде зависят от величины собственных полей потока, от параметров плазмы катодного факела, от присутствия и параметров анодной плазмы. Кратко остановимся на пространственно-временной структуре тока ВЭ из одного

эмиссионного центра (острия) в слаборелятивистском случае,¹ пренебрегая действием собственного магнитного поля.

В начальной стадии протекания тока концентрация плазмы катодного факела высока как в глубинной, так и в периферийной области, и эмиссионная способность поэтому велика. Избыток электронов, эмитируемых из катодной плазмы, создает впереди факела отрицательный объемный заряд и виртуальный катод. Поэтому внешнее электрическое поле практически не оказывает влияния на движение плазмы (ее граничного слоя). Скорость расширения плазмы U_p обусловлена наличием виртуального катода и газодинамическими процессами, а ток определяется законом Чайлда-Ленгмюра [52]. На более поздних стадиях расширения плазмы ток электронов, покидающих плазму, ограничивается током насыщения плазмы.

На ранней стадии ток из одиночного сферического факела на кончике острия [2] при $U_p t < d$ равен

$$I = A_1 U^{3/2} \frac{v_p t}{d - v_p t}, \quad (3.1)$$

где $A_1 = 37 \cdot 10^{-6} \text{ A/V}^{3/2}$, d — расстояние катод-анод, U — напряжение на диоде. При $v_p t > d/2$ имеет место другая зависимость

$$I = A_2 U^{3/2} \left(\frac{v_p t}{d - v_p t} \right)^2, \quad (3.2)$$

где $A_2 = 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ A/V}^{3/2}$. Кроме случаев, описываемых этими формулами, на практике существуют и другие, обусловленные различными конфигурациями катодов и числом образующихся на них факелов. Важно, однако, что всегда зависимость тока от напряжения и времени имеет характер

$$I/U^{3/2} = F(v_p t/d). \quad (3.3)$$

Время, в течение которого ток I достигает определенной величины при заданном напряжении U , пропорционально расстоянию d ($t \sim d/v_p$), что неоднократно подтвердилось экспериментально.

Ток, снимаемый с многоострийного катода, является про-

стой суммой токов одиночных острийных катодов, если расстояние между ними $\ell_{\text{ост}}$ больше их высоты h . При близком расположении острий сказывается эффект экранирования, возникновение эмиссии с одного острия может подавить эмиссию с соседних. Чтобы добиться стабильности работы всего катода, приходится усложнять его конструкцию, на пример, подключать последовательно к каждому элементарному катоду сопротивление и таким способом выравнивать токи, снимаемые с острий [53].

Катоды с $\ell_{\text{ост}} \gg h$ применяются для получения импульсов тока микросекундной (и более) длительности. При $\ell_{\text{ост}} < h$ характеристики диода с многоострийным катодом близки к характеристикам диодов планарной конструкции.

Планарные диоды. Планарные конструкции с плоскими катодом и анодом (обычно $\tau_a > \tau_k \gg d$) и некоторые их модификации — с "фигурными" катодами или анодами — служат, в основном, для получения очень больших токов (10^6 А и выше) в диодах с малым импедансом (единицы Ом). При простейшем анализе такого диода собственные поля E_z и H_θ электронного потока игнорируются, что корректно только при $\tau_k \gg d$ и сильной замагниченности потока внешним полем ($H_z \gg H_\theta$). Для такого диода легко получить [4, 54, 55] релятивистское обобщение закона Чайлда-Ленгмюра

$$I = \frac{mc^3}{8e} \frac{\tau_k^2}{d^2} \left[\int_1^{\gamma_a} \frac{dx}{(x^2 - 1)^{1/4}} \right]^2, \quad (3.4)$$

где $\gamma_a = 1 + eU/mc^2$ — релятивистский фактор, соответствующий анодному напряжению U (отношение массы электрона вблизи поверхности анода к массе покоя, в соответствии с законом сохранения энергии). При малых $eU/mc^2 \ll 1$ ($U \ll 511$ кВ) диодный ток определяется "формулой 3/2"

$$I = \frac{\sqrt{2}}{9} \frac{mc^3}{e} \frac{\tau_k^2}{d^2} \left(\frac{eU}{mc^2} \right)^{3/2}, \quad (3.5)$$

а в ультрарелятивистском пределе ($U \gg 511 \text{ кВ}$) импеданс диода равен

$$Z = \frac{U}{I} = \frac{2d^2}{c\tau_k^2} = 60 \left(\frac{d}{\tau_k} \right)^2 \quad (3.6)$$

Собственное магнитное поле $H_\theta \ll \frac{2I}{c\tau_k}$ не искажает прямолинейное движение электронов, если имеет место достаточная замагниченность

$$H_z \gg H_{\theta \max} = \frac{2I}{c\tau_k} \approx \frac{\tau_k}{d^2} \frac{mc^2}{e} \left[\frac{1}{2} \int_1^{\gamma_a} \frac{dx}{(x^2-1)^{1/4}} \right]^2 \quad (3.7)$$

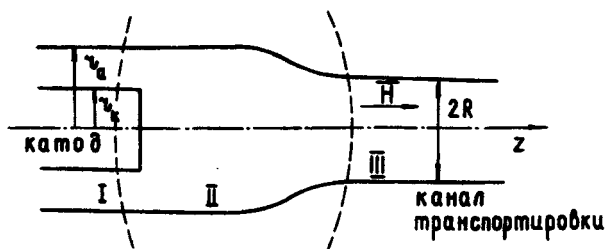
Релятивистский электронный пучок можно вывести из планарного диода сквозь тонкую фольгу без существенной потери тока. Диоды такого рода иногда используются в СВЧ электронике (см., например, [3]). Следует, однако, считаться с такими их недостатками, как неизбежное угловое рассеяние электронов в толще фольги, вследствие чего на входе в канал транспортировки в пучке возникает заметный поперечный разброс скоростей ($\delta v_\perp / v_\perp \sim 1/\gamma$), а также быстрое разрушение фольги потоком, наступающее после пропускания заряда электронов 10^{-4} Кл/см^2 . Имеют место также некоторые трудности согласования тока диода и в канале: центральные электроны потока в канале могут отражаться обратно в диод от виртуального катода за анодной фольгой, если ток диода I больше предельного тока транспортировки (см. разд. 4, 5) в трубе дрейфа.

Все другие режимы работы планарного диода [54,55] с незамагниченным потоком вряд ли когда-нибудь представят интерес для СВЧ электроники из-за больших разбросов скоростей в самосжимающемся (полем H_θ) потоке.

Среди различных по конфигурации диодов для задач СВЧ электроники наиболее привлекателен коаксиальный диод с магнитной изоляцией, анализ работы которого выделен в следующий раздел.

4. Коаксиальный диод с магнитной изоляцией

Для широкого класса релятивистских электронных приборов, преобразующих в излучение энергию продольного движения электронов (клистрон, ЛБВ, карсинотрон и т.д.), требуются пучки с незначительным расслоением по энергии и с малыми поперечными скоростями $v_{\perp} \ll (c/\gamma)$. Среди различных систем формирования этим требованиям в наибольшей степени удовлетворяет коаксиальный диод в сильном осевом магнитном поле [51, 56–58], создающий тонкостенный трубчатый РЭП, на пути которого нет рассеивающих элементов (анодной фольги, линз-диафрагм и др.). Кроме того, использование принципа магнитной изоляции, как отмечалось в разделах 1,2, позволяет увеличить длительность импульса тока пучка. Поэтому коаксиальные диоды с магнитной изоляцией (КДМИ) нашли широкое применение в сверхвысокочастотной релятивистской электронике.



Р и с. 14. Коаксиальная диодная пушка с магнитной изоляцией.

Аналитическое решение задач формирования пучка в КДМИ. Обычно КДМИ включает в себя три области (рис.14): I – однородную (по Z) область между концентрическими катодом и анодом, II – неоднородную область, в которой происходит ускорение электронов и формирование пучка, III – однородный канал транспортировки, или пространство дрейфа пучка. Внешний кожух, объединяющий анод диода и стенку канала транспортировки, может иметь некоторое сужение ($R < r_a$) в переходной области II для увеличения энергии пучка. Такое

сужение в предельных случаях бывает плавным (на длине $L \gg r_a$) или ступенчатым. Физические процессы в таком диоде — в случае соизмеримости диаметра анода и расстояния от катода до трубы дрейфа — приобретают некоторые черты, общие с планарным диодом. Из различных возможных конфигураций катодов мы выделим в качестве основных две: кольцевой (или трубчатый) катод с толщиной металлической стенки $h \ll r_k$, и торцевой (или дисковый) со сплошной торцевой поверхностью.

Все аналитические решения задачи формирования [56, 59, 60] являются приближенными. При конечных магнитных полях они используют различные модельные представления [56, 59] о движении электронов в однородных областях I и III, однако установить аналитически зависимость между параметрами пучка при переходе из области I через участок формирования II в область III в общем случае не удастся. В относительно простом, но очень важном случае сильной замагниченности пучка (см. разд. 5), когда $\Omega^2 \gg \omega_g^2$,

или

$$[H(\kappa z)]^2 \gg \frac{4I(\kappa A)}{\beta \gamma S(\text{см}^2)}, \quad (4.1)$$

где S — поперечное сечение пучка, для описания интегральных характеристик можно воспользоваться идеализацией

$H \rightarrow \infty$, "заморозив" поперечные движения электронов. Тогда преодолеть отмеченную трудность, связанную с участком ускорения II, для простейшей геометрии $r_a = R$, $r_k = \text{const}$ удастся, учитывая изменения потока механического импульса p_z электронов в пучке, как это было впервые показано в [60].

Совместное решение уравнений для поперечного провисания потенциала в сформированном пучке и для изменения потока механического импульса от катода (при $\vec{E} = 0$ на катоде) до канала транспортировки показывает, что в пучке могут реализоваться лишь такие монотонно нарастающие распределения энергии $\gamma(r) = 1 + \frac{e\Phi}{mc^2}$, для которых выполняется соотношение

$$(\gamma_g - 1)(\gamma_g^2 + \gamma_g - 2\gamma_a) =$$

$$= -\gamma_b \ln \frac{r_a}{r_k} \int_0^{r_k} \left(1 + \frac{2}{\gamma^2}\right) \left(\frac{d\gamma}{dr}\right)^2 r dr. \quad (4.2)$$

Здесь γ_b, γ_a относятся соответственно к внешнему краю пучка и аноду. Отсюда, например, легко показать [60], что для тонкого кольцевого катода

$$h \ll r_k \frac{\ln(r_a/r_k)}{\gamma_a} \quad (4.3)$$

энергия электронов пучка в канале равна

$$\gamma_b = \left(\frac{1}{4} + 2\gamma_a\right)^{1/2} - \frac{1}{2}, \quad (4.4)$$

и она существенно выше энергии $\gamma_{b(nr)} = \gamma_a^{1/3}$, соответствующей предельному току транспортировки [61], который находится из элементарных соображений относительно поперечного провисания потенциала в пространстве дрейфа без учета нарастания потока импульса на участке ускорения Π (см. разд.5). В слабoreлятивистском случае потенциал пучка согласно (4.4) равен $\Phi_b = 2/3 U_a$, в то время как для предельного тока транспортировки $\Phi_b = 1/3 U_a$. С ростом релятивистского фактора это различие все возрастает, и в ультрарелятивистском пределе $\gamma_b = \sqrt{2\gamma_a}$.

Ток электронного пучка в канале транспортировки (при $H \rightarrow \infty$) равен [62]

$$I = \frac{mc^3}{2e} \left\{ \beta_b \frac{\gamma_a - \gamma_b}{\ln(r_a/r_k)} - \int_0^{r_k} \frac{1}{\beta\gamma^3} \left(\frac{d\gamma}{dr}\right)^2 r dr \right\}. \quad (4.5)$$

Для тонкостенного трубчатого пучка в приближении (4.3), интегралом можно пренебречь, и ток рассчитывается простой подстановкой (4.4) в (4.5). Отношение тока формируемого пучка к предельному току транспортировки и соответствующие энергии γ_b ; $\gamma_{b(nr)} = \gamma_a^{1/3}$ в зависимости от анодного напряжения приведены в табл.5

Предельный ток транспортировки, как легко видеть из (4.5), достигается в пучке с бесконечно тонкой стенкой, и максимализация первого слагаемого дает (при $\gamma_b = \gamma_a^{1/3}$)

$$I_{np} = \frac{mc^3}{2e} \frac{(\gamma_a^{2/3} - 1)^{3/2}}{\ln(r_a/r_k)} \quad (4.6)$$

Из табл.5 видно, что расчет, основанный на максимизации тока I [59, 63] в трубе дрейфа, позволяет определять I с погрешностью 20-30%.

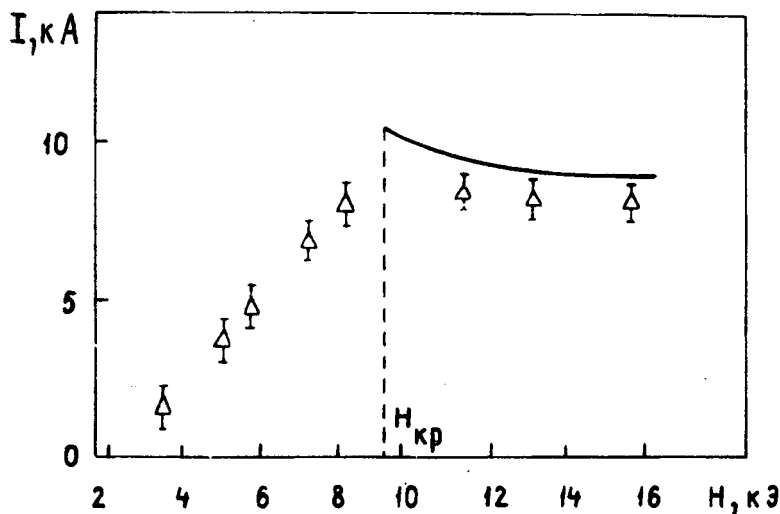
Т а б л и ц а 5

γ_a	1,001	2	3	5	8	27
$\gamma_a^{1/3}$		1,26	1,44	1,71	2	3
γ_b		1,56	2	2,7	3,53	7,73
I/I_{np}	0,708	0,748	0,771	0,800	0,825	0,86

Можно показать [62], что расширение эмитирующей поверхности вплоть до перехода к сплошному торцевому катоду или включение дополнительных внутренних коаксиальных катодов (например, для инжекции двойных пучков) приводит к некоторому - до 10% - увеличению суммарного тока при заметном снижении энергии даже периферийных электронов (4.2).

В теоретических работах [59, 63], основанных на предположении, что структура пучка в канале транспортировки (в области III, рис.14) подобна структуре в однородной области диода 1, удовлетворительно объясняется зависимость тока пучка от магнитного поля - экспериментальные значения токов всего процентов на десять меньше расчетных (рис.15). Увеличение тока с уменьшением магнитного поля H связано с приближением внешней границы пучка к стенке канала - толщина трубчатого пучка монотонно растет пропорционально H^{-2} . При критическом значении $H=H_{кр}$ магнитная изоляция нарушается, и дальнейшее уменьшение магнитного поля при -

водит к быстрому падению аксиального тока пучка.



Р и с. 15. Экспериментальные и теоретическая (сплошная кривая) зависимости тока от магнитного поля.

Полученная в [59, 63] зависимость толщины стенки трубчатого пучка от магнитного поля $\delta \sim H^{-2}$, однако, не объясняет известного экспериментального факта [57] стремления к вполне определенному распределению тока по радиусу при больших значениях H . Дело в том, что в действительности при увеличении магнитного поля все больший относительный вклад в полный ток вносят не учтенные в [59, 63] электроны, эмитированные торцом катода. В общем случае для определения структуры потока приходится обращаться к численным расчетам.

Численные решения задач формирования пучка в КДМИ. К настоящему времени численными методами весьма подробно исследован коаксиальный диод с цилиндрическим торцевым катодом (рис.14). Расчеты [64-67] проводились на основе программы КСИ-БЭСМ [68] с учетом как собственного элек-

трического, так и собственного магнитного поля H_0 пучка (магнитные силы, воздействующие на релятивистские электроны, сравнимы с электрическими). Кроме того, программа КСИ-БЭСМ учитывает и азимутальное магнитное поле H_0 тока, протекающего по катодному стержню, и именно учет этого поля, обеспечивающего дрейф электронов с боковой поверхности катода в осевом направлении, позволил получить наиболее близкие к экспериментально наблюдаемым трубчатые структуры пучка. Методика численного решения краевых задач релятивистской электронной оптики изложена в Приложении.

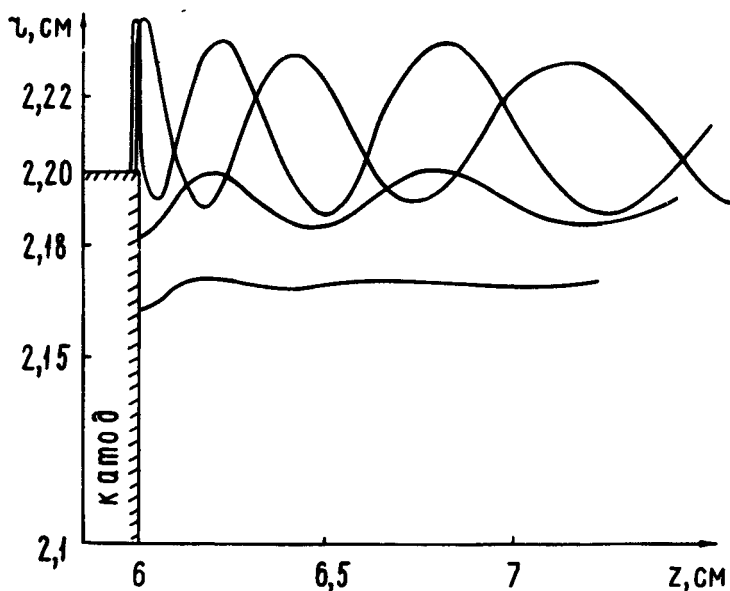
Численные эксперименты показали, что РЭП, эмитируемый сплошным торцевым катодом в режиме ограничения тока собственным пространственным зарядом, имеет ярко выраженную трубчатую структуру. Например, в КДМИ с

$$r_a = R = 4,5 \text{ см}, r_k = 2,2 \text{ см}, U = 1 \text{ МВ}, H = 15 \text{ кЭ.}$$

практически весь ток сосредоточен в трубе с толщиной стенки $\delta \approx 0,07$, что объясняется экранировкой торца катода электронами, эмитированными участком поверхности, примыкающим к кромке [66]. При этом отличие тока $I = 9,8 \text{ кА}$ от вычисленного аналитически для тонкого пучка (4.3) составило всего лишь 2%, от предельного же тока — 25%.

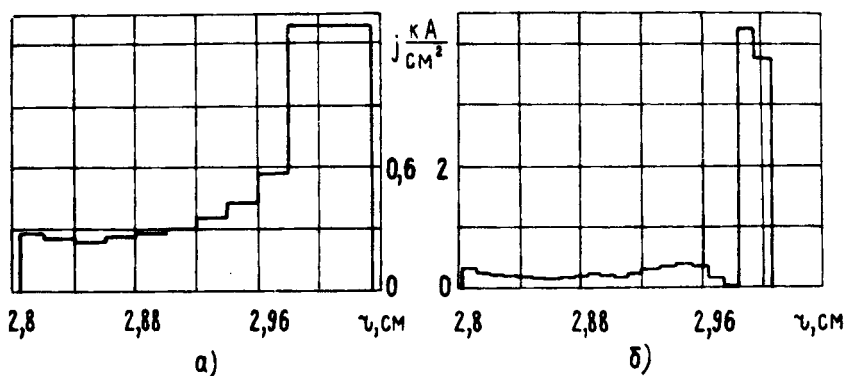
С учетом экранировки торцевой поверхности катода электронным током значительная часть расчетов [64, 65] производилась в предположении, что эмиссия осуществляется только с боковой поверхности катода и с периферийной части торца. Электроны, стартующие с боковой поверхности перпендикулярно магнитному полю вместе с дрейфом приобретают вращательное движение (рис.16), [66], причем размер их орбит, в соответствии с аналитическими представлениями [56], меняется как H^{-2} . Продольные скорости этих электронов почти не различаются. С увеличением магнитного поля вклад электронов, стартующих с боковой поверхности, в полный ток уменьшается, а вклад электронов, эмитируемых с торца катода параллельно внешнему магнитному полю, увеличиваются. Полный ток при этом стремится к постоянной величине. Амплитуда поперечных колебаний "торцевых" электронов быстро убывает к центру пучка, происходит радиальное расслоение продольных скоростей. Отношения вращательной скорости к продольной в этих двух фракциях пучка резко различаются — результа-

ты расчета, приведенные на рис.16, показывают, что для электронов, эмитированных боковой поверхностью, эта величина на порядок больше, чем для "торцевых" электронов. С увеличением магнитного поля пучок становится более трубчатый (рис.17), [65], распределение тока по радиусу стабилизируется. В области ускорения П (рис.14) электроны набирают энергию, близкую к ее значению в канале дрейфа Ш, на расстоянии от катода $Z \sim \tau_a - \tau_k$. Расслоение трубчатого пучка по энергии электронов в обычно используемых КДМИ невелико, например, для диодов, рассчитанных в [65], энергии электронов в пучке различаются менее чем на 3%.



Р и с. 16. Траектории электронов в КДМИ с $\tau_a = R = 4,5$ см, $\tau_k = 2,2$ см, $U = 1$ МВ, $H = 15$ кЭ.

В заключение отметим, что интегральные характеристики РЭП определяются по программе КСИ-БЭСМ вполне надежно, в то время как при расчете электронных траекторий можно пока гарантировать лишь получение качественно верной картины (см. Приложение).



Р и с. 17. Распределение плотности тока электронного пучка по радиусу (расчет), $r_a = R = 5,6$ см,
 $r_k = 3,0$ см, $U = 360$ кВ:
 а) $H = 6$ кЭ, б) $H = 18$ кЭ.

Экспериментальные исследования пучка, формируемого КДМИ. К настоящему времени накоплен большой экспериментальный материал [45-49, 51, 57, 58, 63, 66, 69] по работе диодов с магнитной изоляцией. Исследования были направлены главным образом на изучение интегральных пространственно-временных характеристик РЭП - тока $I(t)$, его распределения $j(r, t)$, потенциала $\Phi_g(t)$, соответствующего энергии электронов в пучке $\gamma_g = 1 + (e\Phi_g/mc^2)$ в зависимости от геометрии системы формирования и величины внешнего магнитного поля H .

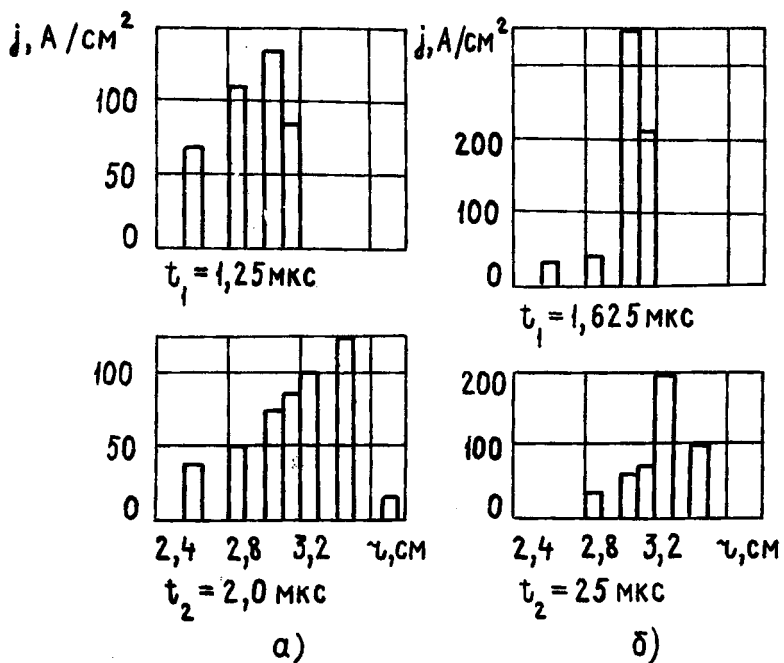
Почти все исследователи обращали внимание на то, что при использовании как кромочного, так и торцевого катодов структура пучка, наблюдаемая по его "автографам" на различных материалах - свинце, меди, полимерных пленках, оказывалась трубчатой (см., например, рис.18, [49], где приведен "автограф" на винипрозе, полученный в КДМИ со сплошным торцевым катодом). На рис.18 видно также, что азимутальная однородность пучка улучшается с увеличением магнитного поля. С помощью матрицы коллекторов, расположенной в конце канала дрейфа, при различных значениях поля H было измерено [49] распределение тока $j(r, t)$ в КДМИ

с торцевым катодом (рис.19). Из рисунка видно, что с увеличением магнитного поля трубчатый пучок становится более "тонкостенным" и при этом несколько уменьшается ток пучка I . Такая картина согласуется с результатами численного расчета (рис.17) и вышеизложенными теоретическими представлениями. Зависимость распределения тока от времени (рис.19) отражает динамику эмитирующей поверхности катода (прикатодной плазмы). Расширение пучка (его внешней границы) по данным, приведенным в докладе Н.И.Зайцева и др. на Всесоюзном семинаре "Релятивистская высокочастотная электроника" (Горький, 1978), происходит со скоростью $4 \cdot 10^5$ см/с, скорость уменьшения внутреннего диаметра пучка не превышает $7 \cdot 10^4$ см/с. Эти измерения были сделаны с помощью системы расположенных вдоль канала дрейфа коллекторных колец с постепенно уменьшающимися размерами.

Эксперименты [46, 49, 63] подтверждают теоретические представления [60, 62] и численные расчеты (см. выше стр. 43), согласно которым предельный ток транспортировки в КДМИ с $r_a = R$ не достигается. Потенциал пучка, измеренный [49] в трубе дрейфа на расстоянии $l = 3r_a$ от катода с помощью емкостного делителя, оказался равным $\Phi_g = 0,53U$, что согласуется с расчетным (4.4) для тонкостенного трубчатого пучка. Суммарная погрешность измерений не превышала 30%. Если бы в процессе формирования предельный ток I_{np} достигался, потенциал пучка был бы равен $\Phi_g = 0,25U$. При изменении отношения радиусов анода и катода r_a/r_k от 1,35 до 3,5 величина I/I_{np} в [46,49] увеличивалась от 0,4 до 0,7. Такое различие в отношении I/I_{np} обусловлено тем, что при малых r_a/r_k в режиме ВЭ эффективно работает только периферийная часть торца катода, а на центральной части холодного катода $E_z < 0$. Вследствие давления этого поля на поверхность катода электроны на участке ускорения приобретают энергию большую, чем (4.4), и ток уменьшается соответственно (4.5).

В целом, результаты экспериментальных и теоретических исследований формирования РЭП в КДМИ, полученные в последнее время, позволяют объяснить основные закономерности таких систем, а также наметить пути их модификации с целью управления параметрами пучков. Например, для экспе-

риментальных исследований некоторых СВЧ приборов чрезвычайно полезным оказывается использование пушек с двумя коаксиальными катодами [71, 72], один из которых создает рабочий пучок электронов, а другой — вспомогательный. Такая конструкция позволяет при неизменных радиусах анода и рабочего пучка варьировать рабочий ток при небольшом изменении импеданса всей пушки [72].



Р и с. 19. Распределение плотности тока электронного пучка по радиусу (эксперимент): $r_k = 3$ см, $r_a = 5,6$ см; $U_a = 250$ кВ; а) $H = 6$ кЭ, $I_{max} = 2$ кА, б) $H = 18$ кЭ, $I_{max} = 1,6$ кА.

Вместе с тем, следует подчеркнуть, что к настоящему времени удовлетворительно изучены только интегральные характеристики пучков. Что же касается микроструктурных свойств пучка — его скоростей (U_{\perp} , U_{\parallel}), траекторий, внутреннего распределения полей — то ни теоретические методы, ни методы экспериментальной диагностики еще не обес-

печивают получения надежной информации.

5. Транспортировка релятивистских электронных пучков в пространстве взаимодействия СВЧ приборов

В СВЧ приборах сформированный электронной пушкой пучок транспортируется в вакуумированном или заполненном плазмой пространстве взаимодействия с высокочастотным полем. Во всех случаях важной задачей является сохранение необходимых для эффективного СВЧ взаимодействия свойств пучка по его длине. Существенное влияние на параметры пучка в приборе могут оказать его стационарные пульсации (из-за отклонения от равновесия), развитие волновых неустойчивостей, динамическая расфокусировка сильными СВЧ полями и т.д.

Для транспортировки сильноточного РЭП в однородном пространстве дрейфа можно использовать один из трех известных способов, связанных с различными механизмами противодействия кулоновскому расталкиванию электронов:

1) введение сильного осевого магнитного поля, постоянного или периодического, 2) компенсацию пространственного заряда пучка ионами в заранее подготовленной плазме или в плазме, образованной самим пучком в нейтральном газе, 3) компенсацию объемного заряда пучка ионами, вытягиваемыми из плазменного источника, находящегося вне области, занятой пучком. Во втором случае и образование плазмы и вытягивание ионов осуществляется самим пучком. Мы остановимся здесь, главным образом, на первом и третьем способах, поскольку транспортировка РЭП в плазме и газе подробно исследована и описана (см. например, [5, 73, 74]).

Транспортировка РЭП в магнитном поле. Для широкого класса электронных приборов, преобразующих в излучение энергию продольного движения электронов, наиболее интересны пучки с малыми поперечными скоростями $\beta_{\perp} < 0,3 \approx 0,5/\gamma$. В этом случае, когда $\beta_{\perp}^2 \ll 1/\gamma^2$ и $\beta_{\parallel}^2 \gg \beta_{\perp}^2$, можно считать, что все электроны составляют моноэнергетический пучок с одинаковой продольной скоростью $v_z = c\beta = c\sqrt{1-\gamma^{-2}}$

Учитывая следующую связь собственных полей

$$H_{\theta} = \beta E_r = - \frac{2I(r)}{cr}, \quad (5.1)$$

где $I(r)$ - ток части пучка внутри цилиндра радиуса r , легко получить уравнение поперечного движения в форме [4]

$$\ddot{\xi} + j\Omega \dot{\xi} = - \frac{eE_r}{m\gamma^3} e^{j\theta}, \quad (5.2)$$

где $\xi = r e^{j\theta}$. Для простоты сначала рассмотрим сплошной пучок с однородной концентрацией n , когда $I(r) = \pi r^2 e n \beta c$.

Тогда из (5.2) следует уравнение поперечных колебаний электрона

$$\ddot{\xi} + j\Omega \dot{\xi} - \frac{\omega_b^2}{2} \xi = 0. \quad (5.3)$$

Появление продольной ленгмюровской частоты ω_b здесь отражает частичную компенсацию расталкивающих электростатических сил силами магнитного притяжения движущихся электронов - радиальная сила тем самым уменьшается в γ^2 раз. Общее решение (5.3) соответствует суперпозиции двух вращений электрона с частотами

$$\omega_{\pm} = 1/2 (\Omega \pm \sqrt{\Omega^2 - 2\omega_b^2}). \quad (5.4)$$

Отсюда видно, что однородные пучки с плотностью больше бриллюэновской ($2\omega_b^2 > \Omega^2$) не существуют, в этом случае равновесие нарушается и поток расширяется, а в процессе расширения уменьшается ω_b^* .

При плотности, существенно меньшей бриллюэновской, когда имеется место сильное затухание

*) По этой причине могут начаться периодические (в пространстве) пульсации пучка относительно равновесного состояния, которые сравнительно просто анализируются только для ламинарных потоков.

$$\Omega^2 \gg 2\omega_B^2 \quad (5.5)$$

и выполняется эквивалентное этому условие (4.1), движение распадается на медленный дрейф и быстрое циклотронное вращение. При этом скорость дрейфа

$$v_{\text{др.}} = -c \frac{E_r}{\gamma^2 H_z} = \frac{2cI(r)}{\gamma^2 \beta r H_z} \quad (5.6)$$

соответствует принятому исходному условию $\beta_1^2 \ll \gamma^{-2}$, когда

$$H_\theta = \frac{2I(r)}{c r} \ll \beta \gamma H_z \quad (5.7)$$

Неравенства (5.5) и (5.7) обычно выполняются в системах формирования СРЭП в продольном магнитном поле. Для трубчатых пучков (в коаксиальных пушках с магнитной изоляцией) анализ уравнений движения (5.2), (5.1) несколько сложнее. Но если на характерном масштабе поперечного движения — ларморовском радиусе r_L плотность существенно не изменяется, то с учетом изменения E_r движение разделяется на медленный дрейф и циклотронное вращение при "ослабленном" по сравнению с (5.5) условии замагниченности

$$\Omega^2 \gg \omega_B^2 \quad (5.8)$$

При сильном замагничивании радиус вращения становится малым и в пределе $H_z \rightarrow \infty$ поток становится псевдоамперным. Электроны движутся вдоль силовых линий магнитного поля, радиус вращения $r_L \rightarrow 0$, хотя вращательная скорость $v_{\text{вр}}$ не исчезает ($v_{\text{вр}} = \Omega r_L$).

Обратимся теперь к важному вопросу о предельных токах транспортировки в вакуумных каналах. Существование такого тока $I_{\text{пр}}$ для трубчатого пучка следует из элементарных соображений: уплотнение пучка приводит к снижению потенциала пучка и, следовательно, к снижению скорости, поэтому существование максимума тока неизбежно. Легко видеть из (4.5) что самые большие токи достигаются при

тонкостенной трубчатой конфигурации пучка

$$I = \frac{mc^3}{2e} \frac{\gamma_a - \gamma_b}{\ln R/r_b} \sqrt{1 - \gamma_b^{-2}} \quad (5.9)$$

Зависимость тока пучка I от энергии γ_b имеет максимум при $\gamma_b = \gamma_a^{1/3}$. Предельный ток равен

$$I_{\text{пр}} = \frac{mc^3}{e} \frac{(\gamma_a^{2/3} - 1)^{3/2}}{\ln R/r_b} \quad (5.10)$$

Такие токи достигаются при формировании с помощью сильно-точного планарного диода [75] с фольговым анодом, если ток диода $I_d \gg I_{\text{пр}}$. При формировании пучка в коаксиальном диоде с магнитной изоляцией, как показано в разд.4, предельные токи транспортировки не достигаются, так как поле на катоде обращается в нуль при меньших токах и больших энергиях пучка $\gamma_b > \gamma_a^{1/3}$.

Тонкие трубчатые пучки слабо расслоены по энергиям, а выигрыш в токе по сравнению со сплошным пучком может достигать значительной величины - $R/2\delta$ [61], где δ - толщина пучка. Однако в реальных условиях величина δ всегда ограничена снизу условием сильной замагниченности

$$\Omega^2 = \frac{e^2 H^2}{m^2 c^2 \gamma^2} \gg \omega_b^2 = \frac{2eI}{mcR\delta\beta\gamma^3} \quad (5.11)$$

Отсюда следует, что δ_{min} пропорциональна $I/H^2 R \beta \gamma$, и в ультрарелятивистском приближении для тонкого пристеночного пучка предельный ток (5.10) пропорционален $\gamma H R$. Физически это можно объяснить тем, что силы расталкивания в пучке ослабевают по мере увеличения его энергии, поперечных размеров и с ростом внешнего магнитного поля. Более точное решение задачи о предельном токе трубчатого пучка требует структурного анализа потока при конечных магнитных полях. Для однопоточного (ламинарного, бриллюэновского) и двухпоточного (бидромического) пучков пре-

дельные токи найдены соответственно в [76] и [56]. Замечательно то, что интегральные характеристики пучков не зависят от деталей их внутренней структуры, поэтому результат одинаков

$$I_{\text{пр}} (\text{кА}) = 2,5 H (\text{кЭ}) R (\text{см}) \frac{\gamma_a^2 - 1}{\gamma_a} . \quad (5.12)$$

При этом энергия продольного движения электронов равна

$$\gamma_{\parallel} = \sqrt{(\beta + \gamma_a^2) / 2} .$$

Сплошные сильно-замагниченные пучки могут иметь очень глубокое расслоение по энергии движения [61, 76], когда их ток приближается к предельному. Когда же расслоение $\Delta\gamma/\gamma$ мало и токи меньше предельного (достигнуть этого можно сужением канала после инжектора), то ток пучка равен

$$I = \frac{mc^3}{e} \beta_0 \gamma_0 \frac{\Delta\gamma}{\gamma} , \quad (5.13)$$

а энергия внутренних электронов (при $\gamma = 0$) составляет

$$\gamma_0 = \frac{\gamma_a}{1 + (\Delta\gamma/\gamma) [1 + 2 \ln R/r_b]} . \quad (5.14)$$

Транспортировка в каналах с ионами и плазмой. Токи пучков можно заметно увеличить, а фокусировку магнитным полем облегчить, если ввести в канал ионы с концентрацией n_i

($n_i/n = f$ - называют ионным фоном). При этом кулоновское расталкивание электронов ослабляется, а при $f > \gamma^2$ радиальная сила $e(E_r - \beta_z H_\theta)$ меняет знак. Тогда удержание пучка возможно без внешнего магнитного поля H_z и вместо (4.3) получается уравнение поперечных движений

$$\ddot{\xi} + \frac{\omega_B^2}{2} (f \gamma^2 - 1) \xi = 0 . \quad (5.15)$$

Когда пучок инжектируется в канал с достаточно плотной плазмой $\omega_p^2 \gg \omega_B^2$, то лишние "легкие" электроны плазмы удаляются на стенки дрейфового канала полем

"тяжелых" электронов пучка, устанавливается зарядовая компенсация $f = 1$ и согласно (5.15) электроны пучка осциллируют в поперечной плоскости по эллиптическим орбитам вокруг оси системы. Исходная концепция $v_1^2 < v_2^2$ (иначе пучок начнет тормозиться) нарушается при

$$\tau_b^2 \omega_b^2 (\gamma^2 - 1) / 2 > v_2^2, \quad (5.16)$$

т.е. при токах $I > (mc^3/2e)\beta\gamma$. Поэтому в условиях зарядовой компенсации пучки с током $I > I_A = 17\beta\gamma$ (кА) распространяться не могут [73], здесь I_A - ток Альфвена. При таких токах собственные магнитные поля столь велики, что связанная с их действием передача энергии в поперечное движение ($v_1^2 \geq v_{II}^2$) затормаживает пучок. При этом ларморовский радиус вращения в собственном поле H_0 сравнивается с толщиной пучка.

При давлениях $p \approx 10^{-1} - 10$ торр электронный пучок индуцирует в плазме встречный поток большого количества медленных электронов, что приводит к токовой нейтрализации и ослаблению собственного поля пучка H_0 (при меньших давлениях не "хватает" концентрации плазмы, а при больших - встречный ток слишком быстро релаксирует из-за соударений с молекулами). В этом интервале давлений удается пропускать через плазму токи $I > I_A$ (см., например, [73]), и тогда ограничения токов обусловлены только развитием различных пучково-плазменных неустойчивостей [61].

Пульсации, устойчивость. Когда начальные условия на входе в канал дрейфа не соответствуют равновесному состоянию пучка, то, как известно, возникают стационарные пульсации по длине пучка. Вопрос этот фактически изучался только применительно к ламинарным потокам, и мы не будем здесь описывать полученные решения, во-первых, из-за грубости ламинарных моделей и, во-вторых, поскольку соответствующие этим моделям решения (не отличаясь качественно) получаются релятивистским обобщением известной теории [71] при $\beta_1^2 \ll \gamma^{-2}$.

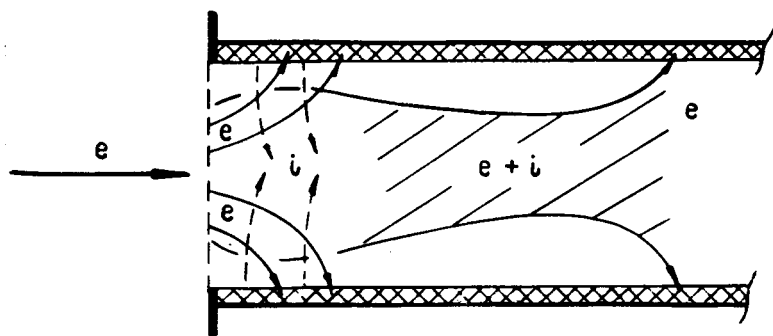
Устойчивость сильнооточных РЭП относительно волновых возмущений также обычно рассматривается для ламинарных моделей, простейшей из которых является поток Бриллюэна (импульс $\vec{p} = e \vec{A}$). Сплошной поток Бриллюэна в трубе с гладкой стенкой устойчив, а при транспортировке в трубах с периодическими границами (гофры, диафрагмы и т.д.) могут развиваться различные неустойчивости. Так, в трубе с импедансной стенкой, обуславливающей поперечное замедление волны [78] может развиваться неустойчивость черенковского типа, характерная для магнетронных систем.

С практической точки зрения важнее исследовать устойчивость трубчатых пучков. Такой анализ на основе ламинарной бриллюэновской модели пучка [79] показал, что неустойчивость имеет место на частотах, близких к циклотронным в движущейся с пучком системе отсчета, т.е. носит конвективный характер и развивается с инкрементом $\text{Im } \omega < 0,15 \omega_s \approx 0,15 \Omega$. Физические механизмы неустойчивостей трубчатых пучков могут, в первую очередь, носить диокотронный характер из-за азимутального скольжения слоев потока относительно друг друга. В движущейся с пучком системе отсчета задача аналогична неоднократно рассмотренным в нерелятивистском приближении (см., например, [80]). Основной вопрос, который здесь требуется решить, — насколько опасно для транспортировки РЭП развитие таких неустойчивостей на конечной длине.

Изучение раскачки малых колебаний в сильнооточных РЭП внутри замедляющих (диафрагмированных) волноводов позволило рассчитать инкременты колебаний вблизи черенковского и доплеровского циклотронного резонансов [81, 82] для симметричных и несимметричных мод при различных величинах фокусирующего магнитного поля. Выяснилось, что сильное осевое магнитное поле существенно стабилизирует пучок, при этом в первую очередь подавляются несимметричные по азимуту разрушения. Однако всегда остается снососая черенковская неустойчивость. Скорость ее развития существенно зависит от тока пучка. При очень больших токах [82] существенна роль нерезонансных полей, могущих ослабить связь пучка с резонансной модой. Вопрос этот имеет прямое отношение к теории электронных СВЧ приборов типа ЛБВ.

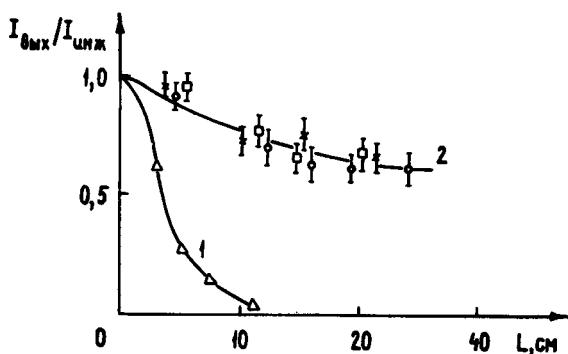
Транспортировка СРЭП в вакуумных диэлектрических ка-

налах. Недавно [83, 84] была показана возможность транспортировки сильноточных электронных пучков в вакуумных каналах с диэлектрическими стенками. На входе в канал пучок под действием сил пространственного заряда сначала расходится и заряжает стенку (рис.20), если ее толщина больше длины пробега электрона в веществе. В результате поверхностного пробоя вблизи стенки образуется слой плазмы. Ионы из этой плазмы вытягиваются полем к оси системы и способствуют продвижению пучка в глубь канала. Таким образом, транспортировка пучка в вакуумных диэлектрических каналах похожа на транспортировку в газе: в обоих случаях пучок затрачивает часть энергии на создание условий для своего прохождения. Однако в рассматриваемом случае плазма образуется вблизи стенки и за время пролета пучка не успевает от нее далеко отойти (движение ее тор мозится магнитным полем H_0 сильноточного пучка). В условиях зарядовой компенсации ($n_i \approx n$) ток пучка должен ограничиваться пределом $I < I_A = 17 \beta \gamma$ (кА), но точная компенсация практически не наступает, так как при медленном накоплении ионов пучок успевает сжаться, и все время обеспечиваются условия, близкие к равновесным ($n_i \approx n \gamma^{-2}$). Если же увеличить ток пучка, то он расширится до таких размеров, когда увеличившееся в его объеме количество ионов восстановит равновесие.



Р и с. 20. Схематическое изображение транспортировки СРЭП в канале с диэлектрическими стенками.

Эти качественные соображения были подтверждены теоретически и экспериментально [85]. Эффективность транспортировки — отношение выходного тока $I_{\text{вых}}$ к инжектируемому $I_{\text{инж}}$ при разных напряжениях на электронной пушке показана на рис. 21. Транспортируемый диэлектрическим каналом ток (около 15 кА) примерно втрое превысил ток сплошного пучка, транспортируемого вакуумным каналом с металлическими стенками при том же напряжении на инжекторе.

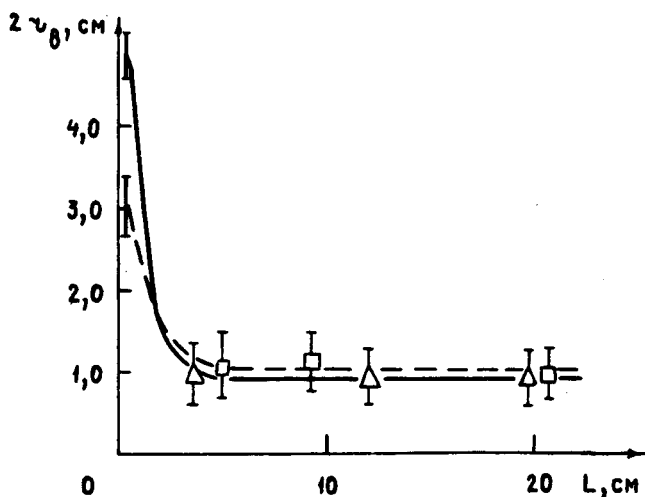


Р и с. 21. Относительная эффективность транспортировки пучка в металлическом (1) и диэлектрических (2) каналах: \circ — 380 кВ, \square — 540 кВ, \times — 650 кВ.

Вследствие "потери" головной части пучка (на стенке канала) выходной ток появляется с задержкой. Время задержки не зависит от материала стенок. Это означает, что плазма образуется веществами, адсорбированными на поверхности диэлектрика, ее основными компонентами являются углеводороды и вода. В условиях пристеночного разряда эти вещества разлагаются, и в электронный пучок, в основном, насыщаются ионы водорода.

Равновесный диаметр пучка в канале, как видно из рис. 22 достигается довольно быстро, (независимо от его начального диаметра) и зависит от тока пучка в соответствии с теоретическими предсказаниями [85]. Однако из простейших од-

номерных решений, учитывающих зависимости физических величин только от радиальной координаты и времени, не удастся объяснить важного экспериментального факта — отсутствия влияния диаметра канала на время задержки выходного тока. Как выяснилось [85], на транспортировку пучка определяющим образом влияет продольное движение ионов (в основном протонов). Эффективность транспортировки в металлическом канале, на входе в который помещался участок диэлектрического канала длиной всего 5 см, намного превышает эффективность транспортировки в металлическом канале без диэлектрической вставки (рис.23). Задержки τ_z выходного тока в таком комбинированном и в диэлектрическом каналах; как видно из рис.23, практически совпадают.

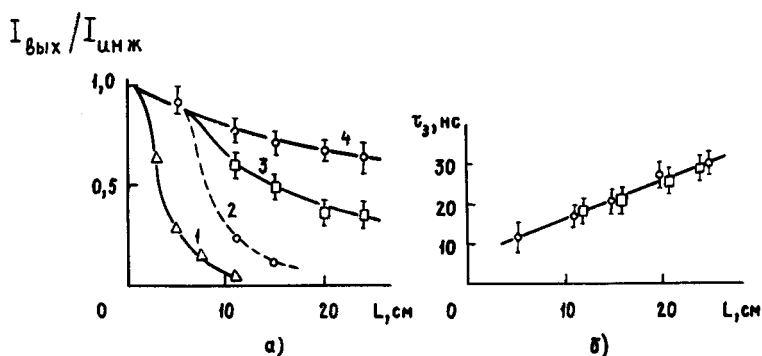


Р и с. 22. Изменение диаметра пучка по длине диэлектрического канала. Напряжение инжекции 500 кВ, ток пучка 5 кА. Сплошная линия $\tau_k = 2,2$ см, пунктирная — $\tau_k = 1,25$ см.

Если же этот участок диэлектрического канала отделить от металлического фольгой, непрозрачной для ионов, то эффективность транспортировки (рис.23) резко падает. Это говорит о важной роли продольного движения ионов в создании

условий транспортировки пучка.

Чтобы оценить эффективность транспортировки энергии пучка, нужно иметь в виду, что скорость ионов растет как квадратный корень из кинетической энергии электронов пучка. При напряжении $U = 500$ кВ скорость ионов составляет около 1 см/нс, и если длительность импульса $\tau_{и} = 100$ нс, то через канал длиной $L = 20$ см пройдет около 80%, а через канал $L = 50$ см только 50% запасенной энергии пучка.



Р и с. 23. Эффективность транспортировки в диэлектрическом (\circ), металлическом (Δ) канале, в металлическом канале с диэлектрической вставкой длиной 5 см (\square), и в металлическом канале отделенном фольгой от диэлектрической вставки (пунктир).

Транспортировка сильноточных РЭП в диэлектрических каналах, или в каналах с диэлектрическими вставками, может оказаться полезной в тех устройствах, в которых требуется освоение больших токов, и где использование фокусировки сильным осевым магнитным полем неудобно из конструктивных или принципиальных соображений.

6. Осаждение сильноточного РЭП на коллектор

В устройствах, преобразующих энергию РЭП в мощное электромагнитное излучение, коллектор, как правило, является составной частью электродинамической системы [3, 86-90].

В связи с этим условия осаждения электронов должны быть такими, чтобы обеспечить электропрочность высокочастотного тракта; исключить появление коллекторной плазмы, непрозрачной для электромагнитного излучения; предотвратить механическое разрушение коллектора при "тепловом ударе". Оставляя в стороне проблемы осаждения пучка в магнетронных системах [91], остановимся на особенностях коллектора в пролетных приборах, в которых коллектор вынесен за пределы пространства взаимодействия.

Коллекторная плазма. Причиной возникновения коллекторной плазмы является ионизация газа, выделяемого из металла под действием сильноточного электронного пучка, причем, десорбцию газа вызывает сама электронная бомбардировка [92], и импульсный нагрев металла электронами [93]. Интенсивность газоотделения значительно увеличивается при загрязненности поверхности металла органическими соединениями. Например, при откачке паромасляным насосом без вымораживания паров масла до давления $4 \cdot 10^{-7}$ торр на поверхности металла конденсируется 25-30 монослоев масла [94], десорбция же лишь одного мономолекулярного слоя газа повышает давление в сантиметровом межэлектронном промежутке до $5 \cdot 10^{-2}$ торр [95].

Опасность возникновения коллекторной плазмы заключается в том, что при ее концентрации $n(\text{см}^{-3}) \approx 10^{13}/\lambda^2$ нарушаются условия распространения электромагнитного излучения, хотя плазма с такой концентрацией не всегда приводит к существенному изменению проводимости промежутка катод - коллектор. Высокочастотным зондированием [46] сантиметрового диапазона волн определено, что непрозрачная для излучения плазма движется от коллектора с большой скоростью $\sim 3 \cdot 10^7$ см/с вдоль магнитного поля. Чтобы исключить образование такой плазмы, энергия РЭП

$W = I U \tau_n$ должна выделяться в объеме $V = S \ell$ превышающем $W/\rho \Delta T_{\max}$, где S - площадь коллектора (при равномерной нагрузке), ℓ - эффективная толщина прогреваемого приповерхностного слоя, ρ - плотность металла, ΔT_{\max} - допустимый импульсный нагрев, который по оценкам на основании работ [46, 92-99] составля-

ет $\Delta T_{\max} \approx (200 \div 600)^\circ\text{C}$ (конкретная величина зависит от степени обезгаженности металла). Из-за неравномерности прогрева металла по глубине [100] эффективная толщина прогреваемого слоя составляет $l \approx 0,3\delta$, где

$$\delta = \frac{0,16 \cos \theta/2}{\rho Z^{0,2}} (\sqrt{1+(5\varepsilon)^2} - 1)$$

— глубина проникновения электронов в металл [101] для практически интересного интервала энергий $0,03 < \varepsilon (\text{МэВ}) < 3$ и для углов падения $0 < \theta < 60^\circ$. При $\varepsilon > 0,5$ МэВ удельная нагрузка на коллектор, следовательно, должна быть меньше

$$J\tau < (1,5 \div 4,5) \cdot 10^{-5} \text{ Кл/см}^2$$

Механическая прочность. Механическая прочность коллектора при его бомбардировке сильноточным электронным пучком не нарушается, если в металле не возникает напряжений превышающих предел прочности σ_p . Интервал допустимых температур при импульсном нагреве, как показано в [102], выражается через статические характеристики металла: модуль упругости E и температурный коэффициент расширения α — следующим образом:

$$\Delta T_{\max} = 2\sigma_p / \alpha E,$$

так что для предельной плотности тока в случае $\varepsilon > 0,5$ МэВ получим

$$J\tau < \frac{0,3\sigma_p}{\alpha E Z^{0,2}} \cdot 10^{-6} \text{ Кл/см}^2.$$

Для нержавеющей стали, например, $J\tau \approx 4,5 \cdot 10^{-5} \text{ Кл/см}^2$.

Электропрочность. Одним из факторов, ограничивающих энергетические возможности высокочастотных электронных приборов, является пробой, инициированный вторично-электронным резонансным разрядом (ВЭРР), который может развиться как в пространстве взаимодействия, так и в выходной секции. Опасность пробоя обычно возникает, когда зна-

ительные высокочастотные поля $\geq 10^5 - 10^6$ В/см могут взаимодействовать с одной или несколькими поверхностями внутри прибора. В присутствии магнитоэлектростатического или тормозящего электростатического полей ВЭРР обычно носит одностеночный характер [103]. Собственное поле пучка сильноточного РЭП затрудняет вылет электронов из металла и препятствует развитию ВЭРР. Согласно [103] условия возникновения разряда определяются тремя параметрами:

Ω/ω — отношением циклотронной частоты к рабочей, E_0/E_1 — отношением электростатического поля к высокочастотному, и λE_1 , где λ — длина волны. На плоскости $(\Omega/\omega, E_0/E_1)$ имеются области, или зоны, внутри которых разряд может возникнуть, когда энергии обратной бомбардировки поверхности находятся в интервале 50 — 1500 кВ. Разряд не возникает в сильных магнитных полях ($\Omega > 2\omega$), если $(\omega/\Omega)^2 \lambda E_1 < 20$ кВ, и в слабых магнитных полях ($\Omega \leq \omega/2$), если $\lambda E_1 < 20$ кВ. В выходных секциях приборов, где магнитное поле либо отсутствует, либо невелико, даже при $\lambda E_1 > 20$ кВ разряд может развиваться только в весьма узких областях параметров, определяемых устойчивостью резонансной фазы разряда [103]. Кроме того, пристеночный разряд, если он не переходит в пробой, не опасен для прибора, поскольку он поглощает небольшую мощность. Эта мощность выделяется в стенке при бомбардировке ее электронами и может быть грубо оценена по самозапиранию развившегося электронного сгустка в резонансной фазе поля:

$$P = E_1 V_B / 377 \lambda ,$$

где P (Вт/см²) — удельная мощность, V_B (В) — потенциал, соответствующий энергии бомбардировки. Например, за $\tau_n = 10^{-6}$ с при $E_1 = 300$ кВ/см и $\lambda = 3$ см выделяется энергия до 0,5 Дж/см: Для решения вопроса о переходе разряда в пробой надо знать в каждом конкретном случае, какие рассеиваемые энергии приводят к десорбции молекул различных веществ с поверхности коллектора.

Заключение

В настоящем обзоре нашли отражение, главным образом, те вопросы, развитие которых стимулировалось потребностями мощной релятивистской СВЧ электроники в последние несколько лет. Именно этими потребностями обусловлена очевидная "неравномерность" развития исследований различных разделов. Основными задачами в ближайшие годы, по-видимому, останутся:

1. Создание "специализированных" сильноточных электронных ускорителей с удовлетворительной, приближающейся к прямоугольной, формой импульса напряжения. Развитие методов удлинения рабочего участка импульсов до величины порядка десятка микросекунд.

2. Выяснение закономерностей работы холодных катодов в режиме взрывной эмиссии в магнитном поле. Изучение структурных свойств прикатодной плазмы, причин и характеристик ее разлета вдоль и поперек магнитного поля. Анализ влияния разлета катодной плазмы на пространственно-временные характеристики формируемых пучков.

3. Изучение возможностей создания различных инжекторов сильноточных РЭП. Совершенствование теоретических и экспериментальных методов изучения структуры РЭП.

4. Развитие методик эффективной транспортировки сильноточных пучков в дрейфовом пространстве, обеспечение требуемых свойств пучка по всей его рабочей длине. Решение проблемы осаждения пучка без разрушения поверхности коллектора. Исследование условий возникновения и свойств коллекторной плазмы.

5. Расширение возможностей численных расчетов различных формирующих электронно-оптических систем. Уточнение алгоритмов и повышение точности расчета скоростей, траекторий и собственных полей движущихся зарядов.

Кроме этих развивающихся сейчас направлений исследований, можно назвать несколько направлений, по которым исследования или только начинаются или вообще еще не ведутся, и которые, по нашему мнению, в силу практической их важности привлекут к себе внимание в самое ближайшее время. К таким задачам можно отнести: изучение возможностей использования в релятивистской СВЧ электронике сильноточных РЭП с энергией в несколько десятков МэВ, получаемых

в линейных индукционных ускорителях (ЛИУ), развитие методов экспериментальной диагностики структурных характеристик пучков (поперечных скоростей, распределения энергии и др.), формирование криволинейных сильнооточных РЭП для приборов типа мазеров на циклотронном резонансе (МЦР) и других, излучение явлений динамической расфокусировки потоков в сильных СВЧ полях в пространстве взаимодействия, наконец, расширение теоретических исследований волновых неустойчивостей и стационарных пульсаций, главным образом, в неламинарных электронных потоках.

П р и л о ж е н и е

Численные методы решения задач релятивистской электронной оптики

Задача о движении электронов в стационарных электрическом $\vec{E} = -\nabla\Phi$ и магнитном $\vec{H} = \text{rot } \vec{A}$ полях в самосогласованной постановке, т.е. с учетом собственных полей перемещающихся зарядов, описывается системой уравнений

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Phi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} = -4\pi \rho,$$

$$\frac{d}{dt} \vec{p}_i = e \nabla \Phi - \frac{e}{c} [\vec{v}_i \times \vec{H}],$$

$$\frac{d\vec{r}_i}{dt} = \vec{v}_i, \quad \vec{v}_i = \frac{\vec{p}_i}{m\gamma}, \quad \gamma = \sqrt{1 + \frac{p^2}{m^2 c^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

$$\text{div } \vec{j} = 0, \quad \vec{j} = \rho \vec{v},$$

которую следует дополнить еще уравнениями для определения магнитного поля \vec{H} . Главная особенность релятивистских электронно-оптических систем связана с тем, что силы действующие на электроны со стороны собственных магнитных полей, по мере стремления скорости к скорости света ($v/c \rightarrow 1$) приближаются по величине к силам электростатического расталкивания. Поэтому при отыскании самосогласованных реше-

ний требуется учитывать собственные поля конвекционных токов и токов, текущих по электродам. В осесимметричных случаях в отсутствие осевого внешнего поля $H_{\theta 0}$ азимутальные токи отсутствуют, и единственная составляющая магнитного поля рассчитывается достаточно просто

$$H_{\theta}(r, z) = \frac{4\pi}{cr} \int_0^r j_z(r', z) r' dr' . \quad (\text{П.2})$$

В присутствии внешнего осевого поля $H_{\theta 0}$ в потоке возникают азимутальные токи, приводящие к появлению собственного магнитного поля с компонентами

$$H_z = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_{\theta}) , \quad H_r = - \frac{\partial A_{\theta}}{\partial z} . \quad (\text{П.3})$$

Решение системы (П.1) ищется в определенной физической области G при краевых условиях для потенциала Φ и A_{θ} (когда требуется учет собственных полей H_z, H_r). В практически наиболее интересном случае, когда металлические стенки, ограничивающие объем формирования $r = R(z)$, являются магнитным экраном для импульсных полей пучка* и магнитный поток внутри сохраняет ту же величину, что и до начала импульса

$$A_{\theta}(R) = \frac{HR(z)}{2} + \text{const} , \quad (\text{П.4})$$

на оси системы $A_{\theta} = \text{const}$, а на границах однородных (по Z) участков объема (как I и III на рис.14) $\partial A_{\theta} / \partial z = 0$. Составляющая потенциала A_{θ} собственного магнитного поля определяется из уравнения

$$\frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_{\theta}) \right] + \frac{\partial^2 A_{\theta}}{\partial z^2} = - \frac{4\pi j_{\theta}}{c} \quad (\text{П.5})$$

*) Длительность импульса $\tau_{и}$ обычно много больше времени пролета электрона, и задача может решаться как стационарная.

при указанных граничных условиях. При больших внешних осевых полях $H_{\delta n}$ поперечные движения в пучке становятся малыми, и тогда учет собственных полей H_z, H_r может оказаться практически излишним.

Начальные данные для координат, скоростей (обычно на катоде $\vec{v} = 0$) и плотности тока с эмитирующей поверхности задаются из физических условий. При ограничении плотности эмиссионного тока $j_{эм}$ полем объемного заряда, величина $j_{эм}$ может рассчитываться, исходя из нерелятивистского закона Чайлда-Лэнгмюра в прикатодной области.

Ряд существенных результатов в исследовании формирования сильноточных РЭП был получен с помощью программы КСИ-БЭСМ, в которой реализованы алгоритмы решения задач релятивистской электронной оптики [104, 105]. Это относится, в частности, и к изложенным в разд. 4 результатам расчета коаксиальных диодных пушек с магнитной изоляцией.

Общая нелинейная задача (П.1) решается итерационными методами с поочередным определением потенциала, скоростей, траекторий, плотности заряда и собственного магнитного поля, пока процесс не сойдется с заданной точностью.

Уравнение Пуассона $\Delta\Phi = -4\pi\rho$ на каждой итерации по объемному заряду решается, как правило, конечно-разностными методами на прямоугольных сетках с кусочно-постоянными шагами и использованием аппроксимаций для околограничных узлов вблизи криволинейных границ. При этом разностные уравнения на пятиточечном шаблоне (см. рис. 24)

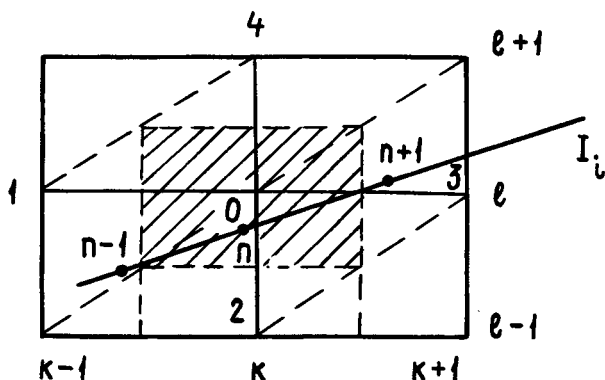
$$-\Delta_n \Phi = \rho_0 U_0 - \rho_1 U_1 - \rho_2 U_2 - \rho_3 U_3 - \rho_4 U_4 = f_0 \quad (\text{П.6})$$

(ρ_0, \dots, ρ_4, f выражаются через значения шагов сетки, а для околограничных узлов — с учетом краевых значений) обеспечивают точность решения $O(h^2)$, где h — минимальный шаг сетки. Система разностных уравнений (П.6) решается итерационными алгоритмами. На практике одним из самых экономических алгоритмов оказывается метод блочной последовательной релаксации с прогонками по линиям и автоматическим выбором итерационного параметра.

Эффективность разностных методов значительно повыша-

ется при использовании последовательности сеток. Сначала решение находится на редкой сетке, затем по найденным значениям с помощью интерполяции в узлах основной сетки вычисляются начальные приближения, и далее проводится "доитерирование" до необходимой точности. Использование одной вспомогательной сетки с вдвое большими шагами, как правило, сокращает объем вычислений в 2-6 раз. Кроме того, линейная комбинация разностных решений на двух сетках позволяет существенно повысить точность результатов.

Распределение объемного заряда определяется путем разбиения потока электронов на конечное число трубок тока, форма которых находится из интегрирования уравнений движения. Каждая элементарная трубка тока считается бесконечно тонкой и переносящей постоянный ток. Если $\vec{r}_{i,n}$ и $\vec{r}_{i,n+1}$ - радиус-векторы точек траектории электрона из i -й трубки с током I_i в моменты времени t_n и t_{n+1} (ток I_i определяется плотностью тока на эмиттере и элементарной площадкой на эмиттере, с которой "собирается" ток в i -ю трубку тока), то на отрезке $[\vec{r}_{i,n}, \vec{r}_{i,n+1}]$ находится заряд $q_{in} = I_i / (t_{n+1} - t_n)$. Этот заряд распределяется по ячейкам сетки, которые пересекают данный отрезок (см. рис. 24).



Р и с. 24. Пятиточечный шаблон для решения разностных уравнений.

Достаточно эффективный алгоритм интегрирования уравнений движения получается в предположении постоянства полей $\vec{E} = -\nabla\Phi$ и \vec{H} в пределах каждого треугольника, получаемого разбиением элементарного сеточного прямоугольника (см. рис. 24) диагональю. Тогда при заданных величинах $p_r^n, p_z^n, p_\theta^n, \Gamma^n = 1/m\gamma^n, \tau^n, z^n$ параметры точки траектории в момент $t_{n+1} = t_n + \tau$ определяются по формулам

$$p_r^{n+1, \kappa} = p_r^n + \tau \left\{ \Gamma_{n, \kappa-1} \left[\frac{2 p_\theta^n p_\theta^{n+1, \kappa}}{\tau^n + \tau^{n+1, \kappa-1}} - \frac{e}{c} \times \right. \right.$$

$$\left. \left. \times \left(\frac{p_\theta^n + p_\theta^{n+1, \kappa}}{2} H_z - \frac{p_z^n + p_z^{n+1, \kappa}}{2} H_\theta \right) \right] - e E_r \right\}$$

$$p_z^{n+1, \kappa} = p_z^n - \tau \left\{ \Gamma_{n, \kappa-1} \frac{e}{c} \left(\frac{p_r^n + p_r^{n+1, \kappa}}{2} H_\theta - \right. \right.$$

$$\left. \left. - \frac{p_\theta^n + p_\theta^{n+1, \kappa}}{2} H_z \right) + e E_z \right\} \quad (\text{П.7})$$

$$p_\theta^{n+1, \kappa} = p_\theta^n - \tau \left\{ \Gamma_{n, \kappa-1} \left[\frac{p_r^n + p_r^{n+1, \kappa-1}}{\tau^n + \tau^{n+1, \kappa-1}} \frac{p_\theta^n + p_\theta^{n+1, \kappa}}{2} \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{e}{c} \left(\frac{p_z^n + p_z^{n+1, \kappa}}{2} H_r - \frac{p_r^n + p_r^{n+1, \kappa}}{2} H_z \right) \right] \right\}$$

$$\begin{aligned}
v_z^{n-\frac{1}{2},k} &= \frac{\rho_v^{n+1,k} + \rho_v^n}{2} \Gamma_{n,k} , \\
v_z^{n+\frac{1}{2},k} &= \frac{\rho_z^n + \rho_z^{n+1,k}}{2} \Gamma_{n,k} , \quad v_\theta^{n+\frac{1}{2},k} = \frac{\rho_\theta^n + \rho_\theta^{n+1,k}}{2} \Gamma_{n,k} \\
v^{n+1,k} &= v^n + \tau v_z^{n+\frac{1}{2},k} , \\
z^{n+1,k} &= z^n + \tau v^{n+\frac{1}{2},k} , \\
\Gamma_{n,k} &= \left(m^2 + \frac{\rho^n \cdot \rho^{n+1,k}}{c^2} \right)^{-\frac{1}{2}} , \\
(\rho^n)^2 &= (\rho_v^n)^2 + (\rho_z^n)^2 + (\rho_\theta^n)^2 .
\end{aligned}
\tag{П.7}$$

Здесь k - номер итерации, $W^{n+1,0} = W^n$, на одном временном шаге достаточно обычно сделать одну-две итерации. Система (П.7) дает решения уравнений движения с погрешностью $O(\tau^2)$.

Расчет формирования сильноточных релятивистских пучков является трудоемкой вычислительной задачей. Для обеспечения практически необходимой точности требуется использовать мелкую сетку с несколькими тысячами узлов, несколько десятков трубок тока, десятки "внешних" итераций по объемному заряду и собственным полям пучка.

Для целей точного инженерного расчета отдельных траекторий требуется высокая точность определения полей внутри характерных траекторных масштабов, обычно ларморовских радиусов r_L при осцилляциях электронов в магнитном поле. С ростом магнитного поля этот масштаб уменьшается ($r_L \sim 1/H$), и внутри его становится все труднее размещать по несколько узлов сетки вследствие ограниченных возможностей запоминания (в БЭСМ-6 примерно до 10^4 узлов). Применительно к рассмотренной в разд. 4 задаче формирования сильноточного РЭП в коаксиальном диоде с магнитной

изоляция достаточная точность расчета траекторий была бы гарантирована, если бы масштаб неоднородности поля $L_E \approx |E/\nabla E|$ был заметно больше амплитуд поперечных колебаний электронов (см. рис. 16), т.е. в отсутствие "волн" плотности заряда и поля с масштабом L_E порядка λ_d . В этом конкретном случае весьма вероятно, что в сильно неоднородных полях у кромки катода, где инжектируется большая часть тока пучка и где должен иметь место разброс центров и радиусов орбит отдельных электронов, такие "волны" действительно не образуются, и точность расчета поля достаточна для анализа микроструктуры пучка. Для строгого выяснения этого вопроса еще требуется провести специальные подробные численные эксперименты.

Л и т е р а т у р а

1. Nation J. A. - Appl. Phys. Lett., 1970, 17, No. 11, p. 491.
2. Graybill S. E., Nablo S. V. - Appl. Phys. Lett. 1966, 8, No. 1, p. 18.
3. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, вып.4, с.232.
4. Нецаев В.Е., Фукс М.И. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ, Саратов, изд-во СГУ, 1978, кн.1, с.102.
5. Диденко А.Н., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М., "Атомиздат", 1977.
6. Кнопфель Г. Сверхсильные импульсные магнитные поля. М., "Мир", 1972.
7. Кучинский Г.С. Высокочастотные импульсные конденсаторы. Л., "Энергия", 1973.
8. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов, М., "Сов.радио", 1974.
9. Friedman M., Ury M. - Rev. Scient. Instrum., 1972, 43, No. 11, p. 1659.
10. Дубовой Л.В., Ройфе И.М., Середенко Г.В., Стекольников Б.А. Обзор ОТ-5, препринт НИИЭФА им. Д.В.Ефремова, Л., 1974.
11. Blumlein A. D. - Patent USA, No. 589127, 1941.

12. Parker R. K., Ury M. - IEEE Trans. Nucl. Science, 1975, 22, No. 3, p. 983.
13. Смирнов В.П. - ПТЭ, 1977, №2, с.7.
14. Каляцкий И.И., Кассиров Г.М. - ЖТФ, 1964, 34, вып.2, с.348.
15. Watson A. J - Appl. Phys., 1967, 38, No. 5, p. 2019.
16. Milton O. - IEEE Trans. Electr. Insul., 1972, E1-7, p. 9.
17. Martin T., etc. - IEEE Trans. Nucl. Science, 1969, 16, No. 3, p. 59.
18. Василенко С.И., Воронин В.С., Лебедев А.Н. Препринт ФИАН, №107, М., 1976.
19. Ron. A., Mondelli A. A., Rostoker N. - IEEE Trans. Plasma. Sci., 1973, 1, No. 4, p. 85.
20. Гордеев А.В. Магнитная самоизоляция вакуумных коаксиальных линий, Препринт ИАЭ-3076, М., 1978.
21. Seltzen S. M., Berger M. J. - Nucl. Instr. and Methods, 1974, 119, p. 157.
22. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Нецаев В.Е., Фукс М.И. - Письма в ЖТФ, 1977, 3, вып.9, с.413.
23. Бугаев С.П., Загулов Ф.Я., Ковальчук Б.М., Месяц Г.А. - В сб.: Тезисы докладов Всесоюзн. конференции по вопросам создания и методам испытания высоковольтной физической аппаратуры, Томск, 1967.
24. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. - Письма в ЖТФ, 1971, 13, №1, с.7.
25. Бугаев С.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. - УФН, 1975, 115, №1, с.101.
26. Елинсон М.И., Васильев Г.Ф. Автоэлектронная эмиссия. М., ГИФ МЛ, 1958.
27. Dyke W. P., etc, Phys. Rev., 1953, 91, No. 5, p. 1043.
28. Dolan W. W., Dyke W. P. - Phys. Rev., 1954, 95, No. 2, p. 327.
29. Литвинов Е.А., Месяц Г.А., Шубин А.Ф. - Изв.вузов. Физика, 1970, № 4, с.147.
30. Murphy E. L., Good R. N. - Phys. Rev., 1956, 102, No. 6, p. 1464.
31. Карцев Т.К., Месяц Г.А., Проскуровский Д.И., Ротштейн В.П. - ДАН СССР, 1970, 192, с.309.

32. Баженов Г.П., Литвинов Е.А., Месяц Г.А. и др. - ЖТФ, 1973, 43, вып.6, с.1255.
33. Месяц Г.А., Баженов Г.П., Бугаев С.П. и др. - Изв. вузов. Физика, 1969, №5, с.153.
34. Mesyats G.A., Proskourovsky D.I., Yankelevitch E.B. - Proc. VII Inter. Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Novosibirsk, 1976, p.230.
35. Бакшт Р.Б., Бугаев С.П., Кошелев В.И. и др. - Письма в ЖТФ, 1977, 3, вып.13, с.593.
36. Загулов Ф.Я., Борисов В.Я., Власов I.A. и др. ПТЭ, 1976, №5, с.18.
37. Mesyats G.A., Proskourovsky D.I., Puchkarev V.F. - Proc. VIII Inter. Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Albuquerque, 1978, p.C4-1.
38. Бакшт Р.Б., Кудинов А.П., Литвинов Е.А. - ЖТФ, 1973, 43, вып.1, с.146.
39. Бугаев С.П., Бакшт Р.Б., Литвинов Е.А., Статьев В.П. - ТВТ, 1976, 14, №6, с.1145.
40. Kelly J.G., Mix L.P. - J.Appl.Phys., 1975, 46, No.12, p.4084.
41. Литвинов Е.А. - В сб.: Мощные наносекундные импульсные источники ускоренных электронов. Новосибирск, "Наука", 1974, с.23.
42. Баженов Г.П., Месяц Г.А., Чесноков С.М. - Радиотехника и электроника, 1975, 20, вып.11, с.2415.
43. Бакшт Р.Б., Месяц Г.А. - Изв.вузов. Физика, 1970, №7, с.144.
44. Baksht R.B., Bougaev S.P., Koshelev V.I., Mesyats G.A. - Proc. II Inter. Topical Conference on High Power Electron and Ion Beam Research and Technology, 1977, p.791.
45. Глейзер И.З. и др. - В кн.: Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т.П,М., "Наука", 1977, с.265.
46. Зайцев Н.И., Кораблев Г.С., Шемякин Е.П. - В сб.: Тезисы докл. на III Всесоюзном симпозиуме по сильноточной импульсной электронике, Томск, 1978, с.35.
47. Кошелев В.И. - Физика плазмы, 1979, 5, №3, с.698.

48. Luckhard S. C., Fleischmann H. H. - Appl. Phys. Letters, 1977, 30, No. 4, p. 182.
49. Бугаев С.П., Ким А.А., Кошелев В.И. - Дополнение к сб.: Тезисы докл. на III Всесоюзном симпозиуме по сильно-точной импульсной электронике, Томск, 1978, с.33.
50. Бугаев С.П., Кассиров Г.М., Ковальчук Б.М., Месяц Г.А. - Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, №2, с.82.
51. Friedman M., Ury M. - Rev. Sci. Instr., 1970, 41, No. 9, p. 1334.
52. Месяц Г.А., Проскуровский Д.И. - Изв.вузов. Физика, 1968, №1, с.81.
53. Бурцев В.А., Василевский М.А., Ройфе И.М., Середенко Е.В., Энгелько В.И. - Письма в ЖТФ, 1978, 4, вып.18, с.1083.
54. Брейзман Б.Н., Рютов Д.Д. - ДАН СССР, 1975, 225, №6, с.1308
55. Брейзман Б.Н., Рютов Д.Д., Ступаков Г.В. Препринт ИЯФ, 77-120, Новосибирск, 1977.
56. Воронин В.С., Лебедев А.Н. - ЖТФ, 1973, 43, вып.11, с.2591.
57. Глейзер И.З., Диденко А.Н. и др. - Письма в ЖТФ, 1975, 1, вып.10, с.463.
58. Коломенский А.А., Крестелев Е.Г., Яблоков Б.Н. - Письма в ЖТФ, 1976, 2, вып.6, с.271.
59. Нечаев В.Е., Фукс М.И. - ЖТФ, 1977, 47, вып.11, с.2347.
60. Федосов А.И., Литвинов Е.А., Беломытцев С.Я. и др. - Изв.вузов. Физика, 1977, №10, с.134.
61. Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. - УФН, 1971, 103, с.609.
62. Нечаев В.Е. Физика плазмы, 1979, 5, №3, (в печати).
63. Воронин В.С., Крестелев Е.Г., Лебедев А.Н., Яблоков Б.Н., Физика плазмы, 1978, 4, №3, с.604.
64. Беломытцев С.Я., Бугаев С.П., Кошелев В.И., Месяц Г.А. и др. - Письма в ЖТФ, 1978, 4, вып.23, с.1438.
65. Belomytsev S. Ya., Bougaev S. P., Koshelev V. I., Mesyats G. A. et al. - Proc. VIII Inter. Symposium on Discharges and Electrical Insulation in Vacuum, Albuquerque, 1978, p. E3-1.
66. Горшкова М.А., Зайцев Н.И., Нечаев В.Е. и др. - В сб. Тезисы докл. на III Всесоюзном симпозиуме по сильно-точной импульсной электронике, Томск, 1978, с.35.

67. Belomytsev S.Ya., Sveshnikov V M , Popova G.S. - Proc. 34., p.371.
68. Блейвас И.М., Голубцов Б.И., Ильин В.П. и др. - В сб.: Методы расчета электронно-оптических систем, ч.П, Новосибирск, ВЦ СО АН СССР, 1973, с.3.
69. Ройфе И.М., Стекольников Б.А., Энгелько В.И. - Препринт НИИЭФА, К-0238, Л., 1975.
70. Бакшт Р.Б., Бугаев С.П., Кошелев В.И., Месяц Г.А. и др. - В сб.: Тезисы докл. Всесоюзн. симпозиума по ненакалываемым катодам, Томск, 1977, с.7.
71. Глейзер И.З. Исследование формирования и транспортировки сильноточных трубчатых РЭП. Диссертация, Томск, ТПИ, 1977.
72. Нечаев В.Е., Солуянов Е.И., Фукс М.И. - Письма в ЖТФ, 1979, 5, вып.2, с.113.
73. Агафонов А.В. - Атомная техника за рубежом, 1973, №11, с.31.
74. Григорьев В.П., Диденко А.Н., Шулаев Н.С. - ЖТФ, 1978, 48, вып.7, с.1328.
75. Рютов Д.Д. - ЖТФ, 1977, 47, №4, с.709.
76. Нечаев В.Е. - Физика плазмы, 1977, 3, №1, с.112.
77. Кириштейн П., Кайно Т., Устерс У. Формирование электронных пучков, М., "Мир", 1970.
78. Нечаев В.Е., Фукс М.И. - Изв.вузов. Радиофизика, 1973, 16, №6, с.960.
79. Агафонов А.В., Лебедев А.Н. - ЖТФ, 1977, 47, вып.8, 1729.
80. Юлатов В.К. - Электронная техника, сер.1., Электроника СВЧ, 1969, вып.1, с.12.
81. Курилко В.И., Ткач Ю.В., Шендрик В.А. - ЖТФ, 1974, 49, вып.4, с.956.
82. Нечаев В.Е. - Изв.вузов. Радиофизика, 1977, 20, №4, с.589; №5, с.745.
83. Little R.G. et al. - IEEE Trans., Nucl.Science, 1975, NS-22, No. 6, p.2351.
84. Крастелев Е.Г., Яблоков Б.Н. - В сб.: Тезисы II Симпозиума по коллективным методам ускорения, ОИЯИ, Дубна, 1977, с.160; Письма в ЖТФ, 1977, 3, вып.15, с.775.
85. Агафонов А.В., Коломенский А.А., Крастелев Е.Г. и др. - Препринт ФИАН, № 183, М., 1978.

86. Carmel Y., Ivers J., Kribel R.E. et al. - Phys.Rev.Lett., 1974, 33, 21.
87. Friedman M., Appl.Phys.Lett., 1975, 26, 7, p. 306.
88. Granatstein V.L., Herndon M., Sprangle P. et al. - Plasma Physics, 1975, 17, 1, p. 23.
89. Buzzi S.M., Doucet H.J., Etlicher B. et al - IEEE Trans., 1977, vol. MTT-25, No. 6, p.552.
90. Ткач Ю.В., Файнберг Я.Б., Гадецкий Н.П., и др. - УФЖ, 1978, 23, 11, с.1902.
91. Нечаев В.Е., Сулакшин А.С., Фукс М.И., Штейн Ю.Г. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, г.Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с.
92. Бакшт Р.Б., Кассиров Г.М., Смирнов В.А., и др. Изв. вузов, Физика, 1975, №7.
93. Тарасова Л.В., Калинин В.Г. - ЖТФ, 1966, 36, 12, с.2148.
94. Лукашев А.А., Чистяков П.Н. - ЖТФ, 1970, 40, 1, с.236.
95. Сливков И.Н., Электроизоляция и разряд в вакууме. М., Атомиздат, 1972.
96. Baksht R.B., Koshelev V.I., Ratakhin N.A, et al. - Proc. of VII Intern. Symp., Novosibirsk, 1976, p, 144.
97. Goldstein S.A. et al. - Proc.Int.Top.Conf. on Electron Beam Research and Technology, Albuquerque, USA, 1975.
98. Swain D.W., Goldstein S.A., Kelley S.G. et al. - J,Appl.Phys., 1975, vol.46, No.10.
99. Berger M.J. - Methods in Computational Phys v. 1, New York, Acad.Press, 1968.
100. Shallhorn D.R., Buxton L.D. - IEEE Trans., 1969, vol.NS-16, No. 6, p. 242.
101. Баранов В.Ф. Дозиметрия электронного излучения, М., Атомиздат, 1974.
102. Захаров И.И. Электронная техника. Сер.1, Электроника СВЧ, 1971, №11, с.12.
103. Бляхман Л.Г., Нечаев В.Е. - ЖТФ (в печати).

104. Ильин В.П. Численные методы решения задач электронной оптики, Новосибирск, "Наука", 1974.
105. Астрелин В.Т., Свешников В.М. — ПМТФ, 1979, №3.

Институт сильноточной
электроники СО АН СССР

Научно-исследовательский
институт ядерной физики
при ТПИ им. С.М.Кирова

Физический институт
им.П.Н.Лебедева АН СССР

Вычислительный центр
СО АН СССР

Институт прикладной
физики АН СССР.

ПРИБОРЫ ТИПА "О", ОСНОВАННЫЕ НА ИНДУЦИРОВАННЫХ ЧЕРЕНКОВСКОМ И ПЕРЕХОДНОМ ИЗЛУЧЕНИЯХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ

Н.Ф.Ковалев, М.И.Петелин, М.Д.Райзер,
А.В.Сморгонский

Введение

Настоящий обзор посвящен высокочастотным электронным приборам, обладающим следующими особенностями:

а) основной вклад во взаимодействие между электронным пучком и высокочастотным полем вносят электромагнитные волны или их пространственные гармоники, с фазовыми скоростями v_{ϕ} , близкими к поступательной скорости электронов $v_{\phi} \approx v$ (условие черенковского синхронизма);

б) продольное движение частиц является прямолинейным и свободным в том смысле, что статическое поле, направляющее электронный поток, на это движение влияния не оказывает.

Первое условие может выполняться не только в приборах, где волна замедлена до скорости частиц (как это имеет место, например, в ЛБВ), но и в приборах, где фазовая скорость волн произвольна, однако из-за ограниченности или расчлененности пространства взаимодействия в спектре высокочастотной силы (имеется в виду разложение этой силы в интеграл Фурье) достаточно сильно представлены составляющие, синхронные с электронами. Примерами приборов последнего типа, известных в слабoreлятивистской электро-

нике, могут служить: монотрон (в рабочем пространстве которого электрическое поле однородно, т.е. фазовая скорость волны бесконечна), а также клистрон и другие секционированные приборы.

Следствием второго условия — свободы продольного движения электронов — является специфический инерционный характер их группирования под действием высокочастотного поля (в нерелятивистской электронике инерционную группировку принято называть группировкой типа "О"). Особенно ярко этот характер движения частиц проявляется в секционированных приборах (где образование сгустков происходит в пространстве дрейфа, свободном от внешних высокочастотных полей).

Цель данного обзора — анализ особенностей, приобретаемых приборами этих типов при переходе в область релятивистских энергий электронов, а также выяснение новых возможностей, которые здесь открываются.

1. ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН С ЭЛЕКТРОНАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1. Условия компактной группировки релятивистских электронов и эффективного торможения сгустков

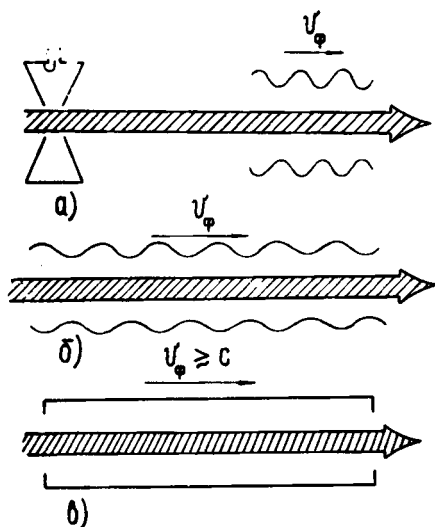
Основной энергетический процесс в высокочастотном электронном приборе — торможение электромагнитным полем сгустков, возникающих в стационарном электронном потоке под действием "первичного" сигнала, введенного в систему извне (усилитель) или созданного самими электронами (генератор с обратной связью). Проследим на простейших примерах [3,4] за особенностями этого процесса в устройствах с прямолинейными пучками электронов, обладающих ультрарелятивистскими

$$\gamma = \frac{\xi}{mc^2} = \left(1 + \frac{eU}{mc^2} \right) = (1 - v^2/c^2)^{-1/2} \gg 1$$

энергиями ξ , т.е. скоростями v , близкими к скорости света c

$$|v - c| \ll c. \quad (1.2)$$

В (1.1) e и m — заряд и масса покоя электрона, U — рабочее напряжение инжектора.



Р и с. 1. Схематические изображения приборов типа "О": а) секционированный прибор клистронного типа, б) прибор с синхронной волной, в) релятивистский монодрон.

Приборы клистронного типа (рис.1а). В клистроне электроны, пролетев через модулирующий зазор, длиной $L_{\text{мод}}$ приобретают под действием переменного поля $\text{Re}(E_{\text{мод}} \exp i\omega t)$ приращения энергии $\Delta\gamma mc^2$ порядка $eE_{\text{мод}} L_{\text{мод}}$

$$\Delta\gamma \approx (eE_{\text{мод}} / mc^2) L_{\text{мод}}, \quad (1.3)$$

чему соответствуют относительные приращения скорости

$$\frac{\Delta v}{v} \approx \frac{1}{\gamma^2} \frac{\Delta\gamma}{\gamma}. \quad (1.4)$$

Поскольку у электронов, влетевших в резонатор в разных фазах переменного поля, приращения энергии различаются по величине и по знаку, то при движении в трубке дрейфа частицы смещаются друг относительно друга и собираются в сгустки. Наибольшую плотность эти сгустки приобретают на таком расстоянии $L_{гр.}$ от входного резонатора, где их взаимное смещение $\Delta v T = \Delta v (L_{гр.}/v)$ достигает первоначального пространственного периода промодулированного пучка $(v/c)\lambda$.

$$L_{гр.} \approx \frac{\lambda \gamma^2}{\Delta \gamma / \gamma} \quad (1.5)$$

Если в этом месте поставить выходной резонатор и подобрать его длину $L_{тор}$ и добротность так, чтобы работа переменного поля $\text{Re} (E_{тор} \exp i\omega t)$ над электронами $e E_{тор} L_{тор}$ была порядка их исходной энергии ξ

$$e E_{тор} L_{тор} \approx m c^2 \gamma, \quad (1.6)$$

то сгустки один за другим будут тормозиться высокочастотным полем, отдавая ему значительную часть своей энергии. (О факторах, ограничивающих длину трубки дрейфа и, соответственно, коэффициента усиления, см. разд. 4).

Торможение релятивистских электронов целесообразно осуществлять высокочастотным полем умеренной амплитуды в распределенной выходной секции с синхронной волной на такой длине, чтобы сгустки не утрачивали компактность:

$L_{тор} \ll \lambda \gamma^2 \ll L_{гр.}$. Этому условию при достаточно высокой энергии частиц ξ может удовлетворять даже секция с длиной, намного превосходящей λ .

Лампы с синхронными волнами. К данной группе приборов с распределенным взаимодействием (рис. 1, б) будем относить устройства типа ЛБВ, ЛОВ, оротрона (ГДИ), где скорость электронов близка к фазовой скорости $v_{\phi} \approx \omega/k_{\parallel}$ электромагнитной волны или ее пространственной гармонике ($v \approx v_{\phi n}$)

Отличие этих устройств от клистронов состоит в том, что модуляция электронного пучка, инерционная группировка частиц и торможение сгустков переходят друг в друга непрерывно, с "перекрытием" так, что все эти три процесса развиваются на длинах одного порядка, соизмеримых с общей длиной прибора $L_{\text{мод}} \approx L_{\text{гр}} \approx L_{\text{тор}} \approx L$ (в ЛБВ, где поле нарастает экспоненциально, под эффективной длиной L следует понимать $L \sim \frac{E}{(dE/dz)}$), величины высокочастотного поля на этих участках можно считать совпадающими друг с другом по порядку величин. Соответственно для оптимальных — необходимых для получения КПД порядка единицы — значений длины и амплитуды высокочастотного поля на основании (1.5), (1.6) получаем

$$L/\lambda \approx \gamma^2, \quad (1.7)$$

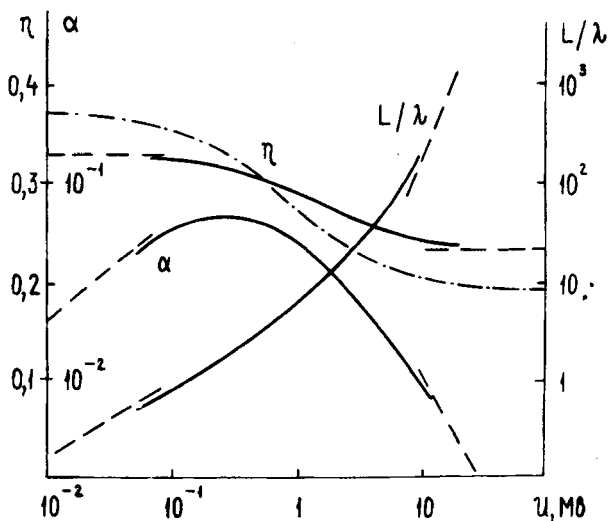
$$eE\lambda/mc^2 \approx 1/\gamma. \quad (1.8)$$

При выводе этих соотношений подразумевалось, что электронные сгустки образуются в тормозящей фазе поля, для чего скорость электронов должна превышать фазовую скорость волны настолько, чтобы на длине системы кинематическое опережение электронов $(v - v_\phi) L/v$ составило величину порядка λ , т.е.

$$\frac{v - v_\phi}{v} \approx 1/\gamma^2. \quad (1.9)$$

Моноотрон. В обычном нерелятивистском моноотроне электроны взаимодействуют с однородным высокочастотным полем, которые можно рассматривать как волну с бесконечной фазовой скоростью. Хотя такая волна не может находиться в синхронизме с частицами пучка, торможение электронов оказывается возможным благодаря ограниченности пространства взаимодействия (акустическим аналогом моноотрона является свисток [6]).

В релятивистской области аналогом обычного монодрона является генератор (рис.1, в), в котором волна с фазовой скоростью, слегка превышающей скорость света, отбирает энергию у электронного пучка в пространстве взаимодействия конечной протяженности [5]. Релятивистский монодрон отличается от рассмотренных выше ламп с синхронными волнами тем, что в нем разность между скоростью электронов и фазовой скоростью волны подбирается так, чтобы электронный сгусток в результате кинематического сноса относительно волны образовывался в тормозящей фазе не того же периода поля, в который он попал на входе, а соседнего периода. Соответственно для монодрона остаются в силе оценки (1.7) - (1.9), меняется лишь знак разности $U_{\phi} - U$ в (1.9).



Р и с. 2. Максимальный КПД и оптимальные параметры взаимодействия электронного пучка с волной постоянной амплитуды в зависимости от напряжения пучка. Пунктирные линии - результаты асимптотических (нерелятивистской и ультра-релятивистской) теорий. Штрих-пунктирная линия - результат расчета КПД по формуле (3.8).

Сравнение релятивистских приборов с нерелятивистскими
 [3]. Как следует из приведенных рассуждений, электронные высокочастотные приборы сохраняют, в принципе, высокий КПД при любых, сколь угодно больших энергиях электронов. Однако законы, которым подчиняются оптимальные параметры этих приборов претерпевают радикальные изменения. Для черенковских приборов типа "О" характерным пространственным масштабом в нерелятивистской области является "замедленная" длина волны $\lambda(v/c)$, а в ультрарелятивистской области $\lambda\gamma^2$, т.е. длина прибора пропорциональна в первом случае корню из рабочего напряжения, а во втором — квадрату рабочего напряжения. Что же касается продольной, рабочей составляющей электрического поля волны, то законы ее изменения в нерелятивистской и ультрарелятивистской областях прямо противоположны друг другу — пропорциональность корню из напряжения сменяется обратной пропорциональностью напряжению. Эволюция параметров в переходной области энергий изображена (для частного случая — взаимодействие электронов с волной постоянной амплитуды [7]) на рис.2, где $\alpha = eE/mc\omega$ — безразмерная амплитуда поля.

2. Собственные волны волноводов, заполненных прямолинейными релятивистскими электронными пучками

Электромагнитное поле в высокочастотном генераторе формируется как под действием переменной составляющей тока электронного пучка, так и под действием тока, текущего по металлическим стенкам. Соответственно, это поле, в принципе, всегда можно рассматривать как пролукт связи "электронных" волн с собственными волнами "холодной" электродинамической системы [8]. Однако на практике подобный подход плодотворен лишь в том случае, когда связь парциальных волн мала, а конфигурация системы достаточно проста для их отыскания. В слаборелятивистской области эти условия выполняются редко, поскольку здесь для реализации оптимального взаимодействия электронов с высокочастотным полем приходится прибегать к использованию электродинамических

систем со сложной геометрией [2]. В ультрарелятивистской же области необходимость сильного замедления электромагнитных волн согласно (1.9) отсутствует, а оптимальная связь волны с сильнооточным электронным потоком невелика (1.8). Это и ряд дополнительных соображений (см. разд. 6) делают целесообразным применение в черенковских релятивистских приборах периодических волноводов с неглубокой гофрировкой боковой поверхности, благодаря чему метод связанных электронных и электромагнитных волн оказывается вполне пригодным для расчета эффективных практических устройств.

Собственные волны релятивистских электронных потоков.

Общее представление о волнах в потоках электронов, совершающих прямолинейное движение (направляемых "бесконечным" продольным магнитным полем), можно получить из следующих примеров.

а) Пусть релятивистские электроны образуют тонкий ленточный поток, расположенный на равном расстоянии a от двух идеально проводящих металлических плоскостей (случай, исследованный в докладе В.К.Юлпатова на семинаре "Релятивистская высокочастотная электроника", Горький, сентябрь 1978 г.). Используя линеаризованные уравнения движения электронов и очевидные граничные условия на потоке и металлических стенках для E - волн, распространяющихся вдоль потока, нетрудно получить уравнение

$$(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel})^2 \sin 2k_{\perp} a = \hat{\omega}_B^2 k_{\perp} a \sin^2 k_{\perp} a ,$$

где k_{\parallel} и $k_{\perp} = \sqrt{(\omega/c)^2 - k_{\parallel}^2}$ - продольное и поперечное волновые числа, $\hat{\omega}_B^2 = 4\pi b e / a m_{\parallel}$ - квадрат плазменной частоты, b - поверхностная плотность заряда, $m_{\parallel} = m \gamma^3$.

В системе K' , движущейся попутно с электронами, в уравнении (2.1) нужно положить $v = 0$, а $\hat{\omega}_B^2$ заменить на $\hat{\omega}_{\text{пл.}}^2 = \hat{\omega}_B^2 / \gamma$. Здесь корням уравнения (2.1) при малой поверхностной плотности заряда

$$\hat{\omega}_{\text{пл.}} \ll c/a \quad (2.2)$$

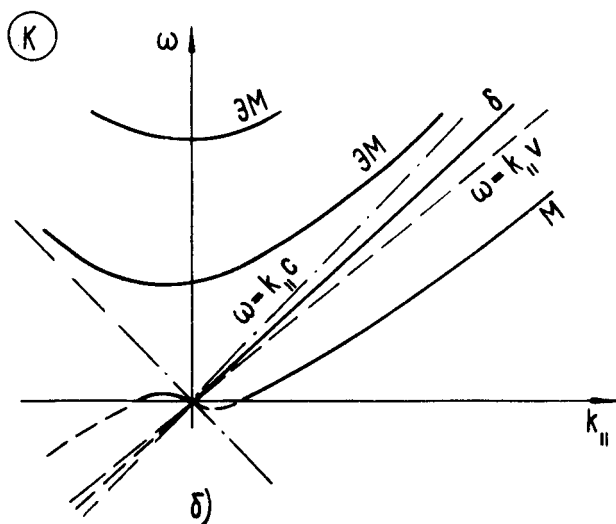
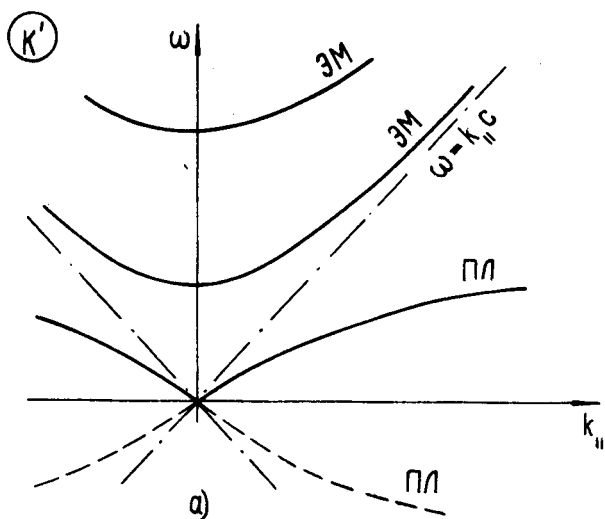
соответствуют E - волны "холодного" волновода, слегка возмущенные электронным слоем (для них в нулевом приближении $\sin 2k_{\perp}a = 0$), а также модифицированные плазменные колебания с $k_{\perp}^2 < 0$ и $2\omega^2 = \hat{\omega}_b^2 k_{\parallel} \text{th} k_{\parallel} a$. Фазовые скорости первых больше, а вторых - меньше скорости света (рис. 3, а).

В лабораторной системе K дисперсионные характеристики волн (рис. 3, б) могут быть найдены как непосредственно на основе уравнения (2.1), так и доплеровским пересчетом дисперсионных характеристик из сопровождающей системы отсчета K' . При этом дисперсионные кривые для "холодных" E - волн остаются практически неизменными, а для модифицированных плазменных колебаний приобретают "перекос": волна последнего типа, в зависимости от направления ее распространения в системе K' , в системе K либо "отстает" от электронов (медленная волна пространственного заряда), либо их обгоняет (быстрая волна пространственного заряда). Однако в соответствии с лоренцевой формулой сложения скоростей фазовая скорость быстрой волны не превышает скорости света, причем, в отличие от слабoreлятивистского случая [8] скорости быстрой и медленной волн (из-за нелинейности лоренцевой формулы) в общем случае отстоят от скорости электронов несимметрично. Симметрия имеет место лишь при такой плотности электронного слоя (2.2), когда в лабораторной системе отсчета K электронный ток I мал по сравнению с предельным вакуумным $I_{\text{прег}} = (mc^3/e)\gamma(L_{\perp}/a)$, определяемым из условия, что провисание потенциала соизмеримо с ускоряющим напряжением [9] (L_{\perp} - ширина потока в плоскости, параллельной металлическим стенкам)

$$(I/I_{\text{прег}})^{1/2} \ll 1. \quad (2.2a)$$

Как и в нерелятивистском случае [8], знак энергии у быстрой волны пространственного заряда положителен, а у медленной - отрицателен (в этой связи см. также [10]).

б) Пусть релятивистские электроны однородным потоком полностью заполняют металлический волновод произвольного сечения. Здесь, согласно концепции Бриллюэна, любая собст-



Р и с. 3. Дисперсионные кривые Э - волн (электромагнитных и плазменных), распространяющихся в плоском волноводе с ленточным пучком а) в системе координат, движущейся со скоростью электронов, б) в лабораторной (неподвижной) системе отсчета.

венная волна может быть представлена в виде набора плоских однородных волн с поперечным волновым числом, равным собственному значению мембранного уравнения

$$\Delta H_z + k_1^2 H_z = 0 \text{ с граничным условием } \partial H_z / \partial n|_s = 0.$$

на поверхности волновода для H - волн или, соответственно, уравнения $\Delta_\perp E_z + k_1^2 E_z = 0$ с граничным условием $E_z|_s = 0$

для E - волн. В системе отсчета K' , движущейся вместе с электронами, парциальной плоской H - волне соответствует обыкновенная волна в безграничной неподвижной плазме с электрическим полем, перпендикулярным "бесконечному" магнитному полю, и поэтому не "чувствующая" присутствия электронов. Парциальным плоским E - волнам с заданным k_1 соответствуют необыкновенная и плазменная волны в безграничной плазме, удовлетворяющие дисперсионному соотношению [11]

$$(k'^2 - k_{||}^2) \xi'_{||} = k_{\perp}^2, \quad (2.3)$$

где $k' = \omega'/c$, $\xi'_{||} = 1 - \omega_{п\lambda}^2 / \omega'^2$, $\omega_{п\lambda}^2 = \frac{4\pi e^2 N'}{m}$

N' - концентрация электронов. При доплеровском пересчете в лабораторную систему K уравнение (2.3) сохраняет свою форму

$$(k^2 - k_{||}^2) \xi_{||} = k_{\perp}^2, \quad (2.4)$$

а продольная диэлектрическая проницаемость приобретает вид

$$\xi_{||} = 1 - \omega_b^2 / (\omega - k_{||} v)^2 \text{ где } \omega_b^2 = 4\pi e^2 N / m =$$

$$= \omega_{п\lambda}^2 / \gamma^2, eN = I/v. \text{ Согласно (2.4) } E \text{ - волны с за-}$$

данным k_{\perp} можно разделить на плазменные и электромагнитные лишь при такой концентрации электронов, когда

$\omega_{п\lambda} \ll k_{\perp} c / \gamma$, что соответствует условию (2.2а), иначе на некоторых участках вследствие взаимодействия этих

парциальных волн нормальные волны приобретают гибридный характер. Дисперсионные кривые нормальных волн, определяемые уравнениями (2.3) и (2.4), подобны (с точностью до асимптотического поведения при $|k_{||}| \rightarrow \infty$) изображенным на рис.3.

Рассмотренные волны образуют полную ортогональную систему, пригодную для отыскания полей при возмущении параметров волновода.

Связанные волны в периодическом волноводе. Если на поверхность волновода, пронизываемого электронным потоком, нанести гофр с неглубоким ($l_0 \ll \lambda$) прогибом $l = l_0 \sin \bar{k} z$, то между парциальными волнами "гладкой" системы на частотах комбинационного синхронизма

$$k_{||m} - k_{||n} = \bar{k} \quad (2.5)$$

появляется связь. Если связанными оказываются парциальные волны с противоположными знаками энергии, возникает неустойчивость (абсолютная или конвективная [12]), которая и используется для генерации или усиления сигнала.

В случае тонкого ленточного пучка, связь электромагнитной волны с быстрой и медленной волнами пространственно-го заряда описывается дисперсионным уравнением

$$(\delta - \beta) + \frac{S_m}{\delta - \beta_m} - \frac{S_\delta}{\delta + \beta_\delta} = 0, \quad (2.6)$$

где $\frac{\omega}{c} \beta = k + k_{||z} - k_e$; $\frac{\omega}{c} \beta_m = k_m - k_e$; $\frac{\omega}{c} \beta_\delta = k_e - k_\delta$ соответственно, отстройки постоянного распространения парциальных электромагнитной (α), медленной (m) и быстрой (β) волн от $k_e = \frac{\omega}{v}$, $\delta \frac{\omega}{c} = k_{||z} - k_e$, а коэффициенты связи S_m и S_δ , рассчитанные методом, описанным в [13], пропорциональны (l_0/λ) .

Если электронный ток мал по сравнению с предельным вакуумным (2.2а) и, соответственно, фазовые скорости быст -

рой и медленной волн пространственного заряда отстоят от скорости электронов симметрично $b_m = b_\delta = b_0$, $S_m = S_\delta = S_0$, то уравнение (2.6) приобретает сходство с "трехволновым" уравнением для релятивистских ЛБВ и ЛОВ [1,8,14]

$$(\delta - b)(\delta^2 - b_0^2) = -2b_0 S_0 \quad (2.7)$$

При уменьшении глубины гофрировки (при $b_0 \gg S_0 S_m^{1/2}$) на основании (2.6) (или (2.7)) можно получить "двухволновое" уравнение [1,8,14]

$$(\delta - b)(\delta - b_m) = -S_m \quad (2.8)$$

описывающее неустойчивость при изолированном синхронизме ($k_m - k_{\parallel z} = k$) электромагнитной волны с медленной волной пространственного заряда.

Неустойчивость, описываемая уравнениями (2.6) - (2.8) является конвективной, если электромагнитная волна попутна электронам ($S_m > 0$, ЛБВ), и абсолютной - в противоположном случае ($S_m < 0$, ЛОВ) [12, 14].

Стартовое условие для ЛОВ, выведенное на основании (2.6) методом последовательных приближений Компфнера [14] имеет вид

$$1 - S_m \frac{i(b - b_m)L - 1 - \exp[-i(b - b_m)L]}{(b - b_m)^2} + S_\delta \frac{i(b + b_\delta)L - 1 - \exp[-i(b + b_\delta)L]}{(b + b_\delta)^2} = 0 \quad (2.9)$$

При малом токе

$$\frac{L}{\gamma^2 \lambda} \sqrt{I/I_{\text{прег}}} \ll 1 \quad (2.10)$$

решение (2.9)

$$bL/\lambda = \pi, \quad S_0 b_0 (L/\lambda)^3 = 1 \quad (2.11)$$

совпадает с тем, которое следует из приближения, не учитывающего высокочастотный пространственный заряд (разд. 5). Для случая изолированного синхронизма с мелочной волной пространственного заряда $v_\delta = S_0 S_M^{1/2}$ на основании (2.9) для стартового тока имеем

$$S_M v_M (L/\lambda)^2 = 1, \quad v = v_M. \quad (2.12)$$

Если электронный поток имеет конечную толщину, то число его собственных волн бесконечно. Однако те из них, которые имеют сложную поперечную структуру, обладают большой нормой N (для плоского слоя толщиной $d \ll \lambda$ у волн с индексом $n \geq 2$ норма $N \sim (n\lambda/d)^5$), и поэтому слабо связываются с электромагнитной волной. Если же учитывать только электронные волны простейшей поперечной структуры, то все приведенные выше соотношения (2.5) - (2.12) для них сохраняют силу.

II. ТЕОРИЯ РЕЖИМОВ ВЫСОКОЙ МОЩНОСТИ

3. Нелинейные уравнения движения электронов

Пусть стационарный моноэнергетический прямолинейный поток электронов, направляемый "бесконечным" магнитным полем, подвергается на отрезке $0 \leq z \leq L$ действию бегущей электромагнитной волны $E = \text{Re}(E_z(z) \exp i(\omega t - k_{||} z))$.

Тогда энергия электрона ξ и его фаза относительно волны $\theta = \omega t - k_{||} z$ удовлетворяют уравнениям *)

$$\frac{d\xi}{dz} = \text{Re}(e E_z e^{i\theta}), \quad (3.1)$$

*) Согласно [15, 16] к решению системы нелинейных уравнений (3.1), (3.2) сводится (в пренебрежении столкновениями электронов) и метод кинетического уравнения.

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{\omega/c}{\sqrt{1-\gamma^{-2}}} - K_{\parallel}, \quad (3.2)$$

а граничными условиями на входе в пространство взаимодействия (при $Z=0$) являются совпадение энергий электронов

$\xi(0) = mc^2 \gamma_0$ и равномерное распределение их по фазам $\theta(0) = \theta_0$ на отрезке $[0, 2\pi]$.

Эффективность взаимодействия электронов с высокочастотным полем будем характеризовать коэффициентом полезного действия (КПД)

$$\eta = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\gamma_0 - \gamma(L)}{\gamma_0 - 1} \cdot d\theta_0 \quad (3.3)$$

— долей кинетической энергии, отбираемой полем у электронов.

При переходе к ультрарелятивистским энергиям электронов, когда появляется малый параметр $\gamma^{-2} \ll 1$, уравнения (3.1), (3.2) существенно упрощаются [17]. А именно, если в уравнении для фазы (3.2) опустить члены высокого порядка малости по γ^{-2} , то после замены переменных

$$F = (2\gamma_0 e / mc \omega) E_z, \quad W = \xi / \gamma_0 mc^2, \quad \zeta = \omega z / 2c \gamma_0^2, \\ \delta = 2\gamma_0^2 \left(\frac{c}{v_\phi} - 1 \right) = 2\gamma_0^2 \left(\frac{K_{\parallel}}{K} - 1 \right) \quad (3.4)$$

соотношения (3.1) — (3.3) сводятся к виду

$$\frac{dW}{d\zeta} = \operatorname{Re} (F e^{i\theta}), \\ \frac{d\theta}{d\zeta} = W^{-2} - \delta, \quad (3.5)$$

$$\eta = \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \left(1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} W d\theta_0 \right), \quad (3.6)$$

граничные условия записываются как $W(0) = 1$, $\theta(0) = \theta_0 \in [0, 2\pi]$

Переход от (3.1), (3.2) к (3.5) позволил исключить $\xi(0)$ из числа математически независимых параметров. Благодаря этому одно и то же решение системы (3.5) — при фиксированных функции $F(\zeta)$ и параметре δ — справедливо для приборов выбранного класса при любых энергиях электронов, удовлетворяющих условию $\gamma^2 \gg 1$, если длину пространства взаимодействия, амплитуду волны и расстройку синхронизма выбирать в соответствии с соотношениями подобия, следующими из (3.4) (и согласующимися с (1.7) — (1.9)).

Начальная энергия электронов может быть исключена из числа независимых параметров в (3.1), (3.2) и при произвольной ее величине, если ограничиться описанием систем с относительно небольшим КПД

$$\eta^4 \ll 1. \quad (3.7)$$

Для этого член $\Psi(\gamma) = 1/\sqrt{1-\gamma^{-2}}$ в уравнении (3.2)

нужно аппроксимировать в окрестности некоторой энергии $\gamma = \tilde{\gamma}$ функцией $\tilde{\Psi}(\gamma, \tilde{\gamma}) = a + b/(\gamma - c)^n$, где a, b, c, n

— константы, определяемые из условия совпадения функции Ψ и $\tilde{\Psi}$ и их производных по третью включительно. Отсюда можно получить локальные, справедливые при

$(\gamma - \tilde{\gamma})^4 \ll \tilde{\gamma}^4$, соотношения подобия, огибающие к

которым связывают формулами

$$L/\lambda \gamma_0 \sqrt{\gamma_0^2 - 1} = \text{const}, \quad \gamma_0^2 E_z \lambda / \sqrt{\gamma_0^2 - 1} = \text{const}, \quad (3.8)$$

$$\frac{K_{II}}{K} \gamma_0 \sqrt{\gamma_0^2 - 1} - \gamma_0^2 = \text{const}, \quad \frac{\gamma_0}{\gamma_0 + 1} \eta = \text{const}$$

приближенные решения уравнений (3.1), (3.2) на всей шкале $|\gamma_0| < \infty$ (величины констант в (3.8) могут быть

определены из решения уравнений (3.1), (3.2) для какой-то одной энергии γ_0 . Зависимости оптимальных параметров и КПД от энергии электронов, определяемые формулами (3.8), достаточно хорошо согласуются с теми, которые могут быть найдены перебором γ_0 при интегрировании уравнений (3.1), (3.2) (см. рис.2). Следует, однако, помнить, что с ростом КПД из-за нарушения условия (3.7), точность формул (3.8) снижается. Вывод универсальных асимптотических уравнений длительного взаимодействия электронов со слабым высокочастотным полем [18] можно рассматривать как простейший частный случай предельного перехода, приводящего к соотношениям (3.8).

При исследовании стационарного одночастотного режима в приборах типа ЛБВ, ЛОВ и твистрона система (3.5) дополняется уравнением возбуждения электромагнитной волны, которое при не слишком больших электронных токах (2.10) имеет вид

$$\frac{dF}{dz} = \pm I \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta, \quad (3.9)$$

где под F подразумевается поле синхронной гармоники, а параметр $I = 2\gamma_0^3 J Z / \pi U_0$, аналогичный кубу параметра Пирса в теории слаборелятивистских приборов, пропорционален произведению тока J на сопротивление связи электронов с волной $Z = 2|E_z|^2 / (\kappa_{||} - \kappa)^2 N_n$, $U_0 = mc^2/e$. Знаки + и - в правых частях уравнения (3.9) соответствуют случаям взаимодействия электронов с обратной и попутной волнами. Граничные условия к уравнениям (3.5), (3.9) зависят от типа прибора и подобны принятым для слаборелятивистского случая [1, 19]. Система уравнений (3.5), (3.9) имеет интегралы, подобные интегралам соответствующих нерелятивистских уравнений [1].

Уравнения (3.5), (3.9) по аналогии со слаборелятивистскими, могут быть легко видоизменены таким образом, чтобы учесть разброс электронов по начальным энергиям, высокочастотные потери в металлических стенках и (наряду с "внешним" электромагнитным полем) малое поле высокочастотного пространственного заряда. Так, в последнем случае

F в уравнениях (3.5), (3.9) следует заменить на $F \pm i \chi (dF/d\zeta)$, где коэффициент χ пропорционален электронному току. В частности, для моделей, рассмотренных в разд.2, на основе сопоставления с линейной теорией имеем $\chi = 2\gamma_0^2 b_0 / \kappa S_0$.


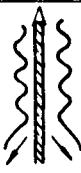
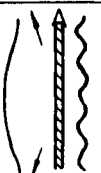

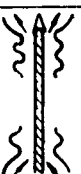

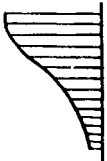
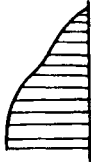

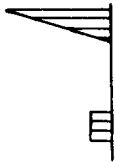
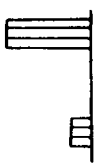

Если электроны, направляемые однородным магнитным полем конечной величины, наряду с поступательной скоростью $v_{||}$ имеют еще и вращательную v_{\perp} , то в (3.4) ζ следует умножить, а F и δ — поделить на величину $1 + \beta_{\perp}^2 \gamma_0^2$ ($\beta_{\perp} = v_{\perp}/c$). Отметим, что электроны с отличной от нуля вращательной скоростью оказываются в состоянии при черенковской синхронизме взаимодействовать не только с E — волнами, но — благодаря магнитно-дипольному механизму — и с H — волнами [20].

4. КПД различных электронных приборов

Нелинейные уравнения (3.5), (3.9) были использованы для исследования эффективности основных видов черенковских приборов типа "О" в области ультрарелятивистских энергий электронов (1.1), (1.2). В табл.1 приведены результаты численного интегрирования уравнений (3.5), (3.9) для наиболее простых моделей — в оротроне (резонансной ЛБВ) [7], релятивистском монотроне [21] и в выходной секции клистрона с распределенным взаимодействием (КРВ), [22], амплитуда и фазовая скорость электромагнитной волны (синхронной гармоники) считались постоянными; в ЛБВ [23], ЛОВ [24] и выходной секции твистрона [25] волновод предполагался строго периодическим. Примером исследования ультрарелятивистских СВЧ-приборов могут служить приведенные на рис.4 результаты численного интегрирования уравнений ЛБВ — уравнений (3.5), (3.9) со знаком (-) перед параметром \bar{I} с граничным условием для волны $F(0) = F_0$. Режим большого сигнала в релятивистской ЛБВ исследовался с учетом пространственного заряда в [26].

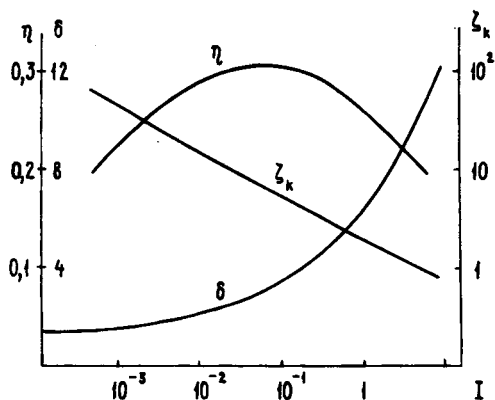
Как следует из табл.1, даже простейшие варианты черенковских приборов типа "О" имеют в ультрарелятивистской

Таблица 1

Тип прибора	ЛБВ	Карсиноотрон (ЛФВ)	Оротрон (Резонансная ЛБВ)	Твистрон	Клистрон	Моноотрон
Условная схема						
Структура высоко-частотного поля						
КПД (%)	30	15	24	58	58	20

области довольно высокий КПД — десятки процентов. Основываясь на методах, развитых в нерелятивистской электронике [19, 27], КПД многих приборов можно увеличить, если усложнить электродинамические системы: ввести в оротроне и ЛОВ продольную неоднородность сопротивления связи, в ЛБВ — скачок фазы и секционирование (при этом ЛБВ, по существу, превращается в твистрон), в твистроне и КРВ — большое количество промежуточных группирующих секций и т.п. Примеры подобной теоретической оптимизации нерелятивистских генераторов и усилителей содержатся в [19, 26, 28].

В оптимальных режимах ультрарелятивистские приборы не критичны к разбросу начальных энергий электронов — при малом разбросе ($\Delta\gamma/\gamma \ll 1$) мало и относительное снижение КПД ($\Delta\eta/\eta \ll 1$) (см., например, [21]).



Р и с. 4. КПД (η), приведенная длина (ζ_k) и приведенная отстройка невозмущенной фазовой скорости волны от скорости света (δ) в зависимости от приведенного тока (I) для ультрарелятивистской ЛБВ с коэффициентом усиления 20 дБ.

Важное отличие ультрарелятивистских приборов от слабо-релятивистских заключается в том, что оптимальная связь между электронами и высокочастотным полем, обеспечивающая достижение максимального КПД, может быть достигнута и при неглубокой ($l_0 \ll \lambda$) гофрировке боковых поверхностей электродинамических систем, и при токах, малых по сравнению с предельным вакуумным ($I/I_{\text{прег}} \ll 1$).

Содержащиеся в [5,7,17,21-25] и табл.1, результаты теории, основанной на уравнениях (3.5), (3.9) и не учитывающей поле пространственного заряда, строго говоря, применимы к приборам, длина которых L мала по сравнению с четвертью "плазменной" длины волны:

$$L \ll \Lambda_n/4 = \lambda \gamma^2 / \sqrt{I/I_{\text{прег}}} \quad (4.1)$$

Это условие, выведенное на основе (2.4) для электродинамических систем ограниченного сечения ($a^2 \ll \lambda^2 \gamma^2$)

в ЛБВ, ЛОВ, оротроне и монотроне выполняется при $I \ll I_{\text{прег}}$ поле пространственного заряда в этих случаях может быть учтено как малый добавок к "основному" методом, описанным в разд.2. Однако в секционированных приборах - КРВ и твистроне - условие (4.1) даже при $I \ll I_{\text{прег}}$ представляет собой независимое ограничение длины.

При очень малых токах необходимость в удержании электронного потока статическими полями отпадает. В таких режимах в приборах клистронного типа становится выгодным поперечное отклонение электронов [29, 30]. Высокоэффективной реализацией этого принципа в метровом диапазоне длин волн является гирокон [30]. Следует, однако, ожидать, что продвижение таких устройств в более коротковолновые диапазоны столкнется с существенными трудностями.

Что же касается систем, где условие (4.1) не выполняется, то их нелинейная теория должна основываться на методах, аналогичных разработанным для слабо-релятивистских приборов, но в то же время существенно видоизмененных с учетом специфики структуры полей собственных волн релятивистского электронного потока.

Факторы, ограничивающие усиление релятивистских ЛБВ, КРВ и твистронов остаются теми же, что и в слабо-релятивистской области: разброс скоростей электронов, собственные шумы электронного потока, нестабильность питающих напря-

жений и т.д. Все эти факторы исключают возможность применения для возбуждения таких устройств маломощных СВЧ-источников и тем самым осложняют реализацию релятивистских усилителей. Поэтому до сих пор наибольшее внимание и теоретиками, и экспериментаторами уделялось автогенераторам, в частности карсинотрону.

5. Релятивистский карсинотрон

В карсинотроне (лампе с обратной волной) фазовая скорость близка, а групповая противоположна скорости электронов. Последний фактор обеспечивает распределенную обратную связь и делает карсинотрон грубым генератором — изменение скорости электронов не приводит к срыву автоколебаний, а лишь смещает частоту генерации.

Стационарный режим ультрарелятивистского карсинотрона при малом пространственном заряде — при условии (2.10) — описывается уравнениями (3.5), (3.9) со знаком + перед параметром I ; граничные условия для электронов задаются на пушечном ($\zeta = 0$), а для волны на коллекторном

$$\zeta = \zeta_k = \omega L / 2\gamma_0^2 c \text{ концах пространства взаимодействия } \mathcal{E}(0) = 1, \\ \theta(0) = \theta_0 \in [0, 2\pi], F(\zeta_k) = 0.$$

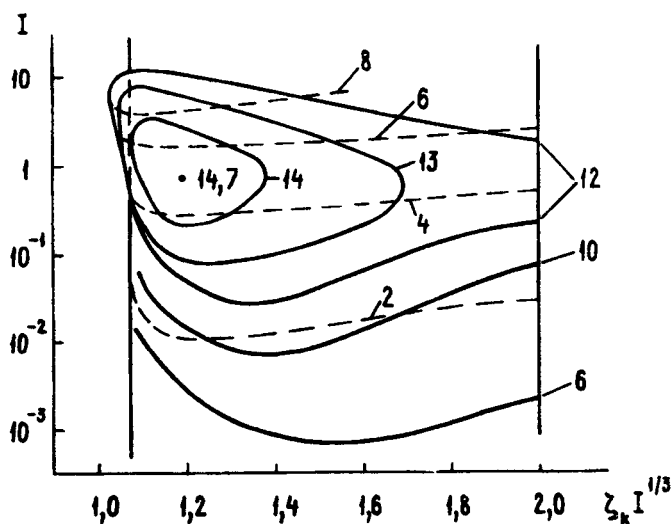
Результаты численного решения этой нелинейной краевой задачи представлены на рис.5 [22]. В ультрарелятивистском карсинотроне максимальный КПД реализуется при $I \approx 1$, $\zeta_k \approx 1,2$, $\delta \approx 4,5$ и составляет 14,7%.

В оптимальном режиме КПД снижается не более чем на 1/5, пока разброс энергий и поперечных скоростей у электронов на входе в рабочее пространство остаются в пределах

$\Delta\gamma/\gamma < 0,15$, $\beta_{\perp} < 0,3/\gamma$. С учетом поля пространственного заряда по методу, описанному в конце разд.3, КПД карсинотрона оказывается выше найденного непосредственно на основе уравнений (3.5), (3.9), что обусловлено более благоприятной фазировкой электронного сгустка относительно электромагнитной волны (рис.6) в модели с ленточным пучком $\eta = 4J e^{-\eta} \text{th}(\kappa a/\gamma) / m c^2 \omega I$.

Введением скачка сопротивления связи по длине прост —

ранства взаимодействия КПД карсинотрона можно существенно увеличить — в пренебрежении пространственным зарядом до 45% — без существенного изменения основных свойств прибора [31].



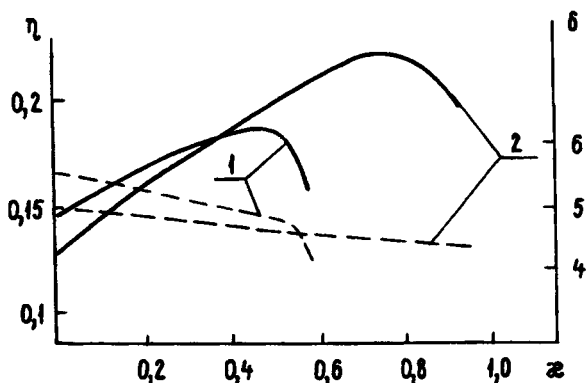
Р и с. 5. КПД (сплошные кривые) и отстройка фазовой скорости δ (пунктирные кривые) как функции приведенного тока I и приведенной длины ζ_k релятивистского карсинотрона. Вертикальные прямые — стартовый режим первой и второй мод (разд.2).

Время установления стационарных колебаний в релятивистском карсинотроне для оптимального режима составляет [32 33]:

$$\tau_{уст} \approx \frac{2\gamma_0^2}{\omega} (1 + v/v_{гр}) \ln \xi$$

где ξ — отношение стационарного значения поля рабочей волны к начальному, $v_{гр}$ — групповая скорость волны. При не слишком больших ξ , что характерно для сильноточных пучков, переходный процесс протекает довольно быстро (в частности, если $\gamma_0 = 3$, $v_{гр} \approx c$ $\xi = 10$, $\omega\tau_{уст} \approx 10^2$).

Однако при очень больших превышениях рабочего тока над стартовым этот процесс может закончиться установлением не стационарной генерации, а автомодуляционного и даже стохастического режима [33].



Р и с. 6. КПД (сплошные линии) и отстройка фазовой скорости δ (пунктирные линии) релятивистского карсиотрона как функции приведенного параметра высокочастотного пространственного заряда z при $I = 1$, $\zeta_k = 1,2$ кривая 1 и $\zeta_k = 1,5$ кривая 2.

III. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ

6. Общие требования к конструкциям релятивистских СВЧ приборов

При выборе конструкций СВЧ приборов с релятивистскими электронными пучками руководствуются, как правило, следующими соображениями:

а) чтобы в генераторе с вакуумным пространством взаимодействия получить возможно большую мощность при заданном напряжении на инжекторе и в то же время исключить снижение КПД из-за провисания потенциала пучка и быстрого расслоения электронного потока в поле собственного пространственного заряда, целесообразно работать при то —

ках, составляющих несколько десятых от предельного;

б) чтобы под действием мощной волны не возникал пристеночный вторично-электронный разряд, на поверхности электродинамической системы везде, где велика амплитуда высокочастотного поля, достаточно большую величину должно иметь и собственное электростатическое поле потока, "вдавливающее" электроны в стенку [9];

в) чтобы исключить самовозбуждение паразитных волн, необходимо сделать их связь с электронным пучком меньше, чем у рабочей моды;

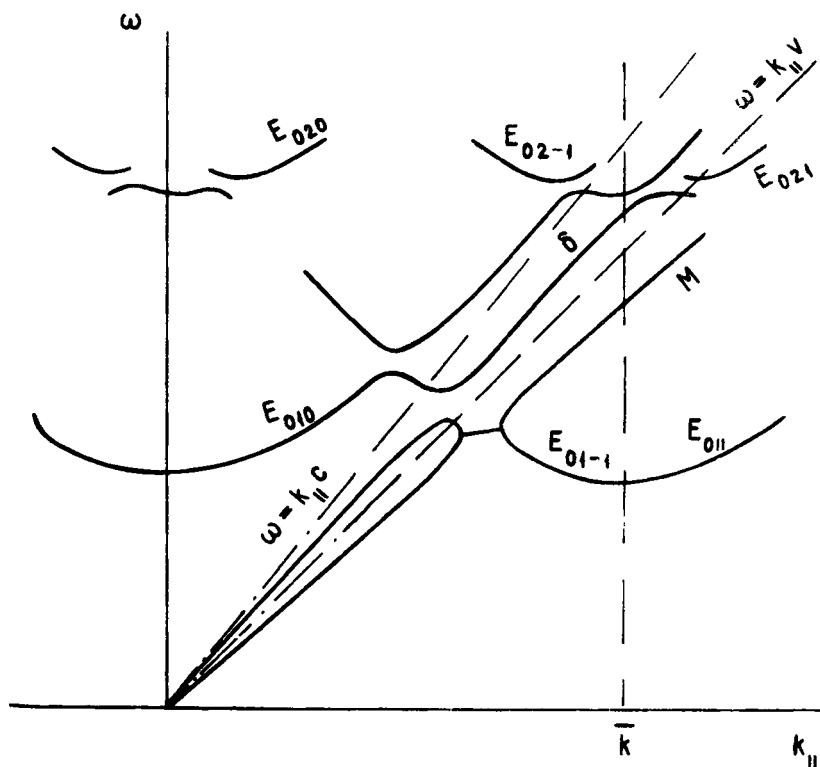
г) чтобы переходный процесс занимал лишь малую долю импульса, рабочая волна должна иметь групповую скорость, близкую к скорости света, и испытывать относительно небольшие отражения от концов системы.

Совокупности перечисленных требований в полной мере удовлетворяет волновод с плавным неглубоким прогибом боковой поверхности (разд.2) [34]*). Здесь реализуется принцип "разделения труда" между пространственными гармониками волны, когда наибольшая по амплитуде гармоника транспортирует основную часть высокочастотной энергии, а относительно слабая (± 1)-я гармоника осуществляет синхронное взаимодействие с электронами (прочие гармоники пренебрежимо малы).

Иллюстрацией к методу исключения паразитной генерации в такого рода системах могут служить изображенные качественно на рис.7 дисперсионные кривые волн E_{0m} ($m = 1, 2 \dots$) гофрированного волновода круглого сечения, пронизываемого трубчатым электронным потоком. Эти кривые близки к соответствующим кривым собственных волн цилиндрического волновода везде, за исключением узких полос запираания и трансформации в малых окрестностях точек комбинационного синхронизма пространственных гармоник

*) В приборах типа ЛБВ иногда удобно использовать плазменные волноводы, где собственные поля электронного потока могут быть нейтрализованы и где, соответственно, можно транспортировать относительно большие токи [35, 36]. В карсимотроне, в принципе, могут быть использованы частично заполненные плазмой однородные в продольном направлении волноводы, канализирующие обратные волны [37].

$K_m - K_n = \bar{K}$ и за исключением узких полос синхронизма между электромагнитными волнами и собственными волнами электронного пучка (наряду с основными на рис. 7 изображены также (± 1) -е гармоники волн).



Р и с. 7. Дисперсионные кривые нормальных волн круглого гофрированного волновода с трубчатым электронным пучком.

Чтобы в карсинотроне, рассчитанном на синхронизм электронов с (-1) -й пространственной гармоникой волны E_{01} , исключить самовозбуждение волны E_{02} , следует, согласно рис.7, ограничить радиус волновода, удовлетворив условие

$$\bar{k}R < 5,52 v/c .$$

Сопротивление связи Z между волной E_{01} и трубчатым электронным пучком радиуса R_0 равно [34]

$$Z = \ell_0 \frac{[(2,4/R)^2 + k_{||} \bar{k}]^2}{(k_{||} - \bar{k})^2 k k_{||} c R^2 I_0^2(p_{-1}, R_0)},$$

где I - модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, $p_{-1} = \sqrt{(k_{||} - \bar{k})^2 - k^2}$ - поперечное волновое число (-1) -й пространственной гармоники.

7. Экспериментальное исследование релятивистских карсинотронов

Основная цель проводившихся до сих пор экспериментов с релятивистскими карсинотронами (табл.2) состояла в достижении максимального КПД, который для случая строго периодической электродинамической структуры согласно (3.8) [22] составляет $15 [(\gamma+1)/\gamma]\%$.

Экспериментальные генераторы, как правило, работают в режиме синхронизма электронов с (-1) -й пространственной гармоникой собственной волны гофрированного волновода: E_{01} - волны круглого волновода (рис.8) [38-40] или $E_{H_{01}}$ - волны прямоугольного волновода [41]. Исключение составляет лишь работа [42], где использована замедляющая система в виде индуктивно связанных резонаторов. Транспортировка электронного потока осуществляется продольным магнитным полем с напряженностью от 2 до 20 кЭ.

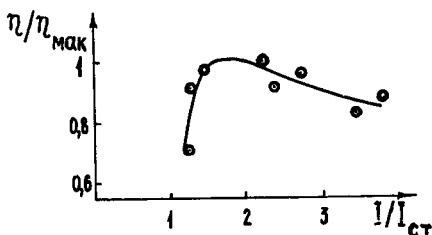
Чтобы избежать трудностей вывода высокой СВЧ мощности в сторону катода, переход между инжектором и пространством взаимодействия делают запредельным для рабочей моды (рис.8). Отразившись от этого сужения, волна, уже не взаимодействуя с электронами, выводится плавным волноводным переходом в сторону коллектора. Выходной апертуре во избежание высокочастотного пробоя на диэлектрическом окне придают размер, во много раз превышающий длину волны.

Рабочие характеристики (рис.9) генераторов, электродинамические системы которых изображены на рис.8 [38], с учетом провисания статического потенциала пучка удовлетворительно согласуются с результатами теории (разд. 5).

Результаты экспериментального исследования
карсинотронов

Публикации	Параметры излучения						режим работы
	мощность, МВт	длина волны, см	КПД, %	напряжение на инжекторе, кВ	длительность импульса СВЧ, нс		
[38]	350	3,1	12-15	670	10	Одиночный импульс	
[39]	500	3,3	17	500-900	50	" "	
[40]	700	3,3	22	700	30	" "	
[41]	70	9,2	20	300	150	" "	
[42]	10	0,8	3	670	10	" "	
[43]	100	3,6	10	350	10	Частота повторения 50 Гц	

Для контроля измерений мощности, частоты и структуры поля в генераторе, описанном в [38], был проведен эксперимент по СВЧ пробоем воздуха при атмосферном давлении в плавно сужающемся волноводе. Положение и конфигурация светящегося плазменного образования (рис.10) соответствовали тем, которые ожидалось на основании результатов других измерений и расчета.



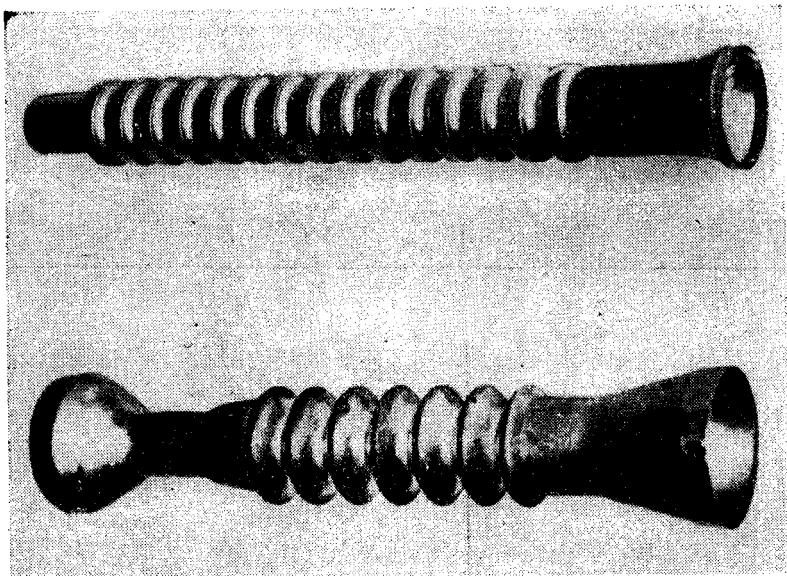
Р и с. 9. Зависимости КПД карсинотрона [37] от отношения электронного тока (I) к стартовому ($I_{ст}$).

8. Эксперименты с приборами типа ЛБВ

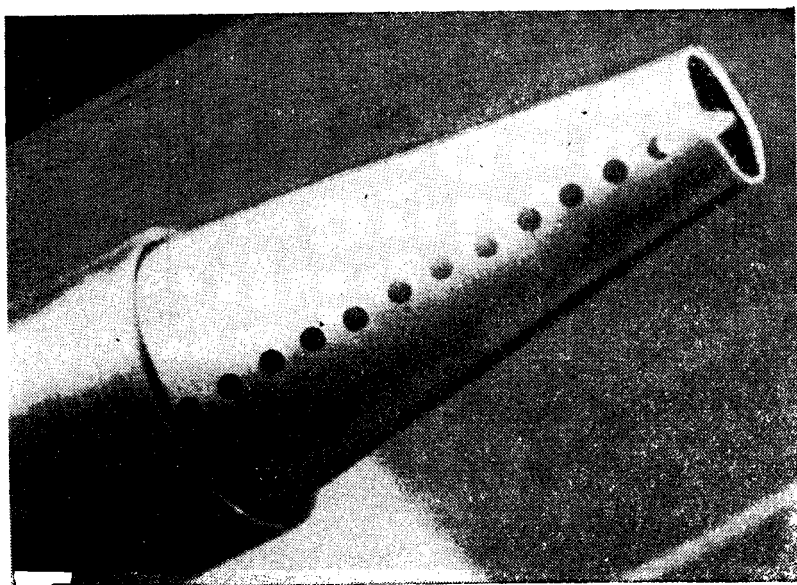
Значительная часть экспериментов по использованию сильноточных релятивистских электронных пучков для получения высокочастотных электромагнитных колебаний была выполнена с помощью систем типа ЛБВ, рассчитанных на реализацию конвективной неустойчивости [44-47] (табл.3). При этом в ряде случаев с целью увеличения рабочего тока и выходной мощности применялось заполнение электродинамической системы плазмой, приготовленной заранее или образующейся в результате ионизации разреженного газа самим электронным пучком [45,48].

Поскольку недостаточно высокое качество электронного потока не позволяло рассчитывать на большие коэффициенты усиления, а достаточно мощные источники входного сигнала отсутствовали, такие ЛБВ работали в режиме усиления собственных шумов. Тем не менее, в подобного рода системах, применяя периодические структуры с сильной дисперсией (в частности, волноводы, нагруженные дисками), удавалось получить довольно узкую полосу "генерации". Не исключено,

*) Инкременты волн в различного рода замедляющих структурах, пронизываемых релятивистскими электронными потоками, вычислялись в [49,50].



Р и с. 8 Электродинамические системы карсинотронов [37]



Р и с. 10 СВЧ пробой воздуха под нормальным давлением
в плавнoсходящемся конусе.

Результаты экспериментального исследования
приборов типа ЛБВ

Публикации	Параметры излучения						длительность импульса СВЧ, нс	давление ос- таточных га- зов, торр
	мощность, МВт	длина волны, см	КПД, %	напряжение на инжекторе, кВ	напряжение на инжекторе, кВ			
[44]	10	-	0,05	400	400	30	$\sim 10^{-4}$	
[45]	300	3	3	1000	1000	30	$\sim 10^{-5}$	
[45]	600	3	7	1000	1000	30	$\sim 10^{-2}$	
[46]	600	10	20	450	450	50	$\sim 10^{-5}$	
[47]	400	10	20	500	500	15	$\sim 10^{-5}$	

что в некоторых из описанных устройств часть сигнала в результате отражений от нерегулярностей электродинамической системы оказывалась поданной на вход, и таким образом, оказывался реализованным (как в резонансной ЛБВ) режим автоколебаний.

Заключение

Дальнейшие исследования СВЧ-генераторов и усилителей типа "О", использующих индуцированное черенковское и переходное излучение потоков релятивистских электронов будут, очевидно, преследовать две основные цели — повышение мощности и укорочение волны. Решение этих задач может обеспечиваться в какой-то мере продвижением в релятивистскую область наиболее перспективных приборов традиционных типов, но в большей степени — созданием новых, специфически релятивистских конструкций.

В этой связи следовало бы напомнить, что для реализации релятивистских СВЧ-приборов, вообще говоря, пригодна не только техника сильноточных ускорителей. "Термокатодная" СВЧ электроника тоже давно стоит на пороге релятивистской области. В частности, "обычные" клистроны, работающие на дециметровых волнах при напряжениях в несколько сотен киловольт, позволяют получать в импульсном режиме десятки мегаватт с КПД 40% [51, 52]. Гирокон [30], где электронный пучок также создается термокатодной пушкой, генерирует при напряжении 1400 кВ импульсную мощность 40 МВт с длиной волны 0,7 м.

И все-таки, хотя термокатодная техника еще не исчерпала своих возможностей, она даже при использовании электронных пушек с высокой компрессией не может обеспечить тех плотностей тока, которые с легкостью достигаются каподами со взрывной эмиссией [53]. Поэтому последние, с точки зрения получения коротких мощных СВЧ импульсов на волнах порядка и короче 10 см, оказываются вне конкуренции.

Что же касается повышения КПД релятивистских СВЧ-генераторов (составляющих в настоящее время 10–20%) до уровня, достигнутого нерелятивистской "термокатодной" электроникой (78% — у клистронов [54, 55], свыше 50% — у

ЛБВ [56]), то теория такую возможность подтверждает.

Следует обратить внимание на то, что современная сильноточная ускорительная техника предлагает токи, большие тех, которые СВЧ электроника пока в состоянии освоить. С этой точки зрения весьма привлекательным представляется использование в релятивистских приборах пространственно-развитых электродинамических систем [57-59]. Как было показано в докладе М.И.Петелина на УШ Межвузовской конференции по электронике СВЧ (Ростов, 1976 г.), дифракционные способы селекции мод в режимах, когда электромагнитный волновой поток распространяется попутно или навстречу релятивистским электронам, обеспечивают устойчивый одномодовый режим в генераторах, если их продольные (L_{\parallel}) и поперечные (L_{\perp}) размеры удовлетворяют условию $L_{\perp} \leq \sqrt{\lambda L_{\parallel}}$. Это, в сочетании с (3.8) и (3.9), позволяет увеличивать выходную мощность релятивистских высокочастотных генераторов пропорционально кубу рабочего напряжения.

Конструктивная простота мощных генераторов, основанных на индуцированном черенковском и переходном излучениях релятивистских электронов позволяет надеяться на их эффективное использование в диапазонах не только сантиметровых, но также миллиметровых и субмиллиметровых волн. Однако на еще более коротких волнах они, вероятно, будут вынуждены уступить приборам, основанным на индуцированном тормозном излучении и вынужденном рассеянии волн [60].

Авторы благодарны А.В.Гапонову за многократные полезные обсуждения вопросов, затронутых в данной статье.

Л и т е р а т у р а

1. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике. М., "Сов.радио", 1973.
2. Лебедев В.И. Техника и приборы СВЧ, т.2. М., "Высшая школа", 1972.
3. Гапонов-Грехов А.В., Петелин М.И. - Вестник АН СССР, 1979, №4, с.11.
4. Петелин М.И. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-ья зимняя школа-семинар инженеров), Саратов, изд-во СГУ, 1974, кн.1У, с.179.

5. Юлпатов В.К. - Изв.вузов. Радиофизика, 1970, 13, №12, с.1784.
6. Андронов А.А., Фабрикант А.Л. - В кн.: Нелинейные волны. М., "Наука", 1979, с.68.
7. Кротова З.Н., Чертков Ю.С. - Изв.вузов. Радиофизика, 1974, 17, №3, с.413.
8. Люисселл У., Связанные и параметрические колебания в электронике. М., ИЛ, 1963.
9. Бугаев С.П., Ильин В.П., Кошелев В.И. и др. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, изд-во ИПФ АН СССР, с. 5.
10. Кадомцев Б.Б. Коллективные явления в плазме. М., "Наука", 1976.
11. Гинзбург В.Л., Распространение электромагнитных волн в плазме. М., "Наука", 1967.
12. Электродинамика плазмы, под редакцией Ахиезера А.И. М., "Наука", 1974.
13. Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М., АН СССР, 1961.
14. Шевчик В.П., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ. М., "Сов.радио", 1970.
15. Гапанович В.Г., Лебедев А.Н. - ЖТФ, 1975, 45, вып.4, с.884.
16. Курилко В.И. - ЖЭТФ, 1969, 57, №3, с.885.
17. Петелин М.И. - Изв.вузов. Радиофизика, 1970, 13, №10, с.1586.
18. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. и др. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с. 249.
19. Цейтлин М.Б., Кац А.М. Лампа с бегущей волной. М., "Сов.радио", 1964.
20. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. М., "Наука", 1977.
21. Сморгонский А.В. - Изв.вузов. Радиофизика, 1973, 16 №1, с.150.
22. Ковалев Н.Ф., Кольчугин Б.Д., Кротова З.Н. - Радиотехника и электроника, 1975, 20, №6, с.1309.
23. Ковалев Н.Ф., Сморгонский А.В. - Радиотехника и электроника, 1975, 20, №6, с.1305.

24. Ковалев Н.Ф., Петружина В.И., Сморгонский А.В., Радиотехника и электроника, 1975, 20, №7, с.1547.
25. Ковалев Н.Ф., Кольчугин Б.Д., Кротова З.Н., Радиотехника и электроника, 1975, 20, №12, с.2636.
26. Tallerico P G , Rowe J E IEEE Trans ,1970, ED 17, 17, p 549
27. Кац А.М., Ильина Е.М., Манькин И.А. Нелинейные явления в СВЧ приборах "О"-типа с длительным взаимодействием, М., "Сов.радио", 1975.
28. Филимонов Г.Ф., Бадлевский Ю.И. Нелинейное взаимодействие электронных потоков с радиоволнами в ЛВВ. М., "Сов. радио", 1971.
29. Водопьянов Ф.А., Мурин Б.П. - В сб.: Тр. радиотехн. ин-та АН СССР, 1975, №22, с.20.
30. Горникер Э.И., Карлинер М.М., Козырев Е.В. и др. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с.130.
31. Ковалев Н.Ф., Петружина В.И. - Электронная техника. Сер.1, Электроника СВЧ, 1977, вып.7, с.102.
32. Викулов И.К. - Вопросы радиоэлектроники. Сер.1, Электроника, 1964, вып.5, с.26.
33. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.Н. - Изв. вузов. Радиофизика , 1978, 21, №7, с.1037.
34. Ковалев Н.Ф. - Электронная техника. Сер.1, Электроника СВЧ, 1978, вып.3, с.102.
35. Рабинович М.С., Рухадзе А.А. - Физика плазмы, 1976, 2, №5, с.715.
36. Файнберг Я.Б. - УФЖ, 1978, 23, №11, с.1885.
37. Tamir T. , Oliner A.A. - Proc. IEEE, 1963, 51, No. 2, p. 347.
38. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В., Цопп Л.Э. - Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, вып. 4, с.232.
39. Carmel Y. , Ivers J. , Kribel R.E., Nation J. - Phys.Rev. Lett., 1974, 33, p.21.
40. Ткач Ю.В., Файнберг Я.Б., Гадецкий И.П. и др. - УФЖ, 1978, 23, 11, с.1902.
41. Иванов В.С., Ковалев Н.Ф., Кременцов С.И., Райзер М.Д., Письма в ЖТФ, 1978, 4, 14, с.817.
42. Диденко А.Н., Перелыгин С.Ф., Фоменко Г.П. и др. - В сб.: Тезисы докл. III Всесоюзного симпозиума по сильноточной импульсной электронике. Томск, 1978, с.234.

43. Белоусов В.И., Бункин Б.В., Гапонов-Греков А.В. и др. – Письма в ЖТФ, 1979, 4, вып.23, с.1443.
44. Nation J. – Appl. Phys. Lett., 1970, 17, p. 421.
45. Ткач Ю.В., Файнберг Я.Б., Магда И.И. и др. Физика плазмы, 1, №1, с.81.
46. Friedman M. – Appl. Phys. Lett., 1975, 26, No 7, p. 366.
47. Коломенский А.А., Крастелев Е.Г., Месхи Г.О., Яблоков Б.Н. – В кн.: П симпозиум по коллективным методам ускорения, Дубна, 1976, с.160.
48. Диденко А.И., Григорьев В.П., Усов Ю.П. Мощные электронные пучки и их применение. М., "Атомиздат", 1977.
49. Курилко В.И., Ткач Ю.В., Шендрик В.А. – ЖТФ, 1974, 44, №4, с.956.
50. Нечаев В.Е. – Изв.вузов. Радиофизика, 1977, 20, №4, с.598 и 1977, 20, №4, с.745.
51. Ломанова И.И. – Изв.вузов. Радиоэлектроника, 1977, 20, №10, с.96.
52. Зусмановский С.А., Галкин В.С., Дунаев А.С. и др. – Электронная техника. Сер.1, Электроника СВЧ, 1966, вып.3, с.128.
53. Месяц Г.А. Генерирование мощных наносекундных импульсов, М., "Сов.радио", 1974.
54. Straprans A., McCune E.W., Ruetz J. A. – Proceedings of the IEEE, 1973, 61, No. 3, p. 299.
55. Лебединский С.В., Канавец В.И., Васильев Е.И. и др. – Электронная техника. Сер.1, Электроника СВЧ, 1977, вып.1, с.41.
56. Mendel J.T. – Proceedings of the IEEE, 1973, No. 3, p. 280.
57. Вайнштейн Л.А., Открытые резонаторы и открытые волноводы, М., "Сов.радио", 1966.
58. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника, Харьков, "Вища школа", 1976.
59. Канавец В.И. – В кн.: Лекции по электронике СВЧ (4-я зимняя школа-семинар инженеров), 1978, Саратов, изд-во СГУ, кн.1У, с.119.

60. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. — В кн.:
Релятивистская высокочастотная электроника. Горький,
изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с. 217.

Институт прикладной
физики АН СССР

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ МАГНЕТРОН

В.Е.Нечаев, А.С.Сулакшин, М.И.Фукс,
Ю.Г.Штейн

1. Введение

В приборах магнетронного типа [1, 2] осуществляется взаимодействие электронного потока с замедленной электромагнитной волной в условиях черенковского синхронизма

$$v_{\phi} = \omega / k_{\parallel} \approx v_e \quad (1.1)$$

Однако в отличие от черенковских приборов типа "О", где невозмущенное движение электронов является свободным, в магнетронных приборах поступательное движение электронов представляет собой дрейф $v_{\phi} = c[\vec{E}_0 \vec{H}_0] / H_0^2$ в скрещенных

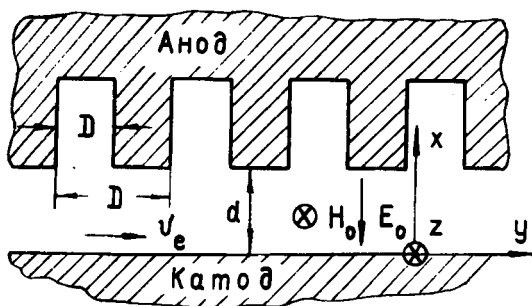
электростатическом \vec{E}_0 и магнитостатическом \vec{H}_0 полях (рис.1). Под действием синхронной (1.1) волны электроны дрейфуют к аноду, черпая энергию из электростатического поля и передавая ее волне, причем кинетическая энергия электронов при не слишком сильном высокочастотном поле практически не меняется.

В классическом магнетроне [1-3] электроны, покинув катод с нулевой скоростью, наряду с поступательной дрейфовой скоростью v_e приобретают еще и осцилляционное движение которое в системе отсчета K' , движущейся со скоростью v_e представляет собой вращение с радиусом $R' = v_e / \omega'_H$, где ω'_H - циклотронная частота. В условиях черенковского

го синхронизма (1.1), исключая циклотронный резонанс, воздействие волны на электроны не возмущает их циклотронного вращения ($R' = \text{const}$). Поэтому электрон попадает на анод с той же энергией $eE_0 \cdot 2R'$, которую он имеет на вершине первой петли своей траектории. Остальная часть энергии $eE_0 d$, взятой электроном у электростатического поля, оказывается преобразованной в энергию волны. Таким образом, КПД магнетрона есть

$$\eta = 1 - 2R'/d. \quad (1.2)$$

Отсюда видно, что можно, в принципе, получить КПД, сколько угодно близкий к единице, например, если при фиксированных статических полях \vec{E}_0 и \vec{H}_0 отодвигать анод от катода.



Р и с. 1. Плоская модель магнетрона.

Учитывая, что в предыдущих рассуждениях какие-либо ограничения на скорость электронов и рабочее напряжение не использовались, можно ожидать, что в релятивистской области магнетрон сможет генерировать высокие мощности с таким же высоким КПД [4], как и в нерелятивистской (напомним, что КПД промышленных магнетронов давно превысил 80%).

Обзору работ, направленных на исследование этой возможности, и посвящена настоящая работа.

2. Элементы теории релятивистского магнетрона

Основные характеристики магнетрона можно получить из анализа простейшей плоской модели (уже использованной во введении) в пренебрежении полем пространственного заряда.

Движение электронов. В системе отсчета, связанной с синхронной пространственной гармоникой, ее поле является чисто электростатическим $\vec{E}' = -\nabla\Phi'$ с потенциалом

$$\Phi' = -\frac{\tilde{E}}{\rho} \frac{\text{ch } \rho x}{\text{sh } \rho d} \sin \rho y' . \quad (2.1)$$

Здесь $y' = \gamma_{\phi}(y - \beta_{\phi} ct)$, $\gamma_{\phi} = (1 - \beta_{\phi}^2)^{-1/2}$, $\beta_{\phi} = v_{\phi}/c$,

$\rho = 2\pi/\lambda \beta_{\phi} \gamma_{\phi}$ - поперечное волновое число, \tilde{E} амплитуда поля на аноде. Постоянные поля - $-E_0 \vec{x}_0$ и $H_0 \vec{z}_0$ в этой системе отсчета имеют вид

$$\begin{aligned} \vec{E}'_0 &= -\nabla\Phi'_0 = -\alpha \gamma_{\phi} E_0 \vec{x}_0 , \\ \vec{H}'_0 &= \gamma_{\phi} H_0 (1 - \beta_{\phi} \beta_e) \vec{z}_0 \approx \frac{E_0}{\beta_{\phi} \gamma_{\phi}} (1 - \alpha \gamma_{\phi}^2) \vec{z}_0 , \end{aligned} \quad (2.2)$$

где $\beta_e = E_0/H_0$, $\alpha = 1 - \beta_{\phi}/\beta_e$ - малая расстройка скоростей ($\alpha \ll 1$), $\Phi'_0 = \alpha \gamma_{\phi} E_0 x$.

Если электростатическое поле $\vec{E}' = \vec{E}'_0 + \vec{E}'_{\sim}$ мало по сравнению с магнитостатическим

$$E' \ll H'_0 , \quad (2.3)$$

то движение электрона (рис.2) может быть представлено в виде суперпозиции циклотронного вращения по окружности радиусом

$$R' = \frac{c\beta_\phi}{\omega'_H} = \frac{mc^2}{eU} d(\gamma_\phi^2 - 1), \quad (2.4)$$

где $U = E_0 d$ — анодное напряжение, и относительно медленного дрейфа, при этом энергия электрона за оборот почти не изменяется (что и подразумевалось при выводе выражения (1.2) для КПД). Таким образом, в процессе движения электронов к аноду циклотронная частота $\omega'_H = eH'_0 / mc \gamma_\phi$ и радиус R' сохраняются такими же, как у катода, с которого электроны стартуют со скоростью $c\beta_\phi$. Что же касается дрейфа, то, как показано в Приложении, известная формула для дрейфовых скоростей

$$\vec{v}'_{др.} = c \frac{[\vec{E}' \vec{H}']}{H'^2}, \quad (2.5)$$

где E' — напряженность поля в центре циклотронной орбиты, остается справедливой при любом отношении радиуса орбиты к размеру неоднородности слабого (2.3) электростатического поля E' . Согласно (2.4) дрейфовое движение происходит вдоль эквипотенциалей

$$\Phi'_0 + \Phi' = const, \quad (2.6)$$

т.е. оказывается в точности таким же, как и в детально изученном слаборелятивистском случае [5,6].

В области благоприятных фаз $2\pi(n-1/4) < \varphi' < 2\pi(n+1/4)$ электроны смещаются к аноду (рис.2) и отдают потенциальную энергию высокочастотному полю, а в соседних областях неблагоприятных фаз центры орбит смещаются к катоду, и электроны с отличной от нуля скоростью бомбардируют его поверхность.

Анодный ток. Электронная бомбардировка катода порождает вторичную эмиссию, которая в обычных магнетронах составляет основную часть электронного тока [3]. Можно ожидать, что этот механизм эмиссии в магнетроне сохраняется основным и при увеличении напряженности поля вплоть

до $E_0 \sim 10^6$ В/см. (Работа магнетрона при электрических полях большей величины, когда основная часть тока должна быть обусловлена взрывной эмиссией, теоретически пока не исследована).

В рамках принятой модели вблизи границ $\rho y' = \pm \frac{\pi}{2}$ в областях неблагоприятных фаз происходит накопление вторичных электронов, дрейфующих через границы в область благоприятных фаз со скоростями

$$v'_{y(\text{др})} = -c \frac{E'_x}{H'_0} = c \beta_\phi \gamma_\phi \left(\alpha \gamma_\phi \mp \frac{\tilde{E}}{E_0} \frac{chq}{sh\xi} \right) \quad (2.7)$$

где $q = \rho R' = \omega / \omega'_H \gamma_\phi$, $\xi = \rho d$ ($\omega = 2\pi c / \lambda$ — частота колебаний поля). Заряд прикатодного слоя вторичных электронов в режиме ограничения тока объемным зарядом составляет

$$\sigma' = \frac{\sigma}{\gamma_\phi} = \frac{E_0}{4\pi \gamma_\phi} \quad , \quad (2.8)$$

так что ток, поступающий в область благоприятных фаз, как и в [6], равен

$$I' = \sigma' L \left[v'_{y(\text{др})} \left(-\frac{\pi}{2} \right) + v'_{y(\text{др})} \left(+\frac{\pi}{2} \right) \right] \quad (2.9)$$

где L — протяженность катода вдоль оси Z . Электроны, составляющие ток (1.7), движутся к аноду, как показано на рис.2 (см. также [2]). Начиная с некоторой расстройки α_1 , электроны попадают в область благоприятных фаз только через левую границу $\rho y' = -\frac{\pi}{2}$ (рис. 2,в), и ток, как видно из (2.7) — (2.9), с увеличением α нарастает. Именно этим объясняется известное для магнетронов нарастание тока и мощности, почти пропорциональное рассинхронизму $\alpha = \frac{U - U_{\text{пор}}}{U_{\text{пор}}}$ (превышению анодного напряжения U над пороговым $U_{\text{пор}} = \beta_\phi H_0 d$, определяемым условием синхронизма (1.1)).

Однако такое нарастание тока не беспредельно. Средние траектории спицы

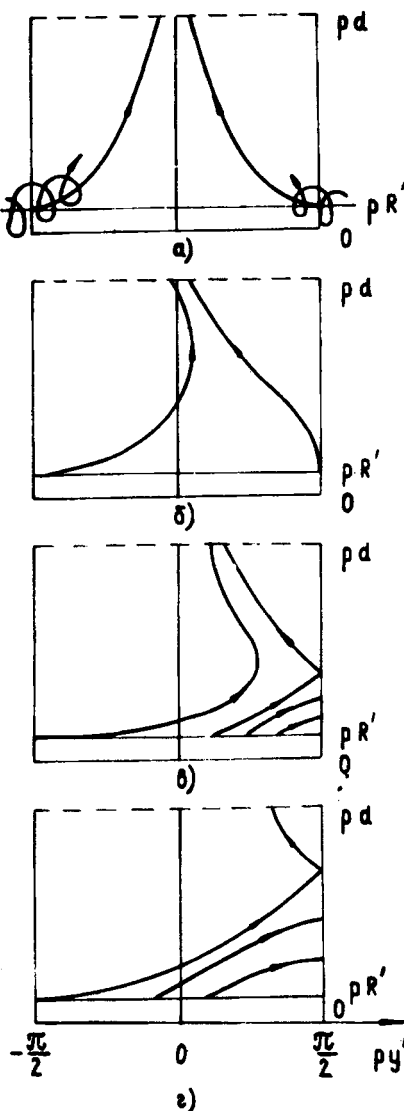
$$\sin p y' \sin p x = (\rho x - q) A - \operatorname{sh} q, \quad (2.10)$$

где $A = \alpha \gamma_{\phi} \frac{E_0}{E} \operatorname{sh} \xi,$

по мере роста α деформируются, как показано на рис. 2, а при некотором критическом $\alpha_{кр}$, когда средняя траектория проходит через седло ($\rho y' = \pi/2$, $\rho x = q \operatorname{tch} A$), электроны перестают попадать на анод^{*} (рис. 2, г) и переходят в область неблагоприятных фаз. Максимальный ток достигается при условии

$$A \operatorname{arch} A - \sqrt{A^2 - 1} = A q + \operatorname{sh} q, \quad (2.11)$$

Р и с. 2. Структура фазовых траекторий в зависимости от параметра рассинхронизма.



^{*}) Поля объемного заряда могут повлиять на некоторые характеристики движения электронов, и в частности на величину $\alpha_{кр}$. Поэтому предлагаемый расчет служит только одной цели — качественно определить пути управления выходными параметрами магнетрона.

которое для практически интересных случаев $q = \rho R' = \frac{\omega}{\omega_H \gamma_\phi} \ll 1$ можно аппроксимировать следующим образом:

$$A + chq \approx 2 + 3,5q. \quad (2.12)$$

Анодный ток одной спицы в лабораторной системе отсчета согласно (2.7) - (2.9) составляет

$$I = \frac{mc^3}{e} a \alpha \beta_\phi \frac{L}{\lambda} \left(1 + \frac{chq}{A} \right), \quad (2.13)$$

где $a = \frac{E_0 \lambda}{4\pi} \frac{e}{mc^2}$.

Мощность излучения. Для мощности, приходящейся на одну спицу, согласно (1.2), (2.13), (2.12), имеем [4]

$$P = \eta IU = \frac{m^2 c^5}{e^2} \frac{\tilde{E}}{E_0} \frac{L}{\lambda} \frac{2a^2 \xi}{sh \xi} \frac{\tau^2}{1 + \tau^2} \times \left(1 - \frac{\tau}{a \xi} \right) \left(2 + 1,75 \frac{\tau}{a} \right), \quad (2.14)$$

где $\tau = \beta_\phi \gamma_\phi$. Отсюда видно, что для увеличения мощности выгодно увеличивать напряженности полей E_0 , \tilde{E} , а также длину прибора L и число спиц n просторанственного заряда. Что касается параметров τ и ξ , то поскольку магнетрон обычно проектируется с расчетом на имеющийся источник напряжения U , τ и ξ оказываются связанными ($U = mc^2/e \cdot (2a\tau\xi)$). С ростом параметра $\xi = \rho d$, характеризующего спад высокочастотного поля от анода к катоду, растет КПД, но все труднее обеспечить захват электронов в спицу, и анодный ток снижается. Таким образом, выбор конструктивных параметров генератора приходится осуществлять на основе некоторого компромисса между стремлениями получить и большую мощность и высокий КПД.

3. Конструктивные особенности релятивистского магнетрона

Большие напряженности квазистатического и высокочастотного полей, высокие энергии электронов, малая длительность импульса напряжения — все это заставляет предъявлять к конструкции магнетрона повышенные требования по обеспечению одномодовой генерации, короткого времени переходного процесса, малой удельной нагрузки на анод, электропрочности.

Селекция видов колебаний. Селекция мод по азимутальному — соответствующему координате ψ (см. рис. 1) — индексу n достигается в том случае, если рабочий тип колебаний по фазовым скоростям достаточно сильно отличается от соседнего паразитного, а именно, когда соответствующие

углы пролета $\theta_1 = \omega_1 \tau_e \left(\frac{v_e}{v_{\phi_1}} - 1 \right)$ и $\theta_2 = \omega_2 \tau_e \left(\frac{v_e}{v_{\phi_2}} - 1 \right)$ различаются больше чем на π

$$|\theta_1 - \theta_2| = \omega \tau_e \left(\left| \frac{\Delta \omega}{\omega} \right| + \frac{1}{n} \right) > \pi. \quad (3.1)$$

Здесь τ_e — время жизни электрона на пути от катода к аноду, которое можно оценить из дрейфового уравнения вертикального движения

$$\tau_e = \gamma_\phi \int_{R'}^d \frac{dx}{v'_x(qp)} = \frac{E_0 \gamma_\phi \operatorname{sh} \xi}{\tilde{E} \omega} \ln \left(\frac{\operatorname{th} \xi / 2}{\operatorname{th} q / 2} \right). \quad (3.2)$$

В магнетроне с анодным блоком из большого количества резонаторов $N \gg 1$ в (3.1) можно пренебречь $\Delta \omega / \omega$ по сравнению с $1/n$. В частности, для π -вида колебаний максимально допустимое число резонаторов N составляет

$$N_{\max} \approx \frac{2 \gamma_\phi}{\pi} \frac{\operatorname{sh} \xi}{\tilde{E} / E_0} \ln \left(\frac{\operatorname{th} \xi / 2}{\operatorname{th} q / 2} \right). \quad (3.3)$$

Допустимое число N_{\max} можно, как видно из (3.1), увеличить, разрежая спектр частот (увеличивая $\Delta \omega / \omega$). Этого можно достичь введением связей между резонаторами или

использованием разнорезонаторных структур.

В цилиндрическом магнетроне число периодов замедляющей системы N ограничено и снизу, поскольку большая кривизна пространства взаимодействия ($r_a/r_k > 2$) нарушает эффективность группировки электронов в спицы.

Конкуренция мод, отличающихся друг от друга продольной структурой, обычно обеспечивается тем, что для рабочего вида с аксиальным индексом $m = 0$ длина пространства взаимодействия L выбирается малой ($L/\lambda \leq 1$), а для выравнивания структуры поля по длине рабочий объем с обоих концов нагружается цилиндрическими полостями [3]. В релятивистском магнетроне более эффективен дифракционный вывод мощности, аналогичный применяемому в мощных гиротронах [7]. Этот метод заключается в плавном сопряжении пространства взаимодействия магнетрона с выходным цилиндрическим волноводом. Для добротности мод с разными продольными числами m в этом случае справедлива формула [8]

$$Q \approx \frac{30}{m} \left(\frac{L_{\text{эфф}}}{\lambda} \right)^2, \quad (3.4)$$

где $L_{\text{эфф}}$ — эффективная длина, занимаемая электромагнитным полем в резонаторе. Из-за падения Q с ростом m возможность самовозбуждения мод с большими продольными индексами исключается. Выбор длины резонатора здесь определяется уже не соображениями селекции мод, а из условия обеспечения требуемой нагруженной добротности рабочего вида колебаний.

Время установления колебаний. Этот вопрос имеет большое значение для релятивистских магнетронов, работающих с импульсами напряжения $10 + 100$ нс. Рассматривая возмущение поверхности околочатодного потока электронов с бриллюэновской плотностью $\rho_0 \approx \frac{e H_0^2}{4\pi \gamma m c^2}$, где $\gamma = (1 - \beta_e^2)^{-1/2}$

[9] и используя теорию возбуждения резонаторов, по аналогии с [10] для инкремента нарастания колебаний получаем

$$\text{Im } \omega = \sqrt{\left(\frac{\omega}{4Q} \right)^2 + \frac{e E_0 S \chi^2}{2m \gamma_\phi V}} - \frac{\omega}{4Q}, \quad (3.5)$$

где $\chi = E_y / E$ - коэффициент связи между азимутальной E_y составляющей электрического поля в области прикатодной электронной втулки и средним полем в резонаторе E , S - площадь катода, V - объем резонатора. Обычно в магнетронах $\frac{eE_0 S \chi^2}{2m\gamma_\phi V} \gg \left(\frac{\omega}{4Q}\right)^2$ поэтому добротность резонатора

не оказывает существенного влияния на инкремент $\text{Im } \omega$

Шумы в магнетронах в отсутствие синхронизма (1.1) составляют [11] $E_y \approx 10^{-3} E_1 e^{-n}$, где E_1 - амплитуда высокочастотного поля на раскрытых резонаторах анодного блока. Отсюда для времени нарастания колебаний получаем

$$\tau_y \approx \frac{n+7}{\text{Im } \omega} \quad (3.6)$$

Для оптимальных режимов релятивистских магнетронов, рассчитанных в [4] с целью получения предельных мощностей, согласно оценке (3.6) время переходных процессов составляет единицы наносекунд.

Тепловая нагрузка. При бомбардировке анода релятивистские электроны проникают в глубь металла, рассеивая свою энергию в приповерхностном слое. На границе этого слоя с остальной, холодной массой металла возникает напряжение сжатия, которое может привести к необратимым деформациям ламелей замедляющей системы. В условиях одиночных импульсов длительностью в пределах 1 мкс, когда унос тепла из приповерхностного слоя существенной роли не играет, для максимально допустимой длительности импульса, по аналогии с [12], можно найти

$$\tau_{\max}(c) \approx \chi \frac{DNL(1-f)}{(1-\eta)IU} \left(\sqrt{1+(5\xi)^2} - 1 \right), \quad (3.7)$$

где $\xi(\text{МэВ}) \approx eE_0 \cdot 2R'$ - энергия электрона в плоскости анода, $f = \bar{D}/D$ - фактор затенения, $\chi = \frac{0,7\sigma_{\max}c}{\alpha E z^{0,2}}$ - константа, определяемая свойствами металла (здесь σ_{\max} - предел текучести). Для релятивистского магнетрона [13] с длиной волны $\lambda \approx 3$ см такая оценка дает $\tau_{\max} \approx 20$ нс.

К срыву генерации приводит также возникновение непрозрачной для СВЧ излучения коллекторной плазмы, которая появляется при тепловых нагрузках, примерно соответствующих пределу текучести металла, и при воздействии значительных ($\sim 10^5 - 10^6$ В/см) СВЧ полей, приводящих к вторично-эмиссионному разряду [12].

При работе катода в режиме взрывной эмиссии длительность генерации может ограничиваться и из-за быстрого сокращения эффективного межэлектродного зазора вследствие движения прикатодной плазмы со скоростью около 10^6 см/с [12].

4. Экспериментальные исследования релятивистских магнетронов

Конструктивные и выходные параметры релятивистских магнетронов, созданных на базе сильноточных импульсных источников высокого напряжения, приведены в таблице.

Длинноволновые генераторы [4-7] имели конструкцию, традиционную для нерелятивистских магнетронов; многорезонаторный ($N = 6$) анодный блок протяженностью $L \ll \lambda$, нагруженный с обоих концов цилиндрическими полостями; вывод высокочастотной мощности осуществлялся одномодовым волноводом прямоугольного сечения, связанным щелью с одним из резонаторов. В экспериментах [6, 7] использование связей между резонаторами позволило существенно поднять мощность излучения рабочего H_{10} -вида колебаний. Магнетрон с длиной волны $\lambda = 3,3$ см [13] по конструкции существенно отличался от более длинноволновых. В нем был использован дифракционный вывод СВЧ мощности, что обеспечивало не только селекцию мод, различающихся продольной структурой (см. разд. 2), но и высокую электропрочность.

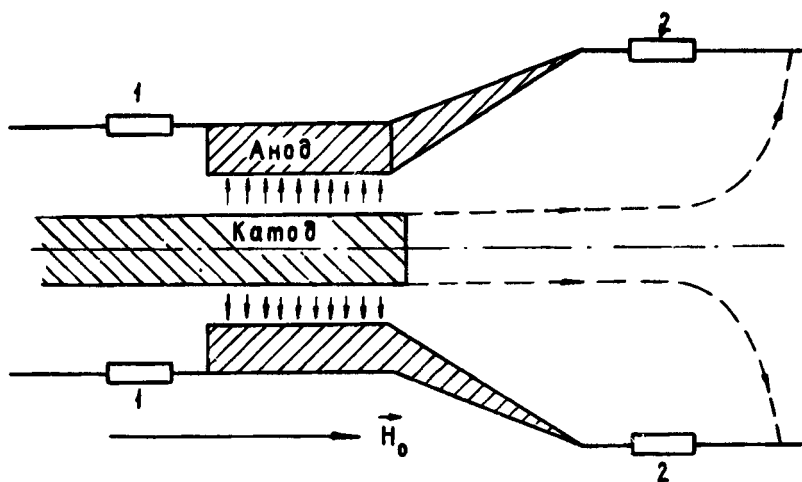
Во всех магнетронах применялся холодный катод, на который через длинный держатель подавался высоковольтный импульс отрицательной полярности. В такого рода системах электроны эмитируются не только боковой поверхностью катода, обеспечивая анодный ток магнетрона, но и свободным торцом в осевом направлении. Для уменьшения торцевого тока и, соответственно, повышения КПД приходится

Т а б л и ц а

Конструктивные и выходные параметры
релятивистских магнетронов

λ (см)	N	β	L/λ	d (см)	τ_p (нс)	$\tau_{свч}$ (нс)	U (МВ)	η %	P (ГВт)	Публи- кации
12,7	6	0,354	~ 1	0,9	60	30	1,0	40	2	[16]
12,7	6	0,36	~ 1	1,15	800	300	0,45	20	0,8	[17]
10	6	0,3	0,7	0,52	40	20	0,36	35	1,7	[14]
10	6	0,3	0,7	0,52			1,0		4	[15]
3,3	8	0,465	0,64	0,69	70	20	0,57	15	0,5	[13]

увеличивать диаметр и длину цилиндрической полости, сопряженной с пространством взаимодействия генератора. В этом отношении конструкция с дифракционным выводом мощности (рис.3) наиболее естественна для релятивистского магнетрона. Со стороны высоковольтного ввода магнетрона (ускорительной трубки) рабочий объем генераторов ограничивался запредельным для \mathcal{L} - вида колебаний коаксиальным участком.



Р и с. 3. Схематический разрез релятивистского магнетрона.

Приведенные в таблице значения КПД во всех исследованных приборах определялись по отношению мощности СВЧ излучения к мощности анодного электронного пучка. Анодный ток находился как разность полного и торцевого токов, измеряемых с помощью шунтов 1 и 2 (см. рис. 3).

Импульс СВЧ излучения, как видно из таблицы, был намного короче приложенного импульса напряжения ($\tau_{\text{свч}} < \tau_{\text{у}}$). Объяснить это расхождение медленным нарастанием колебаний не удается — согласно (3.6) это время составляет для исследованных магнетронов 5 — 15 нс. По-видимому, длительность генерации ограничивалась возникновением анодной плазмы, не-

прозрачной для СВЧ излучения.

Почти все исследователи обратили внимание на эрозию ламелей анодного блока. Максимальные разрушения анода наблюдались вблизи свободного торца катода, что, вероятно, обусловлено сносом спиц в осевом направлении под действием магнитного поля тока, текущего по катоду. Такая неравномерность еще более ограничивает максимально допустимую длительность генерации (3.7).

В соответствии с теоретическими оценками [4] выходные характеристики экспериментальных релятивистских магнетронов довольно быстро падают с уменьшением длины волны. Однако в диапазоне сантиметровых волн релятивистские магнетроны являются одними из наиболее мощных и высокоэффективных генераторов. Достигнутая импульсная мощность 4 ГВт остается пока абсолютным рекордом для электронных СВЧ приборов. В то же время следует особо отметить, что магнетроны способны генерировать только импульсы малой длительности (десятки наносекунд), особенно в высокочастотной части диапазона сантиметровых волн.

П р и л о ж е н и е

Движение электрона в скрещенных магнитном и неоднородном электростатическом полях

В магнитном поле $\vec{H} = H \vec{z}_0$ и электрическом $\vec{E} = -\nabla\Phi(x,y)$ уравнения движения электрона удобно исследовать в комплексной форме

$$\dot{p} = j\omega_H p - eE, \quad \xi = \frac{p}{m\gamma}, \quad (П.1)$$

где импульс $p = p_x + jp_y$, $\xi = x + jy$, $E = E_x + jE_y$, $\omega_H = \frac{eH}{mc\gamma}$.

$\gamma = \left(1 + \frac{|p|^2}{m^2c^2}\right)^{1/2}$. Представим координату и импульс в виде

$$\xi = Z + Re^{j\psi}, \quad p = \rho e^{j\psi}, \quad (П.2)$$

и, в силу такой замены двух переменных на четыре, используем два дополнительных соотношения. Пусть $\dot{\Psi} = \omega_H$ — мгновенная скорость вращения (так что R — радиус, а Z — центр вращения) и, кроме того, пусть

$$\dot{Z} + \dot{R} e^{j\Psi} = 0. \quad (\text{П.3})$$

Легко убедиться, что при $E=0$ движение происходит с постоянными $Z, R, \rho, \omega_H, \gamma$, так что (П.3) — обычное условие в методе произвольных постоянных.

Подстановка (П.2) в (П.1) с учетом (П.3) позволяет получить

$$\dot{\rho} = -e E e^{-j\Psi}, \quad R = -j \frac{c\rho}{eH}, \quad (\text{П.4})$$

и при указанном способе разделения движения на вращательное и дрейфовое радиус вращения изменяется пропорционально импульсу. Отсюда, используя (П.3), найдем

$$\dot{R} = j \frac{cE}{H} e^{-j\Psi}, \quad \dot{Z} = -j \frac{cE}{H}. \quad (\text{П.5})$$

В отсутствие полей объемного заряда ($\Delta\Phi=0$), $E = F(\xi^*)$ — аналитическая функция. При малых $|E| \ll \frac{|v|}{c} H$ в первом приближении R, Z меняются медленно ($R \approx \bar{R}$, $Z \approx \bar{Z}$), поэтому из (П.5) получим

$$\begin{aligned} \dot{\bar{R}} \approx \dot{R} &= j \frac{c}{H} \int_0^{2\pi} F(\bar{Z}^* + \bar{R}^* e^{-j\Psi}) e^{-j\Psi} d\Psi = 0, \\ \dot{\bar{Z}} \approx \dot{Z} &= -j \frac{c}{H} \int_0^{2\pi} F(\bar{Z}^* + \bar{R}^* e^{-j\Psi}) d\Psi = -j \frac{c}{H} F(\bar{Z}^*). \end{aligned}$$

Таким образом, в первом приближении радиус вращения, следовательно, и импульс, энергия, частота остаются неизменными. Скорость движения центров вращения $\bar{Z} = \bar{X} + j\bar{Y}$ определяется выражением $\bar{v} = cH^{-2} [\bar{E} \bar{H}]$, в котором $\bar{E} = \bar{E}(\bar{X}, \bar{Y})$.

Л и т е р а т у р а

1. Стальмахов В.С. Основы электроники сверхвысокочастотных приборов со скрещенными полями, М., "Сов. радио", 1963.
2. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А. Лекции по сверхвысокочастотной электронике, М., "Сов. радио", 1973.
3. Магнетроны сантиметрового диапазона, ч.1. М., "Сов.радио", 1950.
4. Нечаев В.Е., Петелин М.И., Фукс М.И. - Письма в ЖТФ, 1977, 3, вып.15, с.763.
5. Капица П.Л. Электроника больших мощностей, М.,АН СССР, 1962.
6. Нечаев В.Е. - Изв.вузов. Радиофизика, 1962, 5, №3, с.1035.
7. Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев Д.П. и др. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №2, с.280.
8. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М. и др. - Изв.вузов. Радиофизика, 1969, 12, №8, с.1237.
9. Нечаев В.Е., Фукс М.И. - ЖТФ, 1977, 47, №11, с.2347.
10. Гапонов А.В., Юлпатов В.К. - Радиотехника и электроника, 1962, 7, №4, с.631.
11. Бербасов В.А., Кузнецов М.И., Нечаев В.Е. - Изв.вузов, Радиофизика, 1960, 3, №1, с.103.
12. Бугаев С.П., Ильин В.П., Кошелёв В.И. и др. - В.кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с.
13. Ковалев Н.Ф., Кольчугин Б.Д., Нечаев В.Е. и др. - Письма в ЖТФ, 1977, 3, вып.20, с.1048.
14. Bekefi G., Ovzechowski T. S. - Phys. Rev. Lett., 1976, 37, 6, p. 379.
15. Physics today, 1976, 29, No 11, p. 19.
16. Диденко А.Н., Сулакшин А.С., Фоменко Г.П. и др. - Письма в ЖТФ, 1978, 4, вып.1, с.10.
17. Диденко А.Н., Сулакшин А.С., Фоменко Г.П. и др. - Письма в ЖТФ, 1978, 4, вып.14, с.823.

Институт прикладной физики
АН СССР

Научно-исследовательский
институт ядерной физики
при ТПИ им. С.М.Кирова

ГИРОКОН

Э.И.Горникер, М.М.Карлинер, Е.В.Козырев,
И.Г.Макаров, С.Н.Морозов, О.А.Нежевенко,
Г.Н.Острейко, В.М.Петров, Г.В.Сердобинцев,
И.А.Шехтман

Введение

Гирокон, *) предложенный Г.И.Будкером [1] в 1967 году, относится к классу электронно-лучевых приборов СВЧ с динамическим управлением электронным потоком. Как и клистрон, он содержит входную колебательную систему для управления электронным пучком, пролетное пространство, свободное от СВЧ полей, и выходной резонатор, в котором происходит торможение электронов. Однако электронный поток в гироконе модулируется не по величине скорости, как в клистроне, а по ее направлению путем круговой развертки пучка. Отклоненные от оси прибора электроны поступают в выходной резонатор, непрерывно меняя место своего входа в него. Это приводит к возбуждению СВЧ колебаний в резонаторе непрерывным пучком без предварительного разбиения его на сгустки.

Такой способ возбуждения резонатора был известен давно [2] и неоднократно описывался в литературе при анализе клистрона с поперечным отклонением [3,4] - прототипа гирокона. Но для получения мощных СВЧ колебаний при релятивистском уровне энергии электронов этот способ мало

*) От греческого " $\gamma\rho\epsilon\upsilon\omega\zeta$ " - круг и латинского " *continuum* " - непрерывный: круговая развертка непрерывный пучок.

эффективен, так как развертываемый по кругу низковольтный электронный пучок большой мощности недопустимо расширяется под действием сил объемного заряда.

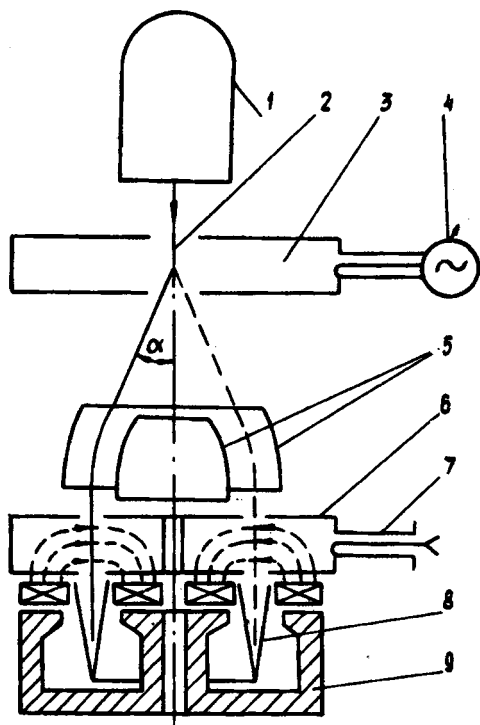
Г.И.Будкер, предлагая гирокон, первым обратил внимание на возможности, которые дает в таком приборе переход к релятивистскому уровню энергии электронов. В релятивистском пучке силы магнитного стягивания ослабляют действие электрических сил объемного заряда в γ^2 раз ($\gamma = \frac{eU_0}{mc^2} + 1$ - относительная энергия электронов, U_0 - ускоряющее постоянное напряжение). Это обеспечивает возможность формирования электронного потока в виде необходимого для работы гирокона длинного и слабо расходящегося электронного луча большой мощности. При малых поперечных размерах такого луча практически все электроны одинаково эффективно тормозятся в выходном резонаторе. Эффект искривления траекторий релятивистских электронов в магнитном поле выходного резонатора клистрона [3,4] компенсируется в гироконе введением дополнительных магнитных полей. Таким образом, в принципе, появляется возможность получения в гироконе электронного КПД, близкого к 100%, при большой мощности пучка.

1. Схема гирокона и основные процессы, характеризующие его работу

Источником электронов в гироконе (рис.1) служит высоковольтный ускоритель. Электронный луч ускорителя проходит по оси резонатора круговой развертки, в котором создается вращающееся электромагнитное поле СВЧ. Это поле отклоняет электроны так, что после резонатора развертки их прямолинейные траектории образуют поверхность, близкую к конической. На ней мгновенное расположение электронов имеет вид развертывающейся спирали. В пространстве дрейфа электроны отходят от оси прибора и попадают в щель выходного резонатора. Последний представляет собой кольцевой резонатор бегущей волны, настроенный на частоту развертки электронного пучка или на ее гармонику, если гирокон является умножителем частоты.

В выходном резонаторе электроны возбуждают бегущую волну, поле которой тормозит их. СВЧ-мощность выводится через два или несколько волноводов, которые расположены и нагружены так, чтобы в выходном резонаторе не нарушался ре-

жим бегущей волны.



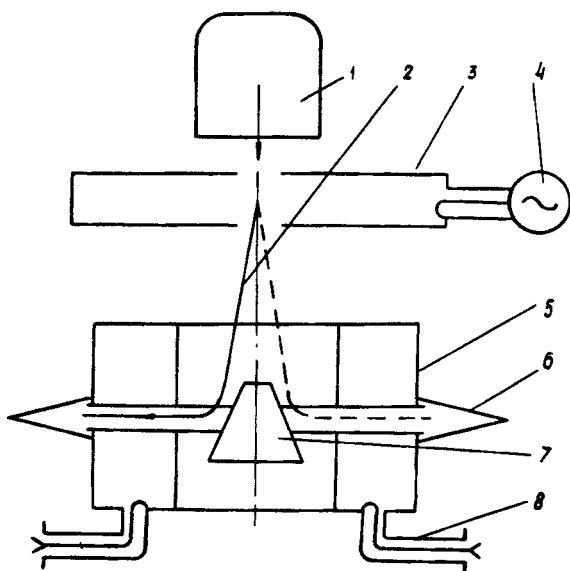
Р и с. 1. Конструктивная схема гирокона.

1 - высоковольтный ускоритель, 2 - электронный пучок, 3 - резонатор развертки, 4 - ВЧ-возбудитель, 5 - электростатическая отклоняющая система, 6 - выходной резонатор, 7 - выводы энергии, 8 - коллектор, 9 - компенсирующий электромагнит, α - угол развертки — — — — — линии статического магнитного поля.

Для компенсации искривления траекторий электронов магнитным полем волны в пролетном зазоре выходного резонатора используется постоянный магнит. Представленная на рис.1 схема - это схема так называемого аксиального гирокона.

Возможно построение гирокона по иной схеме, в которой электроны вводятся в выходной резонатор по радиусу, а не параллельно оси прибора. Это - радиальный гирокон (рис.2)

[5]. В нем после резонатора развертки устанавливается коническая катушка, создающая постоянное магнитное поле, расходящееся по радиусам вблизи вершины конуса. Электроны, описывая в этом поле траектории двойной кривизны, не только переходят в плоскость, перпендикулярную оси гирокона, но и приобретают дополнительную азимутальную скорость в направлении движения волны, бегущей в выходном резонаторе.



Р и с. 2. Конструктивная схема радиального гирокона.

1 - высоковольтный ускоритель, 2 - электронный пучок, 3 - резонатор развертки, 4 - ВЧ-возбудитель, 5 - магнитостатическая отклоняющая система, 6 - выходной резонатор, 7 - коллектор, 8 - выводы энергии.

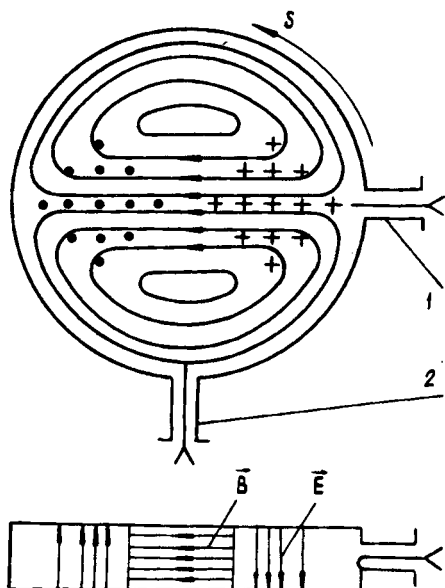
Такой ввод электронов в резонатор под углом к радиусу - это другой путь компенсации искривления траектории электронов магнитным полем бегущей волны: электроны, введенные с начальной азимутальной скоростью, к концу тор-мождения движутся по радиусам и могут отдать СВЧ полную свою кинетическую энергию.

Таким образом, для гирокона характерны два основных процесса: круговая развертка пучка релятивистских электронов и возбуждение бегущей волны в выходном резонаторе этим развернутым релятивистским пучком,

2. Круговая развертка пучка в гироконе

Для круговой развертки релятивистского пучка известные устройства (две пары пластин, два резонатора, отклоняющие луч своими электрическими полями) непригодны прежде всего из-за недостаточной электрической прочности. Поэтому в гироконе применена система развертки, основу которой составляет один цилиндрический резонатор с вращающимся магнитным полем в зоне, где проходит электронный луч [6]. Два ввода, разнесенные по азимуту на четверть окружности, питаются от источника входной СВЧ мощности со сдвигом фаз на 90° , что обеспечивает круговую поляризацию магнитного поля на оси резонатора.

Мгновенная картина поля волны, бегущей по кругу в резонаторе развертки, показана на рис.3. Через каждый ввод



Р и с. 3. Резонатор развертки.

\vec{B} - линии магнитной индукции, \vec{E} - линии напряженности электрического поля, 1, 2 - вводы мощности, S - направление вращения поля.

возбуждается колебание типа E_{110} с пучностью магнитного поля на оси. Таким образом, релятивистский электронный пучок находится в области узла электрического поля, что существенно повышает электрическую прочность развертывающего устройства.

Интегрирование релятивистских уравнений движения электрона в поле резонатора развертки ведется при следующих упрощениях:

1. Вращающееся магнитное поле в области прохождения электронов неизменно по амплитуде.

2. Продольная (по оси Z) скорость электронов в резонаторе развертки постоянна (ось Z - ось резонатора).

Поперечная скорость $(dx/dt, dy/dt)$, полученная в результате интегрирования, позволяет найти угол отклонения электрона α при развертке:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\sqrt{(dx)^2 + (dy)^2}}{dz} = \frac{1}{2J_1(t'_{11})} \sqrt{\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1}} \left(\frac{U_m}{U_0} \right) \frac{\sin \alpha}{\alpha} \quad (2.1)$$

Здесь $J_1(t'_{11})$ - значение функции Бесселя 1-го порядка

в 1-м максимуме, U_m - амплитуда ВЧ напряжения в пучности электрического поля резонатора, U_0 - ускоряющее

напряжение источника электронов, $\gamma_0 = \frac{eU_0}{mc^2} + 1 = 1/\sqrt{1-\beta_0^2}$ - начальная относительная энергия электронов), $\alpha = \pi h/\beta_0 \lambda$ - половина угла пролета, h - пролетный зазор, λ - резонансная длина волны ($\lambda = 1,64a$), a - радиус резонатора.

Погрешность соотношения (2.1) $< 10\%$ при $\alpha < 20^\circ$, $\alpha \leq 0,6$ и падает пропорционально $\operatorname{tg}^2 \alpha$.

ВЧ мощность, рассеиваемая в стенках резонатора, при отклонении электронов на угол α определяется по напряжению U_m , необходимому для получения этого угла, из соотношения (2.1)

$$P_{\text{рез}} = \frac{U_m^2}{2R_{\omega}} \sim \operatorname{tg}^2 \alpha \quad (2.2)$$

R_{ω} - шунтовое сопротивление резонатора развертки.

Для волны, бегущей по кругу (рис.3), отношение напряженности электрического поля E_z к радиальной составляющей магнитной индукции B_r есть величина для дан-

ного радиуса γ постоянная:

$$E_z / B_{\nu} = \omega \gamma. \quad (2.3.)$$

Здесь ω — круговая частота развертки. Условие (2.3.) позволяет получить еще один интеграл движения электронов в таком поле без введения упрощений. Этот интеграл связывает изменение энергии электрона γ_0 / γ с его поперечными координатами x, y и скоростью

$$\frac{\gamma_0}{\gamma} = 1 - \frac{\omega^2}{c^2} \left(x \frac{dy}{dt} - y \frac{dx}{dt} \right). \quad (2.4.)$$

Полученные ранее приближенные значения координат и скорости электрона на выходе резонатора развертки позволяют с помощью соотношения (2.4.) оценить мощность, которая затрачивается на ускорение электронов пучка при развертке, а также их энергетический разброс:

$$P_{\text{пуч}} = P_0 (1 + \gamma_0^{-1}) (1 - \alpha \text{ctg} \alpha) \text{tg}^2 \alpha. \quad (2.5.)$$

Здесь P_0 — мощность развертываемого луча.

Как и мощность, теряемая в стенках резонатора, мощность, идущая на пучок, сильно зависит от требуемого угла развертки ($\sim \text{tg}^2 \alpha$).

Сумма этих мощностей определяет необходимый уровень возбуждения гирокона $P_{\theta x}$, а следовательно, и его коэффициент усиления $K = \frac{P_{\theta x}}{P_{\theta x}}$, где $P_{\theta x} = P_0 \eta$ — выходная мощность гирокон, а η — его КПД.

Пролетный зазор резонатора развертки оптимизируется по минимуму мощности возбуждения для заданной мощности луча и материала стенок резонатора. Оптимуму соответствует примерное равенство потерь в стенках и на ускорение электронов. При этом коэффициент усиления гирокон K может быть рассчитан по формуле [7]

$$K = \frac{5 \cdot 10^{-6}}{\text{tg}^2 \alpha} \sqrt{\left(\frac{\lambda}{\delta} \right) \frac{P_0 \eta}{\gamma_0 (\gamma_0 + 1)}}, \quad (2.6.)$$

где P_0 — мощность луча в ваттах, а λ и δ — резонансная длина волны и глубина скин-слоя резонатора развертки. Погрешность оценки (2,6.) $< 20\%$ при $\alpha < 20^\circ$, $x \leq 0,6$.

Так, например, для угла $\alpha = 17^\circ$ (рис.1), энергий электронов развертываемого пучка $eU_0 = 500 + 3000$ кэВ [8], для волн $1,6 \leq \lambda \leq 0,1$ м, мощностей пучка $P_0 = 8 + 3000$ МВт, КПД $\eta_{\max} = 0,9$ и медного резонатора развертки максимальный коэффициент усиления составит

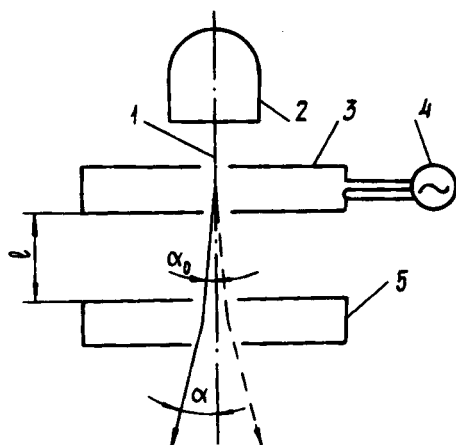
$$K = K_{\max} = 10 \div 25 \text{ дБ}.$$

Даже при $P_{0, \max} = 8$ МВт это требует мощности возбуждения $P_{вх} = 800$ кВт, что трудно реализовать, особенно в непрерывном режиме.

Первый путь повышения коэффициента усиления — работа с малым углом развертки α . При $\alpha = 5,7^\circ$, например, и указанных выше условиях $K_{\max} = 20 + 35$ дБ. Однако, снижение угла в простейшей схеме гирокона (рис.1) ведет к удлинению луча, так как для попадания электронов в шель выходного резонатора последний придется удалить от резонатора развертки. Увеличение длины луча при заданных поперечных размерах и энергии приведет к снижению его мощности P_0 . Поэтому для работы с малым углом α без снижения мощности наиболее рациональна схема радиального гирокона (рис.2), в которой дополнительная магнитостатическая система "доворачивает" луч необходимым образом без затрат ВЧ мощности на развертку при минимальной длине луча. Такая дополнительная магнитостатическая система, приводящая к значительному повышению коэффициента усиления, возможна и в схеме аксиального гирокона. При этом магнитное поле отклоняющей катушки потребует ниже, чем в схеме радиального гирокона, однако, длина луча здесь несколько больше.

Второй способ повышения коэффициента усиления — применение устройства с пассивным резонатором (рис.4) [6]. Этот резонатор, тождественный резонатору развертки, но не имеющий вводов мощности, устанавливается вслед за первым на пути пучка. Электронный луч, отклоненный в резонаторе развертки на малый угол, возбуждает в пассивном резонаторе бегущую волну, магнитное поле которой дополнительно отклоняет электроны. Часть мощности пучка теряется при этом на ВЧ нагрев стенок пассивного резонатора. Этот способ

позволяет, в принципе, повысить коэффициент усиления еще в 100 раз [7], хотя и ведет к снижению предельной мощности луча из-за его удлинения.



Р и с. 4. Схема раз-
вертывающего устрой-
ства с пассивным ре-
зонатором.

1 - электронный пучок,
2 - высоковольтный
ускоритель, 3 - резо-
натор развертки, 4 -
- ВЧ-возбудитель, 5 -
- пассивный резонатор,
 α_0 , α - углы раз-
вертки в активном и
пассивном резонаторах.

Таким образом, системы круговой развертки пучка в гироконе позволяют обеспечить получение коэффициентов усиления прибора более 40 дБ.

При круговой развертке в пучке возникает энергетический разброс, который является одним из факторов, ограничивающих электронный КПД гирокона. Энергетический разброс возникает вследствие того, что электроны, находящиеся в различных точках поперечного сечения пучка, проходят в различных электрических полях резонатора развертки. Из приведенного выше соотношения (2.4.) получается следующая оценка для снижения электронного КПД гирокона вследствие энергетического разброса при круговой развертке:

$$\eta_{эл} = 1 - \frac{\pi D}{\lambda} \sqrt{\frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1}} \operatorname{tg} \alpha . \quad (2.7)$$

Здесь D - диаметр пучка в резонаторе развертки.

Наибольшее снижение КПД происходит при низких энергиях электронов. Так, например, при $eU_0 = 500$ кэВ, $\operatorname{tg} \alpha = 0,1$ и $D \approx 0,05 \lambda$ это снижение составит 3%.

Для сокращения габаритов и уменьшения потерь в стенках периферийная часть резонатора развертки может быть

деформирована [8]. Электромагнитное поле в центральной области резонатора при этом сохраняет свою форму такой, как показано на рис. 3.

3. Электронно-оптическая система гирокона

К поперечным размерам пучка в гироконе предъявляются жесткие требования: размеры отверстий и щелей резонаторов во избежание излучения следует сильно ограничить, а при работе в непрерывном режиме даже малые потери тока на краях этих отверстий и щелей нежелательны.

Для первоначальных грубых оценок мощности пучка, ограниченной пропускной способностью электронно-оптического канала, воспользуемся представлением об аксиально симметричном электронном потоке, частицы которого движутся в пространстве, свободном от внешних полей, находясь под действием собственного поля объемного заряда. Между высоковольтным ускорителем и резонатором развертки (рис. 1, 2) на пути пучка в гироконе устанавливается магнитная линза, с помощью которой его можно сформировать оптимальным образом, т.е. так, чтобы при заданном начальном (и конечном) диаметре D пучок имел максимальную длину L [9,10]. При таком представлении максимальная мощность релятивистского пучка $P_{0 \max}$ определяется из соотношения

$$P_{0 \max} [\text{Вт}] = 4 \cdot 10^{-5} \left(\frac{D}{L} \right)^2 U_0^{5/2} \left(\frac{e}{mc^2} \frac{U_0}{2} + 1 \right)^{3/2}, \quad (3.1.)$$

где U_0 — напряжение луча, V , $mc^2/e = 5,11 \cdot 10^5 V$.

Как будет видно из дальнейшего, это соотношение дает заниженную оценку мощности.

Если предположить, что отверстия и щели резонатора допустимо выполнить такими, что $D \approx \frac{\lambda}{20}$ (λ — длина рабочей волны гирокона), а взаимное расположение резонаторов таково, что необходимая длина луча гирокона не превышает $L \approx 2\lambda$, то предельная мощность пучка имеет следующие значения: для $500 \ll e U_0 \ll 3000 \text{ кэВ}$, $8 \ll P_{0 \max} \ll 3000 \text{ МВт}$ [6].

В реальной электронно-оптической системе гирокона пучок

чок остается аксиально-симметричным только до резонатора развертки, а затем траектории электронов искривляются как в поле этого резонатора, так и в поле статических отклоняющих устройств (рис.1 и 2). Применение электростатического отклонения (рис.1) не имеет перспектив из-за ограничений по электрической прочности. Магнитная коническая катушка (рис.2) вполне пригодна для отклонения, однако она дефокусирует пучок. Перед выходным резонатором возможна установка второй магнитной линзы для фокусировки развернутого пучка. Однако линза эта является двумерной и фокусирует только по одной координате. Этого достаточно для проведения пучка в щели выходного резонатора, но уменьшить азимутальный размер развернутого пучка статическим полем линз невозможно. Азимутальный размер пучка в выходном резонаторе влияет на КПД гирокона, поэтому желательно оценить азимутальную дефокусировку пучка магнитоэлектронной отклоняющей системой. Грубая оценка может быть сделана на основе представления магнитного поля у вершины конической катушки (рис.2) в виде поля "уединенного" полюса электромагнита. При такой идеализации можно воспользоваться результатами анализа движения электрона в поле магнитного заряда [11]. Полагая, что кроссовер пучка $D_{min} \approx D/2,4$ лежит вблизи вершины катушки [7], получим для оценки азимутального размера пучка после отклонения соотношение:

$$\Delta\varphi \leq \frac{D}{\lambda \sin\alpha}, \quad (3.2.)$$

где D - начальный диаметр пучка, λ - длина рабочей волны, α - угол развертки.

Эта оценка завышает азимутальный размер пучка не более чем на 50%. Для $D = 0,05 \lambda$ и $\alpha = 5,7^\circ$

$\Delta\varphi \leq 30^\circ$. При таком размере пучка электронный КПД гирокона практически не снижается [7]

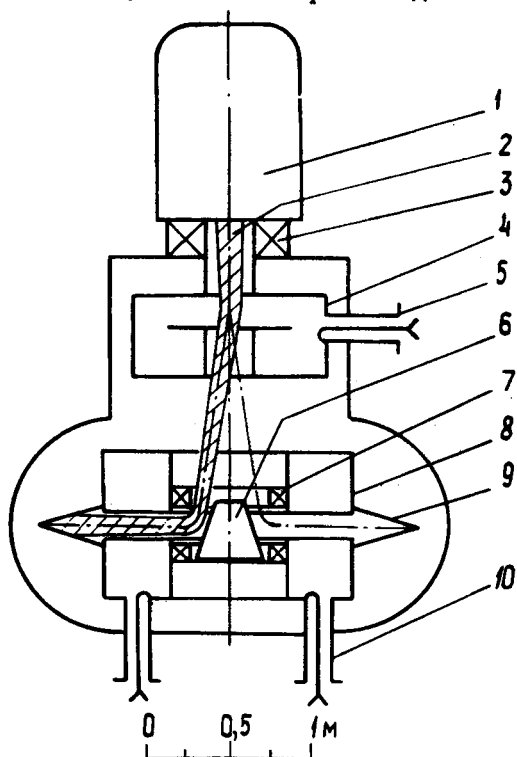
$$\eta_{эл} = \frac{\sin \Delta\varphi/2}{\Delta\varphi/2} \geq 0,99. \quad (3.3.)$$

Анализ электронно-оптических систем гироконов при раз-
работке производится на основе численных расчетов электрон-
ных траекторий.

Приведем некоторые сведения о разработке электронно-

—оптического канала радиального гирокона непрерывного генерирования проектной мощностью 5000 кВт на частоте 181 мГц.

Конструктивная схема этого гирокона дана на рис.5.



Р и с. 5. Радиальный гирокон непрерывного генерирования метрового диапазона волн (конструктивная схема).

1 - источник релятивистских электронов, 2 - электронный пучок, 3 - 1-я магнитная линза, 4 - резонатор развертки, 5 - ввод мощности, 6 - магнитостатическая отклоняющая система, 7 - 2-ая магнитная линза, 8 - выходной резонатор, 9 - коллектор, 10 - вывод энергии.

Высоковольтный ускоритель, от катода которого начинается электронно-оптический канал, представляет собой источник высокого напряжения ($U_0 = 500$ кВ) с диодной пуш-

кой, аналогичной ранее описанной в [12]. Катодный узел [13] с электронным подогревом и фокусирующий прикатодный электрод находятся под высоким потенциалом, а заземленный анод ускорителя в виде трубы для прохода пучка является подвижным, так что расстояние между катодом и анодом может изменяться от 6,4 до 25 см. На расстоянии около 1 м от катода установлена первая магнитная линза. Далее следуют резонатор развертки, магнитостатическая отклоняющая система, вторая магнитная линза, выходной резонатор и коллектор, находящиеся под нулевым потенциалом.

Численный расчет траекторий электронов от катода до резонатора развертки был выполнен для реальной конфигурации пушки с учетом объемного заряда. Получены зависимости мощности пучка от ускоряющего напряжения при различных расстояниях анод-катод. Мощность $P_0 = 5000$ кВт при $U_0 = 500$ кВ может быть получена при расстоянии анод-катод, равном 8,5 см. Остается открытым вопрос, сможет ли этот промежуток длительно выдерживать 500 кВ при наличии в нем мощного электронного пучка. Расчеты пока — зывают, что диаметр пучка в плоскости первой магнитной линзы меняется от 7,5 до 1,8 см в зависимости от положения анода. Диаметр пучка на входе в резонатор развертки при минимальном расстоянии анод-катод мал (символ не различим) и составляет по расчету $D = 8$ см при напряжении $U_0 = 500$ кВ.

Затем был проведен численный расчет траекторий электронов в поле резонатора развертки без учета объемного заряда. При амплитуде ВЧ поля, обеспечивающей отклонение электронов на угол $\alpha = 7^\circ$, $D = 8$ см и $U_0 = 500$ кВ, был найден максимальный энергетический разброс электронов в пучке $\Delta U/U_0 = \pm 3\%$, а при $U_0 = 100$ кВ — $\Delta U/U_0 = \pm 6\%$.

Эти величины определяют снижение электронного КПД гирокон $\eta_{эл} = 1 - |\Delta U/U|$ (см. также (2.7.)). Кроме того, разброс энергий учитывался далее при численном счете траекторий электронов, проходящих через магнитостатическую отклоняющую систему и вторую фокусирующую линзу. Резонатор развертки при расчетах идеализировался: не учитывалось искажение поля на отверстиях.

Анализ лучших вариантов траектории показал:

1. Азимутальный размер пучке, вводимого в выходной резонатор, составляет $20 \pm 25^\circ$, что снижает КПД гирокон на примерно на 1% (3.3.).

2. Электронный пучок вводится в выходной резонатор под углом около 14° к радиусу. Как будет показано ниже, этим устраняется релятивистский эффект снижения КПД.

3. Крайние траектории проходят в щели выходного резонатора, если размер щелей не менее 8 см.

Эти траектории были рассчитаны для диаметра пучка на выходе резонатора развертки примерно вдвое большего, чем он может быть сделан с помощью первой магнитной линзы: на входе траектории считались параллельными оси резонатора. Такой запас взят в связи с тем, что в расчетах после развертки не учитывался объемный заряд, а также размытая граница пучка.

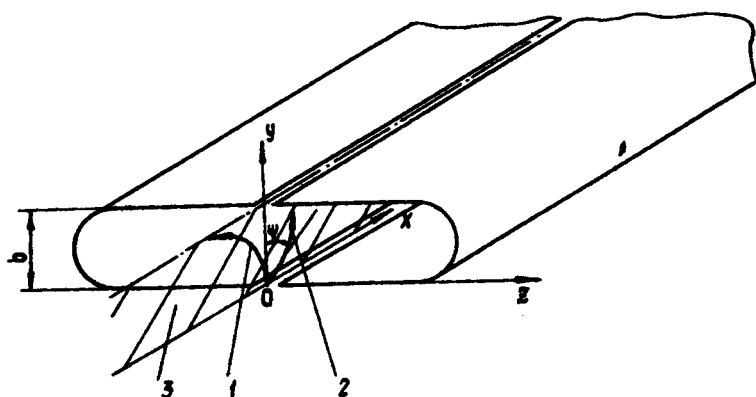
4. Возбуждение выходного резонатора гирокона

Выходным резонатором гирокона служит волновод, замкнутый в кольцо так, что по азимуту укладывается одна волна, и настроенный на частоту круговой развертки пучка^{*)}. При такой настройке фазовая скорость волны, бегущей по этому резонансному кольцу, в точности равна скорости перемещения места входа электронного пучка в резонатор. Электроны попадают в одну и ту же тормозящую фазу, и их энергия эффективно преобразуется в энергию электромагнитных колебаний.

Волна, возбуждаемая пучком в выходном резонаторе аксиального гирокона (рис.1), подобна волне, бегущей в резонаторе развертки (рис.3). Но, в отличие от резонатора развертки, пучок в выходном резонаторе проходит не в узле, а в пучности электрического поля, которое тормозит электроны, при этом магнитное поперечное поле искривляет их траектории, снижая эффективность торможения. Распределение поля в поперечном сечении такого резонатора может рассматриваться как деформированное поле волны типа H_{10} в прямоугольном волноводе, свернутом в кольцо в плоскости H (вокруг узкой стенки). В радиальном гироконе (рис.2) - выходной резонатор может рассматриваться как прямоугольный волновод с волной типа H_{10} , свернутый в кольцо в плоскости E (вокруг широкой стенки).

^{*)} В гироконе - множителе частоты азимутальный индекс моды выходного резонатора равен кратности умножения.

Рассмотрим движение релятивистского электрона в заданном поле бегущей волны. Для упрощения анализа заменим кольцевой резонатор бесконечным волноводом с бегущей в нем волной типа H , которая имеет максимум электрического поля в E -плоскости симметрии (рис.6).



Р и с. 6. Выходной резонатор (в приближении бесконечного волновода).

1 - траектория электрона в приборе с кольцевым резонатором, 2 - траектория электрона в гироконе, 3 - E - плоскость симметрии, ψ - угол ввода.

Если электрон влетает в резонатор по линии ВЧ электрического поля, то ВЧ магнитное поле искривляет траекторию электрона и при вылете он не может быть заторможен до нулевой скорости. Если же создано компенсирующее магнитное поле или электрон вводится в резонатор под определенным углом ψ (рис.6), то возможно полное торможение.

Отношение амплитуд напряженности электрического поля E_y и магнитной индукции B_z , действующих на электрон в таком волноводе (рис.6), равно фазовой скорости V волны в нем; $-E_y/B_z = V$, и характеризует кольцевой резонатор.

Для характеристики удобна относительная скорость $\nu = V/c$ (c - скорость света). (Например для выходного резонатора аксиального гирокона (рис.1) без учета влияния

опорного стержня малого диаметра в центре $\nu \approx 1,84^*$).

Интегрируя систему уравнений движения релятивистского электрона в электрическом и магнитном полях волны бегущей в волноводе с фазовой скоростью V , можно найти следующее условие полного торможения частиц на выходе из резонатора

$$\frac{1}{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}} \int_0^{\delta} K_0(y) dy + \sin \Psi = \frac{1}{\nu} \sqrt{\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1}}. \quad (4.1)$$

Здесь $K_0 = e B_0(y) / mc$, e , m - заряд и масса электрона, B_0 - магнитная индукция компенсирующего поля, Ψ - угол ввода, γ_0 - начальная относительная энергия электронов, y - координата, δ - величина зазора.

Если в пролетном зазоре создается компенсирующее постоянное магнитное поле (рис.1) со средней по зазору индукцией B_k

$$B_k = \frac{U_0}{\delta \nu c}, \quad (4.2)$$

то при $\Psi = 0$ электрон затормозится полностью. Для этого, например, при $U_0 = 1500$ кВ, $\delta/\lambda = 0,4$, $\lambda = 0,7$ м, $\nu = 1,84$, необходимо поле $B_k \approx 0,01$ Т.

Если применяется другой способ компенсации релятивистского эффекта снижения КПД - ввод электронов под углом Ψ (при $K_0(y) = 0$), то необходимый угол ввода определяется соотношением

$$\sin \Psi = \frac{1}{\nu} \sqrt{\frac{\gamma_0 - 1}{\gamma_0 + 1}}. \quad (4.3)$$

Электрон должен быть направлен в сторону движения бегущей волны. Так, например, для $\gamma_0 \gg 1$ и $\nu = 1,84$ необходим угол $\Psi \rightarrow 33^\circ$, для $U_0 = 500$ кВ $\Psi = 18^\circ$ **).

*) Значение $\nu = 1,84$ вычислено для резонатора с распределением поля, изображенным на рис.3, при условии ввода электронов в пучность электрического поля.

**) Если не применять компенсирующих магнитных полей, то, как следует из решения уравнений движения, электронный КПД прибора снижается до $\eta_{эл} \rightarrow 65\%$ (при $\gamma_0 \gg 1$ и $\nu = 1,84$).

Таким образом, электронный КПД гирокона для бесконечно тонкого пучка в выходном резонаторе близок к 100%.

Полный КПД гирокона ниже электронного вследствие потерь в резонаторе и потерь тока пучка. Эти потери будут минимальны, если, наряду с условием (4.1.), при выборе ширины зазора ($b = b_0$) в нем достигается минимизация напряженности поля. Вместе с этим в выходном резонаторе необходимо реализовать так называемый критический режим. В критическом режиме электрон влетает в выходной резонатор в момент, когда напряжение на нем переходит через нуль и становится тормозящим, а остановка электрона на выходе из резонатора ($y = b_0$) происходит в тот момент, когда напряжение вновь переходит через нуль.

Для осуществления критического режима необходим не только выбор определенного угла ввода электронов Ψ , оптимального пролетного зазора ($b = b_0$) выходного резонатора, но и определенная расстройка этого резонатора относительно частоты развертки пучка ω , а также определенная связь резонатора с нагрузкой при данном токе пучка. При анализе движения электрона в заданном поле предполагается, что такие расстройка и связь могут быть обеспечены.

В критическом режиме на резонаторе устанавливается амплитуда ВЧ напряжения

$$U = U_0 \frac{\pi b_0}{\lambda} \sqrt{\frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1}} \cos \Psi, \quad (4.4)$$

(λ - длина рабочей волны) и напряженность поля

$$E_{\min} \left[\frac{B}{M} \right] = \frac{U}{b_0} = \frac{1,6 \cdot 10^6 \sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{\lambda [M]}. \quad (4.5)$$

Величина оптимального пролетного зазора b_0 выражается через параметр выходного резонатора ν и начальную энергию электронов γ_0

$$\frac{2\pi b_0}{\lambda} = \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 - 1}} \left[\pi + \sqrt{\frac{\Gamma^2 - 1}{\Gamma}} \cdot K(k^2) - \frac{(\Gamma + 1)}{\sqrt{\Gamma}} \sqrt{\frac{\Gamma + 1}{\Gamma - 1}} \cdot \Pi(m, k^2) \right] \quad (4.6)$$

Здесь $K(K^2)$ - полный эллиптический интеграл 1-го рода,

$\Pi(m, K^2)$ - полный эллиптический интеграл 3-го рода,

$$K^2 = \frac{\Gamma-1}{2\Gamma}, \quad m = \frac{2}{\Gamma-1}, \quad \Gamma = \frac{1}{v} + \left(1 - \frac{1}{v^2}\right) \gamma_0.$$

По известному напряжению на резонаторе U и размерам b_0, v рассчитываются потери в стенках при критическом режиме. Если рассматривать выходной резонатор как отрезок прямоугольного волновода длиной $\Lambda = \lambda v$ и высотой b_0 , то КПД выходного резонатора оценивается с помощью соотношения:

$$\eta_s = 1 - \frac{\delta}{\lambda} \left(\frac{U}{U_0}\right)^2 \frac{U_0^2}{30P_{\max}} \frac{\lambda v}{4b_0} \left[\left(1 - \frac{1}{v^2}\right) + \frac{\lambda}{4b_0 \sqrt{1 - 1/v^2}} \right] \quad (4.7)$$

Здесь δ - толщина скин-слоя материала стенок резонатора, $P_{\max} = P_{0\max} \eta$ - предельная выходная мощность гироконана, η - полный КПД гироконана, $P_{0\max}$ - предельная мощность луча гироконана.

По определению, полный КПД

$$\eta = \eta_{эл} \cdot \eta_s \left(1 - \frac{\Delta I}{I}\right), \quad (4.8)$$

где $\eta_{эл}$ - электронный КПД, $\frac{\Delta I}{I}$ - потери тока пучка.

Для грубых оценок по (4.7.) можно полагать $P_{\max} \approx P_{0\max}$.

В действительности электронный пучок в гироконе имеет конечные поперечные размеры, поэтому $\eta_{эл} < 100\%$. Учет конечного азимутального размера $\Delta\varphi$ пучка в выходном резонаторе приводит в соответствии с (3.2.), (3.3.) к следующему выражению для электронного КПД гироконана:

$$\eta_{эл} = \frac{\sin \frac{\Delta\varphi}{2}}{\frac{\Delta\varphi}{2}} \left(1 - \frac{\pi D}{\lambda} \sqrt{\frac{\gamma_0 + 1}{\gamma_0 - 1}} \operatorname{tg} \alpha\right) \frac{1 + \frac{1}{\rho}}{2} \quad (4.9)$$

Второй и третий множители в (4.9.) учитывают снижение КПД из-за энергетического разброса (2.7.) (α - угол развертки, D - начальный диаметр пучка) и отличия волны в выходном резонаторе от бегущей: ρ - КСВН при обходе вдоль щели выходного резонатора.

Результаты изложенного анализа позволяют определить возможные предельные параметры giroконов в различных диапазонах волн и при различных начальных энергиях электронов. В таблице, наряду с характеристиками giroкона, определяемыми из анализа возбуждения выходного резонатора (4.3.), (4.5.), (4.6.), (4.7.), (4.9.), даны значения предельной мощности пучка (3.1.) и предельного коэффициента усиления (2.6.). Данные таблицы получены для пучка диаметром $D = 0,05 \lambda$ и длиной $L = 2 \lambda$ с азимутальным размером $\Delta\varphi = 30^\circ$, для угла развертки $\alpha = 5,7^\circ$, потеря тока пучка $\Delta I/I_0 = 1\%$, отличия волны в выходном резонаторе от бегущей $\rho = 1,03$ и для резонаторов из меди.

Эта таблица наглядно иллюстрирует свойства giroкона, как релятивистского генератора: большая мощность при высоком КПД может быть достигнута только при релятивистских уровнях энергии электронов *).

Из таблицы видны также ограничения, которые появляются при переходе в область коротких волн. Так, предполагая, что предельно допустимая напряженность электрического поля в выходном резонаторе в непрерывном режиме составляет $E \approx 10 \text{ МВ/м}$, получаем из (4.5.) $\lambda \approx 0,3 \text{ м}$ как минимальную рабочую волну для giroкона мощностью $5 + 10 \text{ МВт}$.

В импульсном режиме, где можно рассчитывать на допустимую величину $E \approx 50 \text{ МВ/м}$, эта волна составит $\lambda \approx 0,1 \text{ м}$ для giroкона мощностью $100 + 200 \text{ МВт}$.

Теория giroкона, на основе которой выведены формулы для расчета предельной мощности и КПД, учитывает релятивизм, действие пространственного заряда и пригодна для больших сигналов в выходном резонаторе. Упрощающие предположения сводятся, в основном, к идеализации геометрии пучка и выходного резонатора. Это приводит к заниженной оценке мощности (3.1.), которую может пропустить электронно-оптический канал giroкона, и к завышенным оценкам КПД (4.7.) - (4.9.).

Численные расчеты возбуждения выходного резонатора релятивистским пучком выполнялись в двух вариантах:

*) При снижении U_0 (при условиях таблицы), например, до 200 кВ или 100 кВ мощность пучка в giroконе упадет до $P_{0 \text{ max}} = 0,6 \text{ МВт}$ и $P_{0 \text{ max}} = 0,1 \text{ МВт}$, а полный КПД до $\eta = 0,75 + 0,85$ и $\eta = 0,45 + 0,7$ соответственно.

Предельно достижимые параметры гирокона

U_0 [кВ]	$P_{\text{отл}}$ [МВт]	Условия полного- торже- ний цент- рального электрона	$\eta_{\text{эл}}$	$\lambda = 1,65 \text{ м}$				$\lambda = 0,7 \text{ м}$				$\lambda = 0,3 \text{ м}$					
				E_{min} [МВ] [М]	K_{max}^* [дБ]	$1-\eta_{\text{в}}$	η	E_{min} [МВ] [М]	K_{max}^* [дБ]	$1-\eta_{\text{в}}$	η	E_{min} [МВ] [М]	K_{max}^* [дБ]	$1-\eta_{\text{в}}$	η		
																ψ	$\frac{b_a}{\lambda}$
500	8	18	0,29	0,94	1,65	26	0,020	0,91	0,91	2,9	25	0,030	0,91	9,0	24	0,040	0,89
1000	70	23	0,35	0,95	2,7	29	0,006	0,93	0,93	6,3	28	0,010	0,93	15	27	0,013	0,93
1500	270	25	0,39	0,955	3,7	31	0,003	0,94	0,94	8,4	30	0,004	0,94	20	29	0,007	0,94
2000	720	26	0,41	0,96	4,7	32	0,002	0,95	0,95	11	31	0,003	0,94	26	30	0,004	0,94
3000	3000	28	0,44	0,96	6,6	34	0,001	0,95	0,95	16	33	0,002	0,95	36	32	0,002	0,95

*) Коэффициент усиления дан без учета возможностей схемы с промежуточным пассивным резонатором.

а) при заданных значениях напряжения на выходном резонаторе, энергии электронов и тока бесконечно тонкого пучка определялось комплексное сопротивление выходного резонатора, обеспечивающее заданное напряжение; б) при заданных значениях тока, энергии, размерах пучка и параметрах выходного резонатора определялось напряжение на резонаторе.

Эти расчеты велись для резонаторов идеализированной формы (без учета щелей). Затем для напряжений, полученных в варианте б), производился расчет траекторий с приближенным учетом искажения поля вблизи щелей выходного резонатора.

Оба варианта давали численное решение самосогласованной задачи о возбуждении резонатора пучком в установившемся режиме в предположении высокой добротности резонатора и без учета объемного заряда. Численные расчеты позволили установить точность аналитических оценок, а вариант расчета б), кроме того, применялся при обработке электронно-оптической системы гирокона.

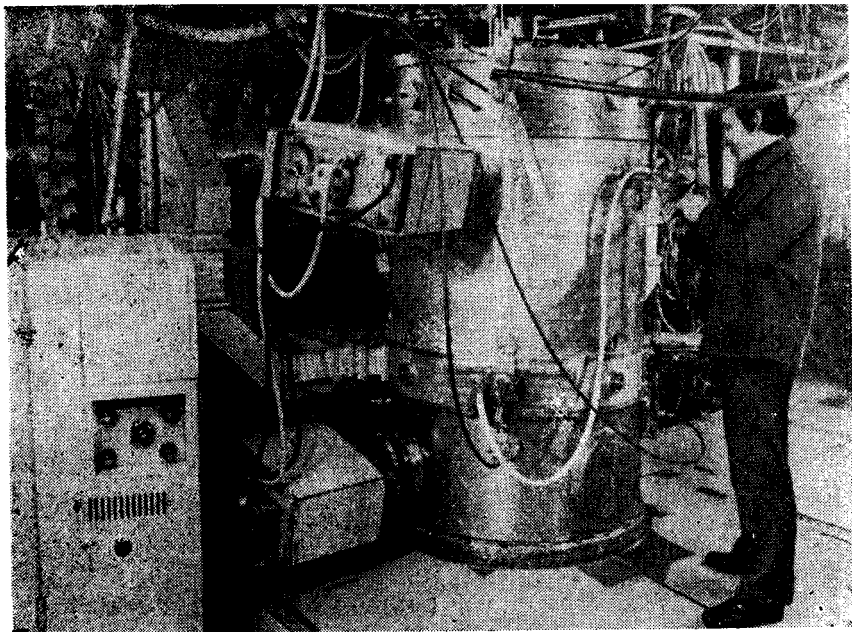
5. Разработка гироконов и некоторые результаты испытаний

1. На первой действующей модели, построенной в 1971 г. по конструктивной схеме, показанной на рис.1, при энергии электронов 320 кэВ в импульсе длительностью 20 мкс была получена мощность в нагрузке более 600 кВт и электронный КПД более 90% на частоте 430 МГц.

2. На основе приведенных выше расчетных данных и экспериментов на модели был разработан импульсный гирококон для ВЧ питания линейного ускорителя источника позитронов электрон-позитронного накопителя ВЭПП-4.

Проектные параметры гирокона

Импульсная мощность	- 200 МВт
Ускоряющее напряжение	- 2000 кВ
Длительность импульса	- 10 мкс
Частота повторения	- 1 Гц
Рабочая длина волны	- 0,7 м
	($f = 430$ МГц)
Коэффициент усиления	- 25 дБ



Р и с. 8 Импульсный гирокон проектной мощностью 200 МВт на частоте 430 МГц.

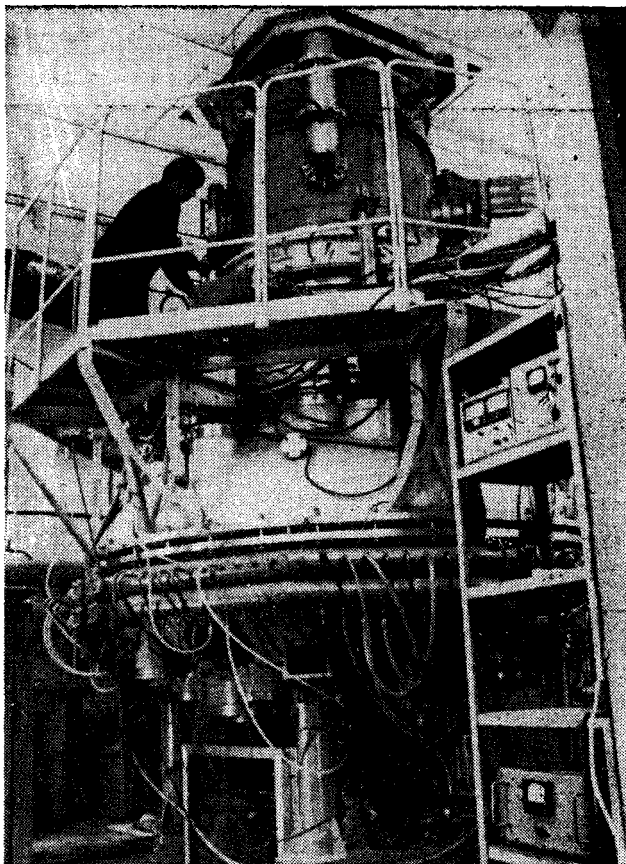
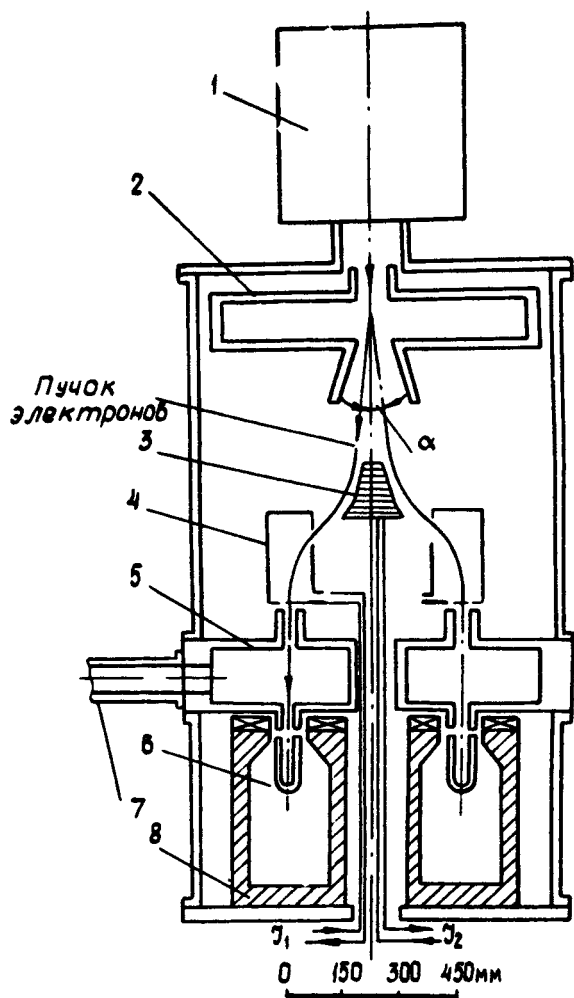


Рис. 9 Гирокон непрерывного генерирования проектной мощностью 5000 КВт на частоте 181 МГц.



Р и с. 7. Импульсный аксиальный гирокон дециметрового диапазона волн (конструктивная схема). 1 - источник релятивистских электронов, 2 - резонатор развертки, 3 - первая отклоняющая система, 4 - вторая отклоняющая система, 5 - выходной резонатор, 6 - коллектор, 7 - вывод энергии, 8 - компенсирующий электромагнит.

В настоящее время на частоте $f = 430$ МГц ($\tau = 12$ мкс, $F = 1$ Гц при энергии электронов $eU_0 = 1400$ кэВ получена мощность в нагрузке $P_{\text{вых}} = 40$ МВт в импульсе при электронном КПД около 85%, коэффициент усиления при этом составлял $K=25$ дБ, потери тока пучка около 10%.

Конструктивная схема этого гирокона приведена на рис.7, а общий вид на рис.8 [14]. Повышение мощности гироконна в настоящее время ограничивается параметрами высоковольтного ускорителя [15].

3. Гирокон непрерывного генерирования разработан для ВЧ питания резонаторов накопителя ВЭПП-4 и имеет следующие проектные параметры:

Выходная мощность	- 5000 кВт
Ускоряющее напряжение	- 500 кВ
Рабочая длина волны	- 1,65 м ($f = 181$ МГц)
Коэффициент усиления	- 23 дБ
Полный КПД	- 80%

При испытаниях гироконна непрерывного генерирования на частоте 181 МГц, энергии электронов $eU_0 = 200$ кэВ получена мощность в нагрузке $P_{\text{вых}} = 400$ кВт при полном КПД $\eta = 75\%$ ($\eta_{\text{эл}} = 80\%$). Коэффициент усиления $K = 17$ дБ.

Конструктивная схема гироконна представлена на рис. 5, общий вид на рис.9 [8].

Повышение выходной мощности этого гироконна ограничено в настоящее время ненадежностью вспомогательных элементов конструкции, которые чувствительны к излучению из щелей выходного резонатора.

В процессе настройки электронно-оптического канала гироконна получены следующие результаты:

а) в непрерывном режиме был проведен через расстроенный выходной резонатор развернутый электронный пучок мощностью $P_0 = 1000$ кВт при энергии электронов $eU_0 = 220$ кэВ. Суммарное токооседание на стенки электронно-оптического канала не превышало $\Delta I/I_0 = 1\%$. Этот эксперимент длился 5 минут.

Были проведены прогоны такой системы при следующем времени непрерывной работы: $P_0 = 700$ кВт - 2 часа, $P_0 = 500$ кВт - 6 часов, $P_0 = 300$ кВт - 8 часов. Обнаруженные ограничения связаны с несовершенством системы охлаждения коллектора;

б) были проведены испытания электрической прочности электронной пушки при наличии мощного непрерывного пучка. Пучок мощностью $P_0 = 700$ кВт был получен при напряжении $U_0 = 260$ кВ. Пробои наблюдались не чаще, чем через 2 часа. При тренировке электрическая прочность повышалась. Заметного различия в прочности из-за наличия электронного пучка не наблюдалось.

Заключение

В Институте ядерной физики СО АН СССР по инициативе Г.И.Будкера была начата разработка гироконов и построены две установки с указанными выше проектными параметрами.

Импульсный гирококон эксплуатируется на накопителе ВЭПП-4, гирококон непрерывного генерирования находится в стадии наладки и испытаний. И хотя достигнутый уровень мощности (особенно гирокона непрерывного генерирования) отличается от проектного, имеются основания полагать, что выходная мощность установок сможет быть увеличена до значений $1 + 2$ МВт в непрерывном режиме и $100 + 150$ МВт в импульсном.

Приведенные теоретические оценки основных параметров показывают, что в диапазоне метровых и дециметровых волн гирококон, в принципе, способен развить значительную высокочастотную мощность при коэффициенте усиления более 40 дБ и весьма высоком электронном КПД $90 + 95\%$.

Несмотря на сложность сооружения и наладки гироконов, возможность получения ВЧ мощности и КПД, недостижимых с помощью приборов других типов, оправдывает затраты на воздание этих релятивистских генераторов СВЧ.

Полученные экспериментальные результаты и опыт разработок подтверждают правильность наших представлений об основных процессах, протекающих при работе гирокона.

Применение гирокона в системах передачи информации будет, вероятно, ограничено в связи с узкополосностью резонатора развертки. Этот новый источник СВЧ колебаний сможет найти применение в ускорительной технике и СВЧ-электронике.

Л и т е р а т у р а

1. Budker G. I. e a — Patent US, 1975, №3.885.193. (США)
2. Нейман М.С. Электронно-лучевой генератор. Авт. свид. № 67700 (СССР) с приоритетом от 29 мая 1940 — БОИПОТЗ, 1947, №1, с.15.
3. Ривлин Л.А. Труды НИИ МРТП, 1956, вып.4 (33), с.3.
4. Kaufman I. — Patent US, 1965, № 3.219.873.(США)
5. Budker G. I. e a — Patent US, 1977. №4.019.088 (США).
6. Будкер Г.И. и др. — АЭ, 1978, 44, вып.5, с.397.
7. Будкер Г.И. и др. Гироког — мощный СВЧ генератор с высокими КПД. Препринт ИЯФ СО АН СССР, (78-9), Новосибирск, 1978, с.23.
8. Будкер Г.И. и др. — В кн.: Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1976, т.1 М., "Наука", 1977, с.284.
9. Клеен В. Введение в электронику СВЧ. М., "Сов.радио", 1963, с.443.
10. Мешков И.Н., Чириков Б.В. — ЖТФ, 1965, 35, вып.12, с.2202.
11. Богуславский С.А. Избранные труды по физике. М., "Физ.-матгиз", 1961, с.162.
12. Гапонов В.А. и др. — ЖТФ, 1977, 47, вып.2, с.410.
13. Гапонов В.А. и др. Импульсный ускоритель с высокой точностью геометрии электронного пучка. Препринт ИЯФ СО АН СССР, (78-83), Новосибирск, 1978, с.5.
14. Будкер Г.И. и др. — В кн.: Труды У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1976, т.1 М., "Наука". 1977, с.280.
15. Вассерман С.Б. и др. — В кн.: Труды 1У Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Москва, 1974 т. 1, М., "Наука", 1975, с.285

Институт ядерной физики
СО АН СССР

ЦИКЛОТРОННЫЕ И СИНХРОТРОННЫЕ МАЗЕРЫ

В.Л.Ератман, Н.С.Гинзбург, Г.С.Нусинович,
М.И.Петелин, В.К.Юлпатов

Введение

Мазеры на циклотронном резонансе (МЦР) и синхротронные мазеры (СМ) представляют собой класс приборов, которые основаны на индуцированном тормозном излучении электронов, движущихся в однородном магнитном поле (см. обзоры и монографии [1-8], а также цитированную в них литературу). В отличие от черенковского излучения, где синхронизм и эффективное взаимодействие электронов с волной могут быть обеспечены лишь в системах с мелкомасштабными элементами (в замедляющих системах), тормозное излучение возникает практически в любых электродинамических системах (в гладких волноводах, открытых резонаторах). Поэтому приборы, основанные на тормозном излучении, перспективны для генерации излучения в наиболее коротковолновых диапазонах. Так, среди слаборелятивистских электронных приборов большой мощности наиболее коротковолновым является гиротрон [2,5-8], представляющий собой разновидность МЦР.

Следует отметить, что гиротрон — единственный прибор слаборелятивистской электроники, действие которого полностью основано на релятивистском эффекте: группировка электронов в гиротроне происходит вследствие зависимости циклотронной частоты электронов от их энергии. Однако из этого факта было бы поспешным заключить, что именно гиротрон наиболее приспособлен к переходу от слабореляти-

вистских энергий электронов к релятивистским: во-первых, при таком переходе электронный КПД гиротрона несколько уменьшается [9] (см. ниже); во-вторых, в релятивистской области приобретают привлекательные черты как приборы, основанные на других механизмах излучения, так и синхротронные мазеры, а также отличающиеся от гиротрона новые варианты МЦР [10-15]. Исследованию и сравнительному анализу перспективных разновидностей релятивистских МЦР и синхротронных мазеров и посвящена настоящая статья, включающая наряду с обзором известных работ также ряд полученных ее авторами новых результатов.

1. КАЧЕСТВЕННЫЙ АНАЛИЗ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ С ЭЛЕКТРОНАМИ, ДВИЖУЩИМИСЯ В ОДНОРОДНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В электронике СВЧ для генерации волн используется индуцированное излучение электронов, которое, естественно, сохраняет ряд свойств, присущих соответствующему механизму их индивидуального излучения. В данной главе будет прослежена связь между свойствами магнитотормозного излучения одного электрона и индуцированного излучения потока электронов.

1. Частотно-угловой спектр магнитотормозного излучения электрона

Излучение электрона, движущегося по окружности в вакууме. Электрон, совершающий плоское движение в однородном магнитном поле $H_0 \vec{z}_0$, излучает на циклотронной частоте

$$\omega_H = e H_0 / m c \gamma \quad \text{и ее гармониках}$$

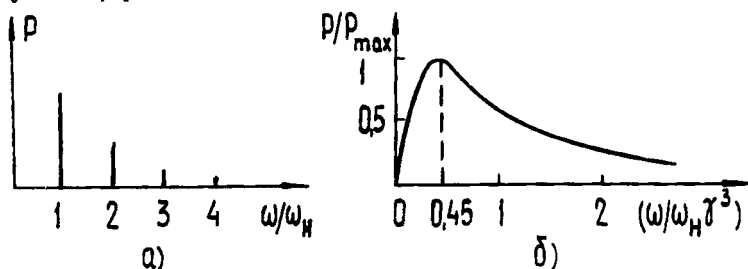
$$\omega = s \omega_H \quad (s = 1, 2, \dots) \quad (1.1)$$

Здесь $m \gamma$, m и e — релятивистская масса, масса покоя и заряд электрона, c — скорость света.

При слаборелятивистской $(\gamma - 1) \ll 1$ энергии электрона длина волны $\lambda_1 = c / \omega_H$, испускаемой на основ-

*) Материал, используемый в настоящем разделе, содержится во многих учебниках и монографиях (см., например, [16-18]).

ной циклотронной частоте, во много раз превышает радиус орбиты $r_H = \beta_{\perp} \lambda_1$ ($v_{\perp} = \beta_{\perp} c$ - вращательная скорость электрона). Поэтому излучение носит, в основном, дипольный характер, т.е. является слабонаправленным и слабо представлено на высоких ($S > 1$) гармониках (циклотронное излучение; рис. 1, а).



Р и с. 1. Частотный спектр циклотронного (а) и синхротронного (б) излучения электрона, движущегося по окружности в вакууме.

При ультрарелятивистской $\gamma \gg 1$ энергии электрона длина волны λ_1 и радиус орбиты r_H близки по величине. В этом случае излучение сосредоточено в малом диапазоне углов

$\Delta\psi \sim \gamma^{-1}$ вблизи направления мгновенной скорости электрона и соответственно спектральный максимум излучения приходится на очень высокие гармоники: $\omega_{max} \sim \gamma^3 \omega_H$ (синхротронное излучение; рис. 1, б).

Излучение электрона, движущегося по винтовой линии в вакууме. Если наряду с вращательной электрону придать поступательную скорость $v_{\parallel} = \beta_{\parallel} c$ вдоль магнитного поля, то вследствие эффекта Доплера частоты излучаемых волн

$$\omega = s \omega_H / (1 - \beta_{\parallel} \cos \psi) \quad (1.2)$$

будут отличаться от гармоник циклотронной частоты. Пока движение остается слабoreлятивистским $\beta \ll 1$, частотно-угловой спектр излучения близок к спектру в случае кругового движения. У ультрарелятивистского электрона мгновенное излучение сосредоточено главным образом в направлении его скорости, а излучение, усредненное по циклотронному периоду, - в окрестности пичч-угла $\varphi = \arctg \beta_{\perp} / \beta_{\parallel}$. В частности,

если в движущейся системе отсчета K' , где электрон совершает чисто вращательное движение, его скорость мала по сравнению со скоростью света, а излучение носит дипольный характер, то в лабораторной системе отсчета это излучение сосредоточено вблизи угла $\psi \leq \gamma^{-1}$ и имеет частоту, значительно превосходящую циклотронную,

$$\omega \sim \gamma^2 \omega_H \quad (1.3)$$

(релятивистское дипольное излучение). Если же в системе K' вращение электрона происходит с ультрарелятивистской скоростью, то в лабораторной системе максимум излучения приходится на углы $\psi \gg \gamma^{-1}$ и частоты $\omega_{\max} \sim \gamma^3 \omega_H \sin \varphi$.

Влияние среды на характеристики магнитотормозного излучения. Если электрон движется в однородной среде с показателем преломления n , где фазовая скорость волн c/n отлична от скорости света (такая среда во многих отношениях может моделировать волновод или резонатор с гладкими или гофрированными стенками), то излучаемые частоты определяются выражением

$$\omega = s \omega_H / (1 - \beta_{\parallel} / \beta_{\varphi}), \quad (1.4)$$

где $c \beta_{\varphi} = c / n \cos \psi$ — фазовая скорость волны в направлении магнитного поля. Излучение существенно отличается от излучения в вакууме лишь при условии, что показатель преломления достаточно отличается от единицы

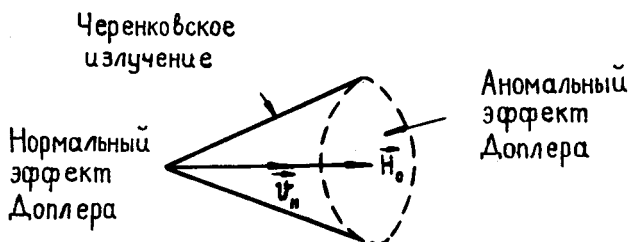
$$|1 - n| \gg \gamma^{-2}. \quad (1.5)$$

Так, при излучении в области нормального эффекта Доплера

$$1 - \beta_{\parallel} / \beta_{\varphi} > 0,$$

угловая ширина диаграммы направленности в условиях (1.5) значительно больше, чем в отсутствие среды: $\Delta \psi \sim \sqrt{|1 - n|}$.

Если же фазовая скорость волн меньше поступательной скорости электрона, то наряду с излучением в области нормального эффекта Доплера электрон испускает на нулевой гармонике ($S = 0$) модифицированное черенковское излучение в конусе углов, удовлетворяющих условию (рис.2).



Р и с. 2. Области аномального и нормального эффектов Доплера при магнитотормозном излучении в среде.

$$1 - \beta_{\parallel} / \beta_{\varphi} = 0,$$

а также на отрицательных гармониках ($S = -1, -2, \dots$) аномальные доплеровские волны в направлениях, лежащих внутри черенковского конуса

$$1 - \beta_{\parallel} / \beta_{\varphi} < 0.$$

При излучении нормальных доплеровских волн поперечный импульс электрона уменьшается. В противоположность этому, излучение аномальных волн сопровождается увеличением поперечного импульса и потому оказывается возможным даже в отсутствие у электрона начальной вращательной скорости.

Заметим, что в направлении магнитного поля $\psi = 0$, π электрон испускает только частоты, соответствующие основной циклотронной частоте (в области нормального эффекта Доплера) или ее (-1) -й гармонике (в области аномального эффекта Доплера).

2. Энергообмен электрона с волной в условиях циклотронного резонанса

В предыдущем разделе были приведены характеристики излучения электрона, совершающего заданное движение. Учтем теперь влияние волны на движение электрона и оценим, какую долю своей энергии электрон способен отдать волне. Основные особенности энергообмена можно проследить на простейшей модели, считая волну заданной — плоской, монохроматической

обладающей циркулярной поляризацией и распространяющейся вдоль однородного магнитного поля с постоянными амплитудой и фазовой скоростью

$$E_x = E \sin(\omega t - kz), E_y = -E \cos(\omega t - kz), \vec{H} = \beta_0^{-1} [\vec{z}_0 \vec{E}]. \quad (2.1)$$

Позднее, в главе II, будет рассмотрено взаимодействие электронов с полем, зависящим от поперечных координат, а также будет учтено изменение структуры волны в присутствии электронного потока.

Циклотронный резонанс. При исследовании движения электрона формулу (1.4) для частоты излучения естественно рассматривать как условие синхронизма — совпадения частоты циклотронного вращения ω_H (или ее гармоники) с частотой колебаний электрона в волне ($\omega \sim kv_{||}$). Взаимодействие электрона с волной сохраняет синхронный характер в течение длительного времени $T = L/v_{||0}$ пролета через пространство взаимодействия длины L и при некоторой расстройке синхронизма

$$\omega - kv_{||} \approx \omega_H, \quad (2.2)$$

если фазовое смещение вращающегося электрона относительно волны $\vartheta = (\omega - kv_{||} - \omega_H) T$ не слишком велико

$$|\vartheta| \lesssim 2\pi. \quad (2.3)$$

Проанализируем подробно условие (2.3) [19], обобщая на случай произвольной фазовой скорости волны и произвольной энергии электрона метод качественных оценок, разработанный в теории слаборелятивистского гиротрона [2, 8].

Фазовое смещение ϑ может быть обусловлено двумя причинами:

1) кинематической — существующей уже в начальный момент отстройкой частоты волны от частоты точного синхронизма

$$\omega^* = \omega_{H0} / (1 - \beta_{||0} / \beta_\phi)$$

$$\vartheta_{кин} = (\omega - \omega^*) (1 - \beta_{||0} / \beta_\phi) T \sim 2\pi N \frac{\omega - \omega^*}{\omega^*}; \quad (2.4)$$

здесь $N = (\omega_{H0} T / 2\pi)$ — число оборотов, совершаемых электроном в рабочем пространстве; случаю резонанса соответствует $N \gg 1$;

2) динамической — происходящим под действием волны изме-

нением циклотронной частоты вследствие приращения энергии и изменением продольной скорости электрона

$$\nu_{\text{дин}} = (-\Delta\omega_H - \kappa \Delta v_{\parallel}) T. \quad (2.5)$$

Связь изменений энергии и продольной скорости. Как ясно из законов сохранения в системе электрон - волна, приращение энергии (а следовательно, и циклотронной частоты) и продольного импульса электрона происходят согласованным образом. Действительно, благодаря постоянству приращений энергии $d\mathcal{E} = \hbar\omega$ и продольного импульса $dp_{\parallel} = \hbar\omega/v_{\phi}$ в каждом элементарном акте излучения (или поглощения)

$$d\mathcal{E}/dp_{\parallel} = v_{\phi} = \text{const}. \quad (2.6)$$

Это соотношение не содержит постоянной Планка и, очевидно, носит классический характер. Его легко получить не только квантовым способом, но и из классических уравнений движения [20, 21] (см. ниже, разд.5). Из (2.6) следует, что изменения энергии и продольного импульса электрона за конечное время пропорциональны друг другу [20, 21]:

$$p_{\parallel} - p_{\parallel 0} = (\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)/v_{\phi}. \quad (2.7)$$

С учетом этого интеграла и условия синхронизма выражение для динамического фазового смещения преобразуется к виду

$$\nu_{\text{дин}} \sim 2\pi N \frac{\Delta\mathcal{E}}{\mathcal{E}} \frac{(1-\beta_{\phi}^{-2})}{(1-\beta_{\parallel 0}/\beta_{\phi})}. \quad (2.8)$$

Эффект взаимной компенсации динамических фазовых смещений. Авторезонанс. Согласно (2.8) при равенстве фазовой скорости волны скорости света ($|\beta_{\phi}| = 1$) происходит полная компенсация динамических смещений [22]. Если при этом условии точного синхронизма выполнено в начальный момент, то в дальнейшем оно поддерживается автоматически - авторезонанс [20, 21]. Особенности этого режима будут обсуждаться в главе II, а пока будем считать, что фазовая скорость волны достаточно сильно отличается от скорости света.

Допустимое изменение энергии электрона. Согласно (2.3) и (2.8) в условиях синхронизма энергия электрона может отклониться от начального значения на величину

$$\frac{\Delta \xi}{\xi_0} \sim \frac{1}{N} \frac{(1 - \beta_{\parallel 0} / \beta_{\varphi})}{(1 - \beta_{\varphi}^{-2})} . \quad (2.9)$$

Например, в случае очень большой фазовой скорости волны $|\beta_{\varphi}| \gg 1$ (в дальнейшем будет ясно, что этот случай соответствует гиротрону) при резонансе ($N \gg 1$) возможно лишь относительно небольшое изменение энергии $\Delta \xi \sim \xi_0 / N$ [9].

В то же время в условиях, близких к авторезонансу ($|1 - \beta_{\varphi}^{-2}| \ll 1$), относительное изменение энергии может быть величиной порядка единицы [10].

Используя интеграл (2.7) и связь энергии с полным импульсом

$$\xi^2 = m^2 c^4 + p^2 c^2 , \quad (2.10)$$

получим соотношение

$$2 \xi_0 (1 - \beta_{\parallel 0} / \beta_{\varphi}) \Delta \xi (1 + G) = c^2 \Delta (p_{\perp}^2) , \quad (2.11)$$

$$G = \frac{\Delta \xi}{2 \xi_0} \frac{(1 - \beta_{\varphi}^{-2})}{(1 - \beta_{\parallel 0} / \beta_{\varphi})} ,$$

показывающее, что изменение энергии электрона всегда сопровождается изменением его поперечного импульса. Согласно (2.11) при взаимодействии электрона с попутной волной возможен отбор всей кинетической энергии, если начальная поступательная скорость электрона равна $\beta_{\parallel 0} = (1 - \gamma_0^{-1}) \beta_{\varphi}^{-1}$

[23, 24]. При резонансе в соответствии с оценкой (2.8) слагаемое G в (2.11) оказывается равным по порядку величины малому изменению фазы электрона, происходящему за один оборот $G \sim N^{-1} \ll 1$, и связь (2.11) энергии с поперечным импульсом существенно упрощается [9, 14, 24]

$$\Delta \xi = \frac{c^2 \Delta (p_{\perp}^2)}{2 \xi_0 (1 - \beta_{\parallel 0} / \beta_{\varphi})} . \quad (2.12)$$

При торможении электрона в условиях нормального эффекта Доплера ($\beta_{\parallel 0} < \beta_{\phi}$) изменение энергии будет максимальным, когда поперечный импульс электрона обратится в нуль. Тогда $\Delta(p_{\perp}^2) = -(mc\gamma_0\beta_{\perp 0})^2$, а для "одно-частичного" КПД $\eta = (\xi_0 - \xi)/(\xi_0 - mc^2)$, равного относительному изменению кинетической энергии электрона, получаем приближенное выражение

$$\eta_{lim} = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2(1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\phi})(1 - \gamma_0^{-1})} \quad (2.13)$$

Формулы (2.12), (2.13) справедливы по порядку величины и для нерезонансных режимов, когда $G \sim N^{-1} \sim 1$.

3. Индуцированное циклотронное излучение электронного пучка

Механизмы группировки электронов при циклотронном резонансе. На вход электронного прибора обычно поступает стационарный электронный поток, создающий непосредственно лишь статическое поле. Такой поток может излучать лишь тогда, когда под действием первоначального сигнала в нем развивается группировка частиц. В МЦР возможна группировка двух типов [1, 25]: силовая, связанная с непосредственным воздействием волны на фазы электронов, и инерционная, обусловленная уже рассмотренными в разд. 2 механизмами — изменением циклотронной частоты и поступательной скорости электронов. При достаточно большой длине пространства взаимодействия инерционная группировка, как правило, преобладает (исключения составляют режим точного авторезонанса и случай прямолинейного на входе ($\beta_{\perp 0} = 0$) электронного пучка; эти случаи будут рассмотрены в главах II, III). Поэтому в оценках для наиболее типичных режимов работы МЦР можно ограничиться рассмотрением только инерционной группировки.

Принцип компактной группировки. Изменение энергии пучка при циклотронном резонансе. Для эффективного взаимодействия пучка с волной необходимо, чтобы электроны, равномерно распределенные по фазам вращения на входе в прост —

ранство взаимодействия, собрались в достаточно компактный фазовый сгусток. Для такого фазового сжатия динамические смещения электронов в среднем должны удовлетворять условию $|\vartheta_{кин}| \sim \pi$. При этом в соответствии с (2.3) среднее изменение энергии электронов $\langle \Delta \mathcal{E} \rangle$ будет определяться соотношением (2.9). В этой оценке учитывается, что в волне постоянной амплитуды группировка и энергообмен происходят фактически одновременно и примерно на одной и той же длине L .

Условие торможения сгустков. Полоса циклотронного резонанса и оптимальная частота. Оценка (2.9) применима как к торможению, так и к ускорению электронов полем волны, частота которой лежит в определяемой условиями (2.3), (2.4) полосе циклотронного резонанса

$$|\Delta\omega|/\omega \sim 1/N. \quad (3.1)$$

Чтобы электронный сгусток мог передать энергию волне, он должен быть сформирован вблизи максимума тормозящего поля. Для этого нужно придать электронам определенное кинематическое смещение $\vartheta_{кин} \sim \pi/2$. Согласно (2.4) при

$\beta_{||0} < \beta_{\varphi}$ такому условию удовлетворяет волна, частота которой превышает частоту точного синхронизма $\omega_{opt} \sim \omega^*(1-N^{-1})$

Оптимальная напряженность поля волны. Для отбора у электронов энергии $\langle \Delta \mathcal{E} \rangle$ необходима вполне определенная напряженность поля волны — такая, чтобы работа волны над электроном была равна $\langle \Delta \mathcal{E} \rangle$:

$$A \sim eE \cdot 2\pi \tau_{н0} N \sim \langle \Delta \mathcal{E} \rangle.$$

Отсюда, используя (2.9), получаем

$$\frac{\beta_{\perp 0} \alpha_{opt}}{\gamma_0} \sim \frac{1}{2\pi N^2} \frac{(1 - \beta_{||0}/\beta_{\varphi})^2}{(1 - \beta_{\varphi}^{-2})}, \quad (3.2)$$

где $\alpha = (eE\lambda/mc^2)$ — так называемый ускорительный параметр волны, равный по порядку величины нормированной на энергию покоя электрона работе, производимой полем на длине волны ($\lambda = \lambda/2\pi = c/\omega$).

Оптимальное число оборотов. Сопоставляя формулы (2.9) и (2.12) для изменения энергии электрона, найдем, что КПД МЦР η близок к предельному η_{lim}

$$\eta \sim \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2(1-\beta_{\parallel 0}/\beta_{\varphi})(1-\gamma_0^{-1})}, \quad (3.3)$$

когда в пространстве взаимодействия электрон совершает

$$N_{opt} \sim \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \frac{(1-\beta_{\parallel 0}/\beta_{\varphi})^2}{(1-\beta_{\varphi}^{-2})} \quad (3.4)$$

оборотов и, соответственно [см. (3.2)], напряженность оптимального поля определяется выражением

$$\frac{\alpha_{opt}}{\gamma_0} \sim \frac{\beta_{\perp 0}^3 (1-\beta_{\varphi}^{-2})}{\partial \pi (1-\beta_{\parallel 0}/\beta_{\varphi})^2}. \quad (3.5)$$

Для ряда систем, в частности, для релятивистского гиротрона с большим питч-фактором электронов, определяемое формулой (3.4) число оборотов мало $N_{opt} \lesssim 1$. При

этом в резонансных ($N \gg 1$) условиях у одного электрона отбирается лишь небольшая доля от предельного значения

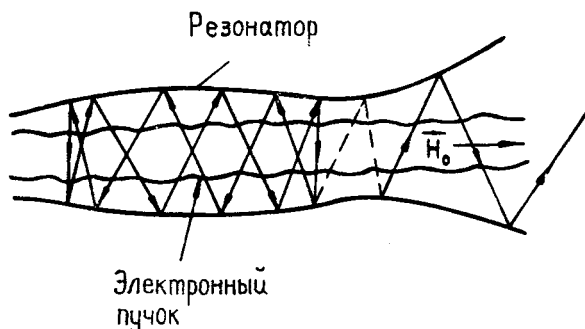
η_{lim} . В такой ситуации N является, по существу, свободным параметром, а КПД МЦР следует оценивать с помощью формулы (2.9)

$$\eta \sim \frac{1}{N} \cdot \frac{(1-\beta_{\parallel 0}/\beta_{\varphi})}{(1-\beta_{\varphi}^{-2})(1-\gamma_0^{-1})} \quad (3.6)$$

(соответственно, оптимальное поле определяется формулой (3.2)).

В главе II на основе строгой теории будет показано, что совокупность оценок (3.1) - (3.6) довольно точно определяет оптимальные параметры МЦР. Рассмотрим с помощью этих оценок наиболее важные свойства основных разновидностей МЦР.

Релятивистский гиротрон (РГ). В гиротроне [2, 6-9] используется взаимодействие электронов с волной, имеющей большую фазовую скорость вдоль магнитного поля ($\kappa_{\parallel} \rightarrow 0$), что позволяет уменьшить доплеровское уширение $\delta(\kappa_{\parallel} v_{\parallel 0})$ линии циклотронного резонанса при наличии разброса поступательных скоростей электронов $\delta v_{\parallel 0}$. На практике такое взаимодействие осуществляется при работе на квазикритических модах плавно нерегулярного волновода (рис.3).



Р и с. 3. Пространство взаимодействия гиротрона. Показано направление распространения парциальных волн, образующих поле квазиоптического резонатора.

Условие синхронизма в РГ $\omega \approx \omega_{H_0}$ показывает, что, во-первых, при заданном магнитном поле частота генерации уменьшается обратно пропорционально начальной энергии электронов и, во-вторых, (см. (3.6)) в резонансных условиях ($N \gg 1$) энергия существенно релятивистского пучка не может измениться на порядок величины из-за чрезмерной неизохронности циклотронного вращения электронов [9]

$$\eta \sim \frac{1}{N(1 - \gamma_0^{-1})} \quad (3.7)$$

Отметим, что в РГ сохраняется поступательный импульс электрона и вся энергия черпается из вращательного движения. Соответственно,

$$\eta_{lim} = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2(1 - \gamma_0^{-1})} = \frac{g_0^2}{(1 + g_0^2)} \frac{(1 + \gamma_0^{-1})}{2}, \quad (3.8)$$

где $g_0 = \beta_{\perp 0} / \beta_{\parallel 0}$ - начальный пуч.-фактор электронов. Из сравнения (3.7) и (3.8) получаем [см. также (3.4)]

$N_{opt} \sim 2/\beta_{\perp 0}^2$. При больших вращательных скоростях $N_{opt} \sim 1$, т.е. максимум КПД лежит в нерезонансной области. (Если же при $\beta_{\perp 0} \sim 1$ число оборотов будет велико $N \gg 1$, то $\eta \sim N^{-1} \ll 1$).

Мазер на циклотронном авторезонансе (МЦАР) с попутной

волной. По сравнению с РГ рядом принципиальных преимуществ обладает предложенный в [10] МЦАР с попутной волной. При излучении попутной волны уменьшается не только поперечный, но и продольный импульс электрона, причем благодаря близости к авторезонансу ($\beta_{\phi} \approx 1$) синхронизм между электронами и волной может поддерживаться и при значительном изменении энергии электронов.

Как ясно из формулы (1.4) и оценок КПД (3.3), (3.6), частота излучения и максимально достижимый КПД МЦАР с ультрарелятивистскими ($\gamma_0 \gg 1$) электронами могут меняться в широких пределах в зависимости от отстройки фактора электронов и отстройки фазовой скорости волны от скорости света. В табл.1 приведены характерные резонансные ($N \gg 1$) режимы работы МЦАР.

Т а б л и ц а 1

КПД и оптимальные параметры ультрарелятивистского МЦАР с попутной волной в зависимости от режима работы (оценки по порядку величины)

Параметры	Режим		
	I	II	III
Отстройка фазовой скорости волны от скорости света ($1 - \beta_{\phi}^{-2}$)	γ_0^{-2}	$\ll \gamma_0^{-2}$	γ_0^{-2}
Поперечная скорость электронов $\beta_{\perp 0}$	$\ll \gamma_0^{-1}$	$\ll \gamma_0^{-1}$	$\gg \gamma_0^{-1}$
"Преобразование частоты" ω / ω_{H0}	γ_0^2	γ_0^2	$\ll \gamma_0^2$
Оптимальное поле $2\pi \cdot \beta_{\perp 0} \alpha_{opt} / \gamma_0$	$N^{-2} \gamma_0^{-2}$	$(1 - \beta_{\phi}^{-2})$	γ_0^{-2}
Оптимальная длина L_{opt} / λ	$N \gamma_0^2$	$(1 - \beta_{\phi}^{-2})^{-1}$	γ_0^2
КПД η	N^{-1}	1	1

В первом и втором режимах, соответствующих работе МЦАР в качестве "лазера на свободных электронах" [26, 25], возможно большое "преобразование частоты" $(\omega/\omega_{H_0}) \sim \gamma_0^2$.

Это свойство открывает возможность освоения с помощью МЦАР весьма коротковолновых диапазонов. Первый режим с относительно низким КПД $\eta \sim N^{-1}$ присущ всем "лазерам на свободных электронах", а второй, в котором, вследствие почти полной компенсации инерционных группировок, при очень малых отстройках фазовой скорости волны от скорости света достижение большого ($\sim \gamma_0^2$) "преобразования частоты" совместимо с высоким (~ 1) электронным КПД, известен только для МЦАР. В третьем режиме (с большими поперечными скоростями электронов), также присущем всем системам с колеблющимися релятивистскими электронами [26], "преобразование частоты" относительно невелико, но зато КПД может быть высоким.

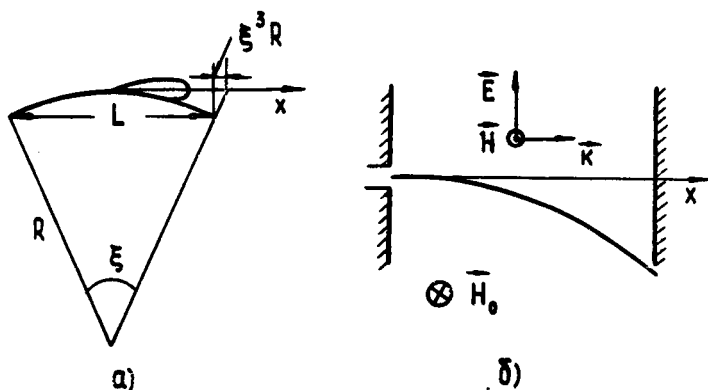
Мазер на циклотронном авторезонансе со встречной волной. Излучение встречной волны сопровождается увеличением продольного импульса электрона, на что расходуется часть энергии, связанной с вращательным движением. Поэтому уже "одночастичный" КПД $\eta_{lim} \approx \beta_{\perp 0}^2 / 2(1 + \beta_{\parallel 0})$ в ультрарелятивистском МЦАР со встречной волной [14] не превосходит $1/2$ даже при больших пичч-факторах. В соответствии с условием синхронизма частота излучения в МЦАР со встречной волной примерно в $(1 + \beta_{\parallel 0})$ раз меньше циклотронной частоты электронов. Тем не менее, эта разновидность МЦАР, в которой наличие внутренней обратной связи обеспечивает возбуждение колебаний в нерезонансной электродинамической системе, весьма интересна как в теоретическом, так и в практическом отношении.

4. Индуцированное синхротронное излучение

До сих пор рассматривалось индуцированное излучение электронов на основной циклотронной частоте. Однако при соответствующем подборе электродинамической системы можно добиться получения индуцированного излучения ультрарелятивистских ($\gamma \gg 1$) электронов на высоких гармониках соответствующих синхротронному максимуму в спектре излучения одного электрона (рис.1 б). Следует отметить, что от

рицательная реабсорбция синхротронного излучения весьма подробно изучена теоретически применительно к межзвездной плазме [18].

Кинематика и излучение одного электрона. Ультрарелятивистский электрон, летящий по криволинейной траектории в вакууме, излучает в заданном направлении (см.рис.4) лишь с небольшой дуги, на которой его скорость близка к направлению распространения волны. Ограниченность отрезка взаимодействия и обеспечивает возникновение излучения - подобно тому, как это имеет место в монотроне [27].



Р и с. 4. Синхротронный мазер.

- а) к оценке эффективной протяженности области излучения;
 б) электронный пучок в двухзеркальном резонаторе.

Эффективную длину L и угловой размер $\xi = L/R$ отрезка взаимодействия (R - радиус кривизны) можно оценить из условия, что смещение электрона относительно волны, обусловленное искривленностью траектории, имеет величину по порядку λ

$$\xi^3 R \sim \lambda \quad (4.1)$$

(это соответствует смещению по фазе на величину порядка 2π). Вследствие ограниченности отрезка взаимодействия электрон (как и в монотроне - ср. с [27]) хотя и отстаёт

от волны, оказывается в состоянии обменяться с ней энергией, причем оптимальное смещение электрона относительно волны составляет величину порядка λ

$$(1-\beta)L \sim \lambda. \quad (4.2)$$

Комбинация соотношений (4.1) и (4.2) определяет длину волны

$$\lambda \sim R\gamma^{-3}, \quad (4.3)$$

(что соответствует синхротронному максимуму в спектре излучения на рис.1 б) и протяженность области излучения

$$L \sim \gamma^2 \lambda \quad (4.4)$$

(ср. с формулой (1.7) обзора [28]).

Группировка и торможение электронного потока. Группировка электронов при криволинейном движении происходит несколько сложнее, чем в монодроне. Наряду с чисто "монодронным" эффектом — изменением величины скорости электронов под действием продольной (относительно их движения) составляющей $E_{\parallel} \sim \xi E$ электрического поля волны E — к смещению Δx частиц вдоль направления распространения волны приводит также их угловое отклонение $\Delta \xi$ по отношению к невозмущенной траектории

$$\Delta x_{\xi} \sim (L \Delta \xi) \xi;$$

относительная величина этого отклонения порядка относительного изменения частоты вращения ω_0

$$\frac{\Delta \xi}{\xi} \sim \frac{\Delta \omega_0}{\omega_0}.$$

В частности, для электронов, движущихся поперек статического магнитного поля, ω_0 есть циклотронная частота ω_{\perp} ;

ее приращение обусловлено: 1) релятивистской зависимостью от энергии

$$\left(\frac{\Delta \omega_0}{\omega_0} \right)_1 \sim \frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}} \sim \frac{e E_{\parallel} L}{\mathcal{E}}$$

и 2) изменением радиальной силы

$$\left(\frac{\Delta \omega_0}{\omega_0} \right)_2 \sim \frac{\Delta F_{\perp}}{F_{\perp}} \sim \frac{E(1-\beta)}{H_0}.$$

Оба эти приращения согласно (4.3) и (4.4) являются величинами одного порядка, а смещение Δx_E , обусловленное отклонением траектории, по порядку величины совпадает с "монотронным" смещением $\Delta x_{\text{мон}} \sim L(\Delta \xi / \xi) \gamma^{-2}$.

При соответствующей "подстройке" частоты, т.е. при соответствующем подборе кинематического фазового набега электронов по отношению к волне, можно добиться того, что в исследуемой системе, как и в монотроне, электроны будут группироваться в тормозящей фазе. Напряженность поля, необходимую для глубокого $\Delta \xi \sim \xi$ торможения электронов, можно оценить (как и в монотроне) из условия $e E_{\parallel} L \sim \xi$, что приводит к соотношению

$$\alpha = (e E \lambda / mc^2) \sim 1. \quad (4.5)$$

Некоторые результаты точного теоретического исследования описанной здесь системы — синхротронного генератора — будут изложены в разделе 11.

II. ТЕОРИЯ МЦР С ВИНТОВЫМИ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ

В этой главе основные особенности излучения электронов в МЦР исследуются на простейшей модели: плоская однородная волна распространяется вдоль однородного магнитного поля в безграничном однородном потоке вращающихся электронов. Влияние поперечной неоднородности высокочастотного поля на эффективность энергообмена будет рассмотрено отдельно в разделе 8. Считается, что статическое поле потока скомпенсировано ионным фоном, а также принято, что в невозмущенном состоянии электроны имеют одинаковые поперечные и продольные скорости и равномерно распределены по фазам вращения.

5. Взаимодействие электронного потока с волной постоянной амплитуды

Уравнение движения электрона. Для компактности уравнений будем описывать волну вектор-потенциалом \vec{A} и введе-

дем комплексные комбинации поперечных компонент векторов

$$P_+ = P_x + iP_y, A_+ = A_x + iA_y, E_+ = -\frac{1}{c} \frac{\partial A_+}{\partial t}, H_+ = i \frac{\partial A_+}{\partial z} \quad (5.1)$$

Пренебрегая продольным полем высокочастотного пространственного заряда, представим уравнение движения электрона и уравнение для изменения его энергии \mathcal{E} в виде

$$\frac{dp_+}{dz} = \frac{e}{c} \frac{dA_+}{dz} + i\omega_H \frac{p_+}{v_{||}}, \quad (5.2)$$

$$\frac{dp_{||}}{dz} = -\frac{e}{c} \operatorname{Re} \left(\frac{p_+}{p_{||}} \frac{\partial A_+^*}{\partial z} \right), \quad \frac{d\mathcal{E}}{dz} = \frac{e}{c} \operatorname{Re} \left(\frac{p_+}{p_{||}} \frac{\partial A_+^*}{\partial t} \right) \quad (5.3)$$

В этих уравнениях в качестве независимой переменной выбрана координата Z , с которой текущее время связано уравнением $dt/dz = v_{||}^{-1} = \mathcal{E}/p_{||} c^2$.

Для электрона, движущегося в поле $A_+ = A \exp(i(\omega t - kz))$ бегущей волны постоянной амплитуды ($A = (c/\omega)E = \text{const}$), правые части уравнений (5.3) пропорциональны друг другу (ср. с (2.6)). Отсюда сразу получаем интеграл (2.7), связывающий изменения энергии и продольного импульса электрона.

Уравнение для энергии электрона и его фазы в волне. С учетом интеграла (2.7) уравнения (5.2) - (5.3) удобно преобразовать к двум уравнениям для относительного изменения энергии электрона $w = (1 - \delta/\gamma_0)$ и его фазы относительно волны $\theta = (\omega t - kz - \arg p_+)$ [10]

$$\frac{dw}{dZ} = a \frac{p'_+}{p_{||}} \sin \theta, \quad \frac{d\theta}{dZ} = \frac{\delta - (1 - \beta_{\phi}^2)w}{p_{||}} - a \frac{1 - \beta_{||}/\beta_{\phi}}{\beta_{||} p'_+} \cos \theta. \quad (5.4)$$

Здесь $Z = \omega z/c$ - безразмерная координата, $a = \alpha/\gamma_0$, $\alpha = eA/mc^2$

- ускорительный параметр волны, $\delta = (1 - \beta_{||0}/\beta_{\phi} - \omega_{H0}/\omega)$ - расстройка синхронизма между электроном и волной.

$p'_{\perp,||} = \gamma \beta'_{\perp,||} / \gamma_0$ - безразмерные компоненты импульса (штрих ниже опускается). В соответствии с (2.7), продольный импульс связан с энергией соотношением

$$p_{||} = \beta_{||0} (1 - \beta u), \quad (5.5)$$

где введена энергетическая переменная

$$u = \frac{2}{\beta_{\perp 0}^2} \left(1 - \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\varphi}} \right) w, \quad (5.6)$$

равная текущему "одночастичному" КПД, нормированному на его предельное значение η_{lim} (см. (2.13)),

$$a. \quad \beta = \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2\beta_{\parallel 0}\beta_{\varphi}} \left(1 - \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\varphi}} \right)^{-1}.$$

Используя соотношение (2.11), легко выразить через u и поперечный импульс электрона. При резонансе ($N \gg 1$) в соответствии с (2.12) эта связь имеет вид

$$p_{\perp} = \beta_{\perp 0} \sqrt{1-u}. \quad (5.7)$$

Фигурирующий в (5.5) параметр β , очевидно, определяет пределы возможного изменения продольного импульса электрона. Так, в области нормального эффекта Доплера ($1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\varphi} > 0$) продольный импульс растет во время отдачи энергии встречной ($\beta_{\varphi} < 0$, $\beta < 0$) волне; при $\beta = 0$ (этому соответствует $\beta_{\varphi} = \infty$) он постоянен; при отдаче энергии попутной ($\beta_{\varphi} > 0$, $\beta > 0$) волне p_{\parallel} убывает, достигая минимального значения $\beta_{\parallel}(1-\beta)$ в момент обращения в нуль поперечного импульса. При $\beta = 1$ продольный и поперечный импульсы обращаются в нуль одновременно и η_{lim} достигает своего максимального значения.

Второе слагаемое в правой части уравнения для фазы (5.4) описывает непосредственное силовое воздействие волны (ведущее к группировке типа "М"), а первое - изменения фазы, обусловленные кинематической и динамической (ведущей к группировке типа "О") расстройками синхронизма (ср. с (2.4), (2.5)).

Граничные условия к уравнениям (5.4) имеют вид

$$w(0) = 0, \quad \theta(0) = \theta_0, \quad 0 \leq \theta_0 < 2\pi \quad (5.8)$$

а электронный КПД определяется соотношениями

$$\eta = \frac{\langle w \rangle}{1-\gamma_0^{-1}} = \hat{\eta} \eta_{lim}, \quad \hat{\eta} = \langle u(Z_k) \rangle. \quad (5.9)$$

Угловые скобки в (5.9) и далее обозначают усреднение по начальным фазам электронов θ_0 , $Z_k = (\omega L/c)$ - приведенная длина взаимодействия.

Приближение малого сигнала. Решая уравнения (5.4) с граничными условиями (5.8) в приближении малого сигнала $a \rightarrow 0$, найдем так называемый "линейный" КПД

$$\eta_e = \frac{a^2 Z_k^2 (1 - \beta_{\parallel 0} / \beta_\varphi)}{\beta_{\parallel 0}^2 (1 - \gamma_0^{-1})} \times$$

$$\times \left\{ -\varphi(\vartheta_{\text{кин}}) + \beta \left[\varphi(\vartheta_{\text{кин}}) + \vartheta_{\text{кин}} \varphi'(\vartheta_{\text{кин}}) \right] - \mu \varphi'(\vartheta_{\text{кин}}) \right\} \quad (5.10)$$

Здесь $\vartheta_{\text{кин}} = (\delta Z_k / \beta_{\parallel 0})$ - кинематическое фазовое смещение электрона или угол пролета (ср. с (2.4));

$\varphi(\vartheta) = (1 - \cos \vartheta) / \vartheta^2$ - функция, пропорциональная интенсивности спектра высокочастотной силы, действующей на электрон (в данном случае спектра функции $a(Z)$, отличной от нуля и постоянной при $0 \leq Z \leq Z_k$); пропорциональный длине взаимодействия параметр

$$\mu = \frac{\beta_{\perp 0}^2 (1 - \beta_\varphi^{-2}) Z_k}{2 \beta_{\parallel 0} (1 - \beta_{\parallel 0} / \beta_\varphi)} \quad (5.11)$$

характеризует эффективность инерционной группировки по сравнению с силовой. При $\mu \gg 1$ преобладает инерционная группировка и в (5.10) основную роль играет слагаемое $\mu \varphi'$.

В случае малого параметра μ , и в частности при точном авторезонансе ($|\beta_\varphi| = 1$), когда основные механизмы инерционной группировки, обусловленные изменением поступательной скорости и циклотронной частоты электронов, компенсируют друг друга (см. раздел 2), доминируют более тонкие механизмы. Действительно, при наличии начальной отстройки синхронизма $\delta \neq 0$, как видно из (5.4), имеет место слабая инерционная группировка, обусловленная зависимостью продольного импульса электронов от энергии (в (5.10) ей соответствует слагаемое, содержащее $\vartheta_{\text{кин}} \varphi'(\vartheta_{\text{кин}})$ [29]. Даже при точном синхронизме ($\delta = 0$) и $|\beta_\varphi| = 1$ при

достаточно большом параметре β ($\beta > 1$) возможно индуцированное излучение, связанное с силовой группировкой электронов, так как поперечная скорость электронов, попавших в тормозящую фазу волны, возрастает, а попавших в ускоряющую фазу — убывает *).

В случае отсутствия у электронов начальной вращательной скорости $\beta_{\perp 0} = \beta = \mu = 0$ "линейный" КПД (5.10)

может быть положительным только в условиях аномального эффекта Доплера $\beta_{\parallel 0} > \beta_{\phi}$ [10] (обсуждению этой возможности посвящен раздел 9).

Ниже в данной главе исследуются нелинейные режимы МСР с винтовыми $(\beta_{\perp 0} \neq 0)$ пучками.

Асимптотические нелинейные уравнения. Уравнения (5.4) существенно упрощаются в предельном случае столь длительного взаимодействия электронов с волной, что $\mu \gg 1$ (следовательно, число оборотов N много больше определяемого формулой (3.4) значения N_{opt}) и насыщение КПД достигается при относительно небольшой амплитуде поля и, соответственно, малом изменении энергии электрона $|\omega| \ll 1$ (см. оценки (3.6), (3.2)). При этом в уравнении для фазы электрона можно пренебречь ответственным за силовую группировку слагаемым, пропорциональным амплитуде волны, а в оставшихся слагаемых и в правой части уравнения для энергии можно оставить лишь линейные по ω и Q члены. Тогда в результате замены

$$\hat{u} = \omega \sqrt{\frac{(1-\beta_{\phi}^{-2})}{\alpha \beta_{\perp 0}}}, \quad \zeta = (Z/\beta_{\parallel 0}) \sqrt{\alpha \beta_{\perp 0} (1-\beta_{\phi}^{-2})}, \quad \hat{\Delta} = \delta \sqrt{\alpha \beta_{\perp 0} (1-\beta_{\phi}^{-2})}$$

уравнения (5.4) сводятся к универсальным уравнениям [25]

$$\frac{d\hat{u}}{d\hat{\zeta}} = \sin\theta, \quad \frac{d\theta}{d\hat{\zeta}} = \hat{\Delta} - \hat{u}; \quad \eta = \frac{1}{1-\gamma_0^{-1}} \sqrt{\alpha \beta_{\perp 0}} \langle \hat{u}(\hat{\zeta}_k) \rangle;$$

$$\hat{u}(0) = 0, \quad \theta(0) = \theta_0, \quad 0 \leq \theta_0 < 2\pi, \quad (5.12)$$

* К возможности индуцированного излучения электронов при точном авторезонансе приводят также влияние несинхронных полей (см. разд.7) и изменение структуры волны в присутствии пучка (см. разд.6 и Приложение).

содержащим лишь два независимых параметра $\hat{\Delta}$ и $\hat{\zeta}_k = \hat{\zeta}(z=L)$. Усредненное по начальным фазам электронов значение \hat{u} достигает своего максимума $\langle \hat{u} \rangle_{\max} = 1,35$ при $\hat{\Delta} = 1,1$ и $\hat{\zeta}_k = 4$ [25].

Уравнения, удобные для численного исследования МЦР в режиме большого сигнала. Для минимизации числа независимых безразмерных параметров в полных уравнениях (5.4) введем безразмерную координату $\zeta = \mu z/L$ и будем использовать определяемую формулой (5.6) энергетическую переменную u (см. также [2,4]). Тогда с учетом соотношений (5.5) и (5.7) уравнения (5.4) преобразуются к виду

$$\frac{du}{d\zeta} = F \frac{\sqrt{1-u}}{1-bu} \sin \theta, \quad \frac{d\theta}{d\zeta} = \frac{1}{1-bu} \left\{ \Delta - u - \frac{F}{2\sqrt{1-u}} \cos \theta \right\}. \quad (5.13)$$

По сравнению с теорией слабoreлятивистского гиротрона (СРГ) в (5.13) появился новый параметр b . Выражения

для нормированной амплитуды волны $F = \frac{4a(1-\beta_{||0}/\beta_\varphi)^2}{\beta_{||0}^3(1-\beta_\varphi^2)}$

расстройки синхронизма $\Delta = \frac{2(1-\beta_{||0}/\beta_\varphi)}{\beta_{||0}^2(1-\beta_\varphi^2)} \delta$, параметра

инерционной группировки μ и электронного КПД (5.9) при $\beta_\varphi \rightarrow \infty$ и $\gamma_0 \rightarrow 1$ переходят в соответствующие выражения теории СРГ. В оптимальных режимах, когда КПД МЦР близок к предельному одночастичному $\eta \sim \eta_{\lim}$, в соответствии с оценками раздела 3, параметры F, Δ и μ принимают значения порядка единицы.

Релятивистский гиротрон. Для РГ, где фазовая скорость волны очень велика ($\beta_\varphi \rightarrow \infty$), параметр b пренебрежимо мал при любой энергии электронов и уравнения (5.13) в точности совпадают с уравнениями СРГ [9]. (В разделе 8 будет показано, что этот вывод справедлив при общих предположениях о поперечной и продольной структуре высокочастотного поля для резонанса на произвольной гармонике циклотронной частоты). Поэтому исследование РГ можно провести на основе хорошо разработанной теории СРГ. Отметим, что вследствие сохранения продольного импульса и малого изменения энергии электронов приведенный КПД РГ $\hat{\eta}$, как и СРГ, совпадает

с так называемым поперечным КПД $\eta_1 = \{1 - \langle p_1^2 \rangle / p_{10}^2\}$.

Согласно [2-4], приведенный КПД может быть весьма большим: для поля постоянной амплитуды $\hat{\eta}_{\max} = 0,42$,

для гауссовой структуры поля, хорошо аппроксимирующей поле реального резонатора (см.рис.3), $\hat{\eta}_{\max} = 0,78$. Однако полный КПД ультрарелятивистского гиротрона в соответствии с оценкой (3.7) сравнительно невелик. Действительно, при небольших питч-факторах, когда $\beta_{10}^2/2 \ll 1$, мал

предельный КПД η_{lim} . При больших питч-факторах

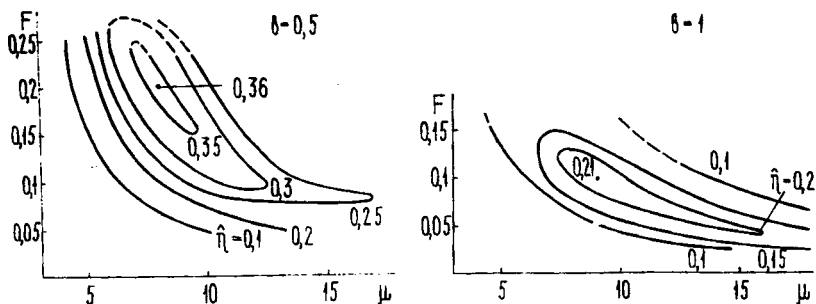
$\eta_{lim} \sim 1$, но максимальное значение приведенного КПД $\hat{\eta}_{\max}$ достигается при малом числе оборотов N ; в резонансных же ($N \gg 1$) условиях при $\beta_{10}^2 \sim 1$ велик параметр инерционной группировки $\mu \gg 1$ и в соответствии с асимптотическими уравнениями (5.12) $\eta \sim N^{-1} \ll 1$,

МЦАР с попутной волной постоянной амплитуды. Согласно (3.2), асимптотические уравнения (5.12) достаточны также для исследования первого режима МЦАР (см.табл.1) [26]. Для описания второго и третьего режимов следует воспользоваться уравнениями (5.13) при $\beta \neq 0$. Исследование этих уравнений показывает, что при изменении параметра β приведенный КПД $\hat{\eta}$ изменяется довольно плавно. Поэтому целесообразно, задавая несколько значений β , максимизировать $\hat{\eta}$ по остальным трем параметрам F , μ и Δ . Результаты таких расчетов (рис.5) пригодны для произвольных скоростей электронов и фазовой скорости волны, большей скорости света (отдельные результаты численного исследования МЦР с попутной волной постоянной амплитуды содержатся также в работах [32, 33]).

Если фазовая скорость волны и продольная скорость электронов близки к скорости света (это имеет место для второго режима и, частично, для третьего режима, когда $1 \gg \beta_{10} \gg \gamma_0^{-1}$), значение параметра β мало отличается от η_{lim} . В этом случае полный КПД $\eta \approx \beta \hat{\eta}$

может превосходить 20% (рис.5). Относительно невысокое значение максимального КПД обусловлено неблагоприятной структурой поля - в волне постоянной амплитуды уже на входе в пространство взаимодействия электроны попадают в чрезмерно интенсивное поле, которое сильно разбрасывает их по

фазам. Это затрудняет последующую группировку и ведет к тому, что многие электроны не успевают существенно затормозиться в то время, как другие уже отдают значительную часть своей энергии и даже останавливаются ($1 - \beta u \rightarrow 0$; в уравнениях (5.13) при этом появляется особенность, и вычисления прекращаются, поскольку режимы с остановкой электронов не представляют физического интереса).



Р и с. 5. Линии равных значений приведенного КПД для МЦР с волной постоянной амплитуды.

Если же амплитуда волны мала в начале пространства взаимодействия и плавно нарастает по длине, оптимальный сгусток может быть компактнее, а КПД — выше. Мы убедимся в этом в следующем разделе, рассматривая усилитель попутной волны.

6. Влияние электронного потока на структуру поля синхронной волны

Уравнение возбуждения волны. В предположении о длительном синхронном взаимодействии пучка с волной, представляя решение волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 A_+}{\partial z^2} - v_{\phi}^{-2} \frac{\partial^2 A_+}{\partial t^2} = - \frac{4\pi}{c^2} j_+ \quad (6.1)$$

в виде $A_+ = A(z) \exp[i(\omega t - kz)]$ и выделяя синхронную гармонику тока $j_+ = -en_e v_+$, получим уравнение возбуждения

$$\frac{dA}{dz} = i \frac{e n_{e0} \beta_{\parallel 0}}{\kappa} \int_0^{2\pi} \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} e^{-i\theta} d\theta_0. \quad (6.2)$$

При преобразовании фактора возбуждения в правой части (6.2.) использован закон сохранения заряда $v_{\parallel} n_e(z) \omega dt = v_{\parallel 0} n_{e0} d\theta_0$, n_e - концентрация электронов; $\theta_0 = \omega t_0$.

В безразмерных обозначениях с учетом приближенного соотношения (5.7) уравнение (6.2) преобразуется к виду

$$\frac{dF}{d\zeta} = i \frac{I}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\sqrt{1-u}}{1-\beta u} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad (6.3)$$

где $I = 4 \frac{\omega_s^2}{\omega^2} \frac{\beta_{\parallel 0} \beta_{\phi}}{\beta_{\perp 0}^4} \frac{(1-\beta_{\parallel 0}/\beta_{\phi})^3}{(1-\beta_{\phi}^{-2})^2}$ - параметр тока,

$\omega_s = (4\pi e^2 n_{e0} / m \gamma_0)^{1/2}$ - плазменная частота электронов.

Уравнения движения электронов [14, 19]. Появляющаяся под влиянием высокочастотного тока пучка зависимость комплексной амплитуды вектор-потенциала от Z , в соответствии с (5.1), изменяет соотношение между напряженностями электрического и магнитного полей волны, а следовательно - и соотношение (2.7) между энергией и продольным импульсом электрона^{*}. В результате разность $(p_{\parallel} - \beta_{\phi}^{-1} \gamma)$ теперь плавно меняется вдоль Z :

$$\frac{dK}{d\zeta} = - \frac{\sqrt{1-u}}{1-\beta u} \operatorname{Re} \left(\frac{dF}{d\zeta} e^{i\theta} \right). \quad (6.4)$$

Здесь $K = \frac{4\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\perp 0}^4} \frac{(1-\beta_{\parallel 0}/\beta_{\phi})^2}{(1-\beta_{\phi}^{-2})} \left\{ (p_{\parallel} - p_{\parallel 0}) + \beta_{\phi}^{-1} \omega \right\}$.

Соответственно, уравнения для энергии и фазы электрона, а также граничные условия для электронов приобретают вид

^{*}) Этот эффект ведет к нарушению авторезонанса и наряду с рассмотренными в разд. 5 механизмами обуславливает возможность индуцированного излучения пучка при $\beta_{\phi} = 1$ (см. также Приложение).

$$\frac{du}{d\zeta} = \frac{\sqrt{1-u}}{1-\beta u} J_m(Fe^{i\theta}), \quad \frac{d\theta}{d\zeta} = \frac{1}{1-\beta u} \left\{ \Delta - u - \beta K - \frac{\operatorname{Re}(Fe^{i\theta})}{2\sqrt{1-u}} \right\}, \quad (6.5)$$

$$u(0) = K(0) = 0, \quad \theta(0) = \theta_0, \quad 0 \leq \theta_0 < 2\pi. \quad (6.6)$$

Усилитель попутной волны [24]. Для попутной волны в уравнениях (6.3) – (6.5) параметр тока I и параметр β положительны. Граничные условия для волны задаются в сечении $Z = 0$

$$F(0) = F_0 \quad (6.7)$$

При $|\beta| \ll 1$ уравнения (6.3) – (6.7) редуцируются к уравнениям слаборелятивистской МЦР-ЛБВ [34], которые в условиях преобладания инерционной группировки электронов ($\mu \gg 1$) в свою очередь сводятся к уравнениям черенковской ЛБВ. Как и в слаборелятивистском случае, нетрудно получить ряд интегралов уравнений (6.3) – (6.7). В частности, из уравнений для энергий электронов и уравнения возбуждения следует закон сохранения мощности в системе пучок-волна

$$2I\langle u(\zeta) \rangle - |F(\zeta)|^2 = \text{const}. \quad (6.8)$$

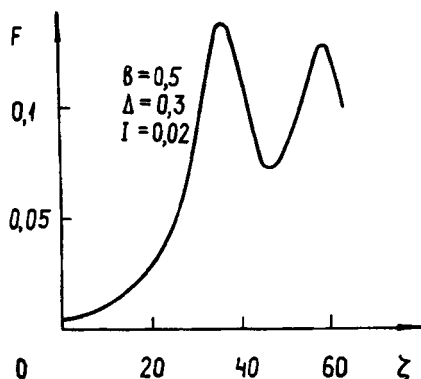
В линейном приближении представляя в уравнениях (6.3) – (6.5) амплитуду волны в виде $F(\zeta) = F_0 \exp i(\Gamma - \Delta)\zeta$, получаем дисперсионное уравнение [14]

$$(\Gamma - \Delta)(\Gamma^2 + \beta I) - (V/2)\Gamma + V/2 = 0, \quad (6.9)$$

позволяющее определить инкремент волны (см. Приложение, где исследуется также более общее дисперсионное уравнение, полученное впервые методом кинетического уравнения в [35]).

В нелинейном режиме, как и в черенковской ЛБВ, амплитуда волны нарастает, пока сформированный электронный сгусток не захватывается волной. В дальнейшем сгусток колеблется в потенциальной яме, образованной волновым рельефом, что сопровождается колебаниями амплитуды волны и электронного КПД (рис.6). Максимальный КПД усилителя и в ультрарелятивистском случае превышает 30% (рис.7) (см. также [36]). Полоса расстройек $\delta\Delta$, в которой приведенный КПД усилителя с фиксированной длиной пространства взаимодействия при оптимальных параметрах μ и I сохраняет достаточно большую

величину, равна $\delta\Delta \sim 0,1$.



Р и с. 6. Продольная структура поля в МЦР-усилителе попутной волны.

Генератор со встречной волной [14]. Для встречной волны в уравнениях (6.3) – (6.5), (6.8), (6.9) параметр тока I и параметр b отрицательны. Граничное условие для встречной волны задается на выходном конце пространства взаимодействия

$$F(\mu) = 0. \quad (6.10)$$

Уравнения (6.3) – (6.5) с граничными условиями (6.6) и (6.10), заданными на обоих концах пространства взаимодействия, представляют типичную краевую задачу.

При малой величине параметра тока $I = -|I|$ дисперсионное уравнение (6.9) сводится к дисперсионному уравнению ЛОВ

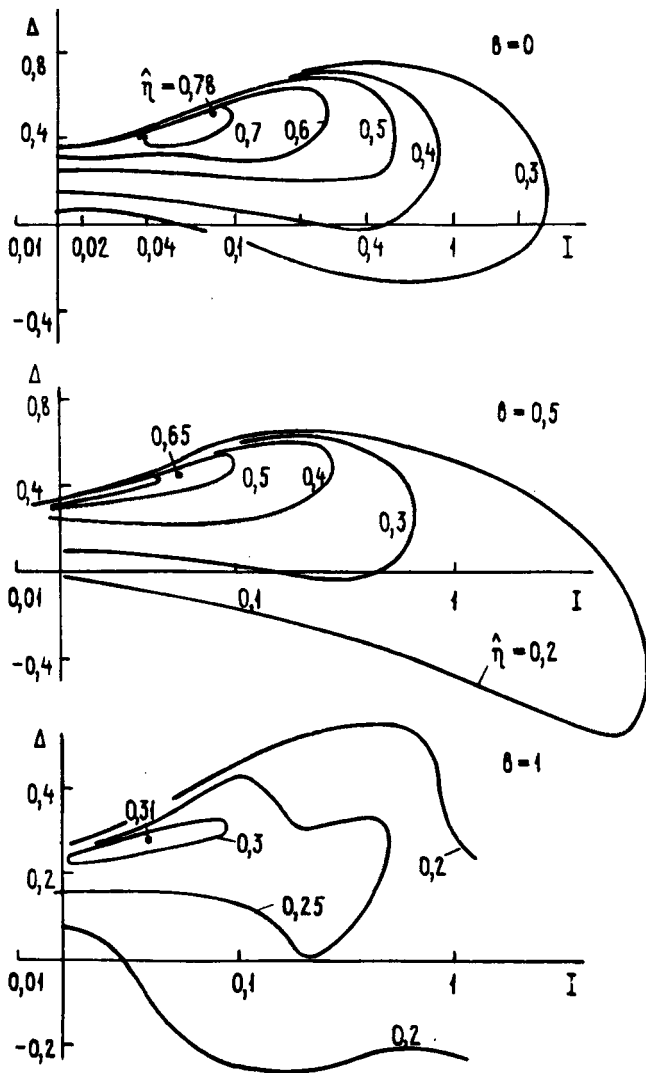
$$x^2(x - \tilde{\Delta}) - 1 = 0,$$

где $x = \Gamma(|I|/2)^{-1/3}$, $\tilde{\Delta} = \Delta(|I|/2)^{-1/3}$. В этом

случае с учетом граничных условий пусковые значения частоты и тока определяются соотношениями

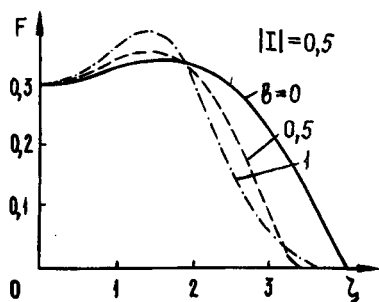
$$\tilde{\Delta} = 1,52, \quad \mu(|I|/2)^{1/3} = 1,98. \quad (6.11)$$

При решении нелинейной задачи [14] параметр Δ подбирался таким образом, чтобы при некоторой величине μ амплитуда волны с заданной точностью обращалась в нуль (рис. 8). Значение амплитуды волны на входе системы $F(0)$ в соответствии с интегралом (6.8) определяет приведенный

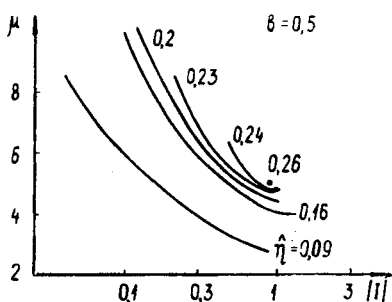
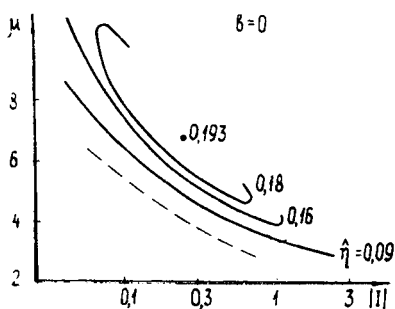


Р и с. 7. Линии равных значений приведенного КПД для МЦР-усилителя попутной волны.

КПД $\hat{\eta} = |F(0)|^2 / 2I$. Как и в черенковских приборах, КПД генератора встречной волны существенно меньше, чем КПД усилителя попутной волны (ср. рис. 7 и 9).



Р и с. 8. Продольная структура поля в МЦР-генераторе со встречной волной.



Р и с. 9. Линии равных значений приведенного КПД для МЦР-генератора со встречной волной.

7. Роль несинхронных взаимодействий в МЦР

При небольших значениях параметра инерционной группировки характер энергообмена электронов с синхронной волной в МЦР может существенно измениться в присутствии несинхронных волн [11, 12, 37]. Исследуем для примера движение электронов в поле, представляющем собой сумму попутной и встречной циркулярно-поляризованных волн, имеющих одинаковые частоты и амплитуды,

$$A_+ = A \{ \exp[i(\omega t - \kappa z)] - \exp[i(\omega t + \kappa z)] \} =$$

$$= -2i \sin \kappa z \exp(i\omega t). \quad (7.1)$$

Такая стоячая волна хорошо аппроксимирует поле резонатора Фабри-Перо.

В существенном воздействии несинхронной волны на энергообмен можно убедиться, рассматривая простейший случай, когда статическое поле отсутствует ($\vec{H}_0 = 0$), а все электроны инжектируются вдоль оси Z ($\beta_{\perp 0} = 0$). Тогда уравнения (5.2) - (5.3) сразу интегрируются:

$$p_+ = \frac{e}{c} A_+, \quad p_{\parallel}^2 = p_{\parallel 0}^2 - \frac{e^2}{c^2} |A_+|^2, \quad \xi = \xi_0 = \text{const}. \quad (7.2)$$

Таким образом, в этом случае энергообмен электронов с волной всегда отсутствует, что радикально отличается от взаимодействия с одной волной, когда согласно (5.10) в зависимости от фазовой скорости волны прямолинейный пучок либо отдает энергию волне (при $\beta_{\phi} < \beta_{\parallel 0}$), либо отбирает ее (при $\beta_{\phi} > \beta_{\parallel 0}$).

Усредненные уравнения движения [12]. Возвращаясь к исследованию МЦР ($\vec{H}_0 \neq 0$), будем считать выполненным условие синхронизма электронов с попутной волной

$$|\omega - \kappa v_{\parallel} - \omega_H| \ll \omega. \quad (7.3)$$

Пусть электроны двигаются между зеркалами резонатора, совпадающими с узлами $z = 0$ и $z = L = q\pi/\kappa$ стоячей волны (7.1), расстояние между которыми L существенно превышает ее длину λ (q - большое целое число), и пусть амплитуда A достаточно мала, так что работа поля на длине волны много меньше начальной энергии электрона: $q \ll 1$. Тогда учет воздействия несинхронной встречной волны естественно провести на основе метода усреднения уравнений (5.2) и (5.3). Однако предварительно для приведения уравнений к стандартной форме [38] удобно исключить из урав-

нения (5.2) полную производную dA_+/dz . Это достигается переходом к новому поперечному импульсу

$$Q_+ = p_+ - \frac{e}{c} A_+ = Q_{\perp} \exp i(\omega t - \kappa z - \theta). \quad (7.4)$$

В отсутствие статического магнитного поля вектор \overline{Q}_{\perp} равен поперечной компоненте сохраняющегося (см. (7.2)) канонического импульса электрона. При наличии поля H_0 из уравнения (5.2) и уравнения для энергии (5.3) с учетом граничных условий $\xi(0) = \xi_0$, $Q_{\perp}(0) = p_{\perp 0}$ получаем интеграл, связывающий $Q_{\perp} \equiv |Q_+|$ с энергией электрона [ср. с (5.7)]

$$Q_{\perp} = \sqrt{p_{\perp 0}^2 - 2 \frac{\omega_{H_0}}{\omega} \frac{\xi_0 (\xi_0 - \xi)}{c^2}}. \quad (7.5)$$

Кроме того, усредненные по быстрым осцилляциям, обусловленным воздействием несинхронной волны, уравнения (5.3) имеют интеграл, аналогичный (2.7),

$$\widetilde{p}_{\parallel} - \widetilde{p}_{\parallel}(0) = [\widetilde{\xi} - \widetilde{\xi}(0)] / v_{\phi}. \quad (7.6)$$

Важно подчеркнуть, что начальные значения усредненных величин $\widetilde{p}_{\parallel}(0)$, $\widetilde{\xi}(0)$ не совпадают с невозмущенными значениями и должны определяться с учетом осцилляторных добавок, вычисляемых с помощью первого улучшенного приближения метода усреднения [38]

$$\widetilde{p}_{\parallel}(0) = p_{\parallel 0} - \frac{e^2 A^2}{c^2 p_{\parallel 0}} - \frac{e A}{2c} \frac{p_{\perp 0}}{p_{\parallel 0}} \cos \theta_0, \quad (7.7)$$

$$\widetilde{\xi}(0) = \xi_0 + \frac{e A}{2c} \frac{p_{\perp 0}}{p_{\parallel 0}} v_{\phi} \cos \theta_0.$$

Отсюда понятно, что воздействие несинхронной волны приводит к появлению эффективной модуляции пучка на входе в пространство взаимодействия [12, 37].

Используя (7.5) - (7.7), представим уравнения для пла-

но изменяющихся составляющих энергии и фазы в виде, аналогичном (5.4) (переходим к безразмерным переменным и опускаем штрихи, а также значок усреднения)

$$\frac{dw}{dZ} = a \frac{Q_{\perp}}{p_{\parallel}} \sin \theta,$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = \frac{1}{p_{\parallel}} \left\{ \delta - (1 - \beta_{\varphi}^{-2})w + \frac{a^2}{\beta_{\parallel 0} \beta_{\varphi}} + \right. \\ \left. + \frac{a\beta_{\perp 0}}{\beta_{\parallel 0} \beta_{\varphi}} \cos \theta_0 - \frac{a\omega_{H0}/\omega}{Q_{\perp}} \cos \theta \right\}, \quad (7.8)$$

где $Q_{\perp} = \sqrt{\beta_{\perp c}^2 - 2(\omega_{H0}/\omega)w}$,

$$p_{\parallel} = \beta_{\parallel 0} - \beta_{\varphi}^{-1}w; \quad w(0) = 0,$$

$$\theta(0) = \theta_0, \quad 0 \leq \theta_0 < 2\pi.$$

В этих уравнениях добавки порядка $a\beta_{\perp 0}$ и a^2 , обусловленные воздействием несинхронной волны, учтены в уравнении для фазы, где они входят аддитивно с малой расстройкой синхронизма δ .

Приближение слабого поля. Сравним следующее из уравнения (7.8) выражение для "линейного" КПД в поле стоячей волны:

$$\eta_e = \frac{a^2 Z_K^2}{\beta_{\parallel 0}^2 (1 - \gamma_0^{-1})} \left\{ - \frac{\omega_{H0}}{\omega} \varphi(\vartheta_{кин}) + \right. \\ \left. + (1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\varphi}) [2B(\vartheta_{кин}) + \vartheta_{кин} \varphi'(\vartheta_{кин})] - \mu \varphi'(\vartheta_{кин}) \right\} \quad (7.9)$$

с "линейным" КПД в поле бегущей волны (5.10). Слагаемые ответственные за группировку типа "О", содержащие параметр

μ и пропорциональные кубу параметра длины Z_k , в этих выражениях совпадают, а ответственные за группировку типа "М" и пропорциональные Z_k^2 , — близки по структуре, но коэффициенты перед ними существенно отличаются. Это отличие особенно заметно для пучка электронов, не имеющих начальной вращательной скорости ($\beta_{10} = 0$). В то время как в случае незамедленной бегущей волны имеет место лишь циклотронное поглощение, в стоячей волне результат энергообмена зависит от поляризации волны (7.1) по отношению к направлению вращения электронов. Для необыкновенной волны, направление вращения которой совпадает с направлением вращения электронов (этому соответствует $\omega_{H0} > 0$), возможно лишь циклотронное поглощение. Для обыкновенной волны, имеющей противоположную поляризацию ($\omega_{H0} < 0$), КПД положителен при любых значениях угла пролета $\vartheta_{кин}$ [11].

Это связано с тем, что для резонансной с пучком составляющей спектра высокочастотной силы в первом случае выполняется условие нормального, а во втором — аномального эффекта Доплера. В разд. 10 обсуждается возможность построения генератора с прямолинейным электронным пучком (монотрона на аномальном эффекте Доплера).

Модуляция пучка на входе, возникающая из-за воздействия встречной волны, наряду с механизмами, указанными в разд. 5, обеспечивает возможность индуцированного излучения при точном авторезонансе (входящее в (7.9) слагаемое $2\beta \times$.

$(\varphi + \vartheta_{кин} \varphi')$, обусловленное совместным действием этих эффектов, в два раза больше, чем в (5.10)).

Влияние несинхронной волны на оптимальные условия. Если электрон совершает в резонаторе много оборотов ($N \gg 1$), средние уравнения движения (7.8) в поле стоячей волны могут быть приведены к более простому виду.

$$\frac{du}{d\zeta} = F \frac{\sqrt{1-u}}{1-\beta u} \sin \theta,$$

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = \frac{1}{1-\beta u} \left\{ \Delta - u + \beta F \cos \theta_0 - \frac{F \cos \theta}{2\sqrt{1-u}} \right\}, \quad (7.10)$$

отличающемся от уравнений (5.13) движения в поле бегущей волны наличием дополнительного слагаемого $\beta F \cos \theta_0$ в уравнении для фазы. Численные исследования уравнения (7.10) показывают, что при не очень больших значениях параметра β ($\beta \leq 1$) учет влияния встречной волны приводит к относительно небольшому изменению оптимальных параметров МЦР по сравнению с найденными в разд.5 (ср. с [37]).

8. Влияние поперечной неоднородности высокочастотного поля на работу МЦР

В предыдущих разделах исследование МЦР велось в рамках одномерной модели. Обсудим теперь (см. также [4,39]), в какой степени полученные результаты применимы для описания взаимодействия электронов с поперечно-неоднородными полями резонаторов и волноводов.

Обобщая на случай произвольных скоростей электронов и волны методы, развитые в теории слаборелятивистского гириотрона [2], рассмотрим взаимодействие пучка с поперечно-электрической модой H_{mp} цилиндрического волновода*, для которой вектор-потенциал имеет вид

$$\vec{A} = \text{Re} \{ A \kappa_{\perp}^{-1} [\nabla_{\perp} \Pi, \vec{z}_0] \exp i(\omega t - \kappa_{\parallel} z) \}. \quad (8.1)$$

Здесь Π - мембранная функция; в наиболее важном случае круглого волновода $\Pi = J_m(\kappa_{\perp} r) e^{-im\chi}$, где J_m - функция Бесселя, $\kappa_{\perp} = \sqrt{(\omega/c)^2 - \kappa_{\parallel}^2}$ - поперечное волновое число, r, χ - цилиндрические координаты, m - азимутальный индекс моды.

При движении электронов в поле (8.1) возникает два эффекта, отсутствующих в однородной волне, бегущей вдоль магнитного поля. Во-первых, в волне (8.1), представляющей набор плоских волн, распространяющихся под бриллюэновскими углами, возможно излучение на гармониках циклотронной частоты $S > 1$ (см. разд. 1). Во-вторых, изменение

* Все результаты нетрудно распространить и на случай поперечно-магнитных мод [4, 39, 40].

координат R, ψ ведущих центров электронных орбит (дрейф) может, вообще говоря, выводить электроны из области оптимального поля и тем самым снижать эффективность взаимодействия.

Для движения в поле (8.1) из уравнений (5.3) вновь получаем интеграл (2.7), связывающий изменения энергии и продольного импульса электрона [4] (для E - волн этот интеграл справедлив только для усредненных уравнений [4]). Однако, в отличие от (5.4), в поле цилиндрической волны уравнения для энергии и циклотронной фазы необходимо дополнить уравнениями для поперечных координат электронов x, y . Представим поперечные координаты в виде $x = R \cos \psi + r_H \cos \varphi$, $y = R \sin \psi + r_H \sin \varphi$ ($r_H = \frac{v_{\perp}}{\omega_H}$ - мгновенное значение циклотронного радиуса, φ - угол, характеризующий положение электрона на циклотронной орбите) и, используя условия резонанса $\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} \approx s \omega_H$, $N \gg 1$, перейдем к укороченным уравнениям движения электрона в поле (8.1):

$$\frac{dw}{dZ} = -Re \left(\frac{a}{p_{\parallel}} \frac{\partial \mathcal{H}_s}{\partial \theta} \right),$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = \frac{\delta - (1 - \beta_{\varphi}^{-2})w}{p_{\parallel}} + Re \left(\frac{a}{p_{\parallel}} \frac{\partial \mathcal{H}_s}{\partial w} \right),$$

$$\frac{1}{2} \frac{\omega_{H0}}{\omega} \left(\frac{\omega}{ck_{\perp}} \right)^2 \frac{d\rho^2}{dZ} = Re \left(\frac{a}{p_{\parallel}} \frac{\partial \mathcal{H}_s}{\partial \psi} \right),$$

$$\frac{\omega_{H0}}{\omega} \left(\frac{\omega}{ck_{\perp}} \right)^2 \rho \frac{d\psi}{dZ} = -Re \left(\frac{a}{p_{\parallel}} \frac{\partial \mathcal{H}_s}{\partial \rho} \right). \quad (8.2)$$

Здесь $\mathcal{H}_s = \rho_{\perp} J'_s(\xi) \mathcal{L}_s e^{i\theta}$,

$$\mathcal{L}_s = \left\{ e^{i\psi} \left(\frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{i}{\rho} \frac{\partial}{\partial \psi} \right) \right\}^s \Gamma_1(\rho, \psi),$$

$$Z = (\omega z/c), \quad \rho = \kappa_{\perp} R, \quad \beta_{\varphi} = (\omega/\kappa_{\parallel} c),$$

$$\theta = \omega t - \kappa_{\parallel} z - s\varphi, \quad \delta_s = \left(1 - \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\varphi}} - s \frac{\omega_{H0}}{\omega} \right),$$

$$\xi = \kappa_{\perp} r_H = \frac{s(1 - \beta_{\varphi}^{-2})^{1/2}}{(1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\varphi})} \rho_{\perp}.$$

Сопоставляя первое и третье уравнения системы (8.2), убеждаемся в наличии "дрейфового" интеграла (ср. с [2])

$$\frac{\omega_{H0}}{\omega} \left(\frac{\omega}{c\kappa_{\perp}} \right)^2 (\rho^2 - \rho_0^2) = 2(m-s)\omega. \quad (8.3)$$

Согласно этому интегралу, при совпадении азимутального индекса моды с номером резонансной гармоники дрейф отсутствует.

С учетом условия синхронизма преобразуем (8.3) к виду

$$\Delta\rho \sim \frac{s|s-m|}{\rho} \frac{\beta_{\perp 0}^2 (1 - \beta_{\varphi}^{-2})}{2(1 - \beta_{\parallel 0}/\beta_{\varphi})^2} u \sim \frac{s|s-m|}{\rho} \frac{u}{N_{opt}} \quad (8.4)$$

Здесь u — энергетическая переменная (см. (5.6)), N_{opt} — оптимальное число оборотов, определяемое формулой (3.4). В соответствии с оценками разд.3, величина u/N_{opt} всегда мала (это очевидно для случая $N \gg 1$; если же $N_{opt} \lesssim 1$, то в резонансных условиях мало изменение энергии: $|u| \ll 1$). Геометрический фактор $s|s-m|/\rho$ для рабочей моды не мож

жет существенно превосходить единицу, поскольку для эффективного взаимодействия необходимо инжектировать электроны вблизи максимума функции $|\mathcal{L}_s| = |\mathcal{J}_{m-s}(\rho)|$. Отсюда ясно, что изменение аргумента функций Бесселя мало и, следовательно, поперечный дрейф электронов в практически интересных режимах работы МЦР несуществен.

Таким образом, уравнения (8.2) сводятся к двум уравнениям для энергии электрона и его фазы. Причем при

$$N_{opt} \sim \frac{(1 - \beta_{||} / \beta_{\varphi})^2}{\beta_{\perp 0}^2 (1 - \beta_{\varphi}^{-2})} \gg 1$$

аргумент функций Бесселя ξ существенно меньше индекса S , что позволяет, воспользовавшись разложением функции Бесселя, упростить правые части уравнений

$$\frac{du}{d\zeta} = - \frac{1}{(1 - \beta u)} \frac{\partial}{\partial \theta} \operatorname{Re} [F_s (1 - u)^{s/2} e^{i\theta}],$$

$$\frac{d\theta}{d\zeta} = \frac{1}{1 - \beta u} \left\{ \Delta - u + \frac{\partial}{\partial u} \operatorname{Re} [F_s (1 - u)^{s/2} e^{i\theta}] \right\}, \quad (8.5)$$

где

$$F_s = \frac{4a(1 - \beta_{||0} / \beta_{\varphi})^2}{\beta_{\perp 0}^3 (1 - \beta_{\varphi}^{-2})} \frac{s^s}{2^s s!} \times$$

$$\times \left[\frac{(1 - \beta_{\varphi}^{-2})^{1/2} \beta_{\perp 0}}{(1 - \beta_{||0} / \beta_{\varphi})} \right]^{s-1} \mathcal{L}_s.$$

При $|\beta| \ll 1$ уравнения (8.5) переходят в уравнения слаборелятивистского гиротрона. Согласно [1,2], максимальный КПД, определяемый уравнениями СРГ, спадает с ростом номера гармоники: в случае однородного вдоль Z поля $\hat{\eta}_{max} = 0,42$ для $S = 1$ и $\hat{\eta}_{max} = 0,14$ для $S = 5$.

При произвольном значении параметра β для основного циклотронного резонанса ($S = 1$) усредненные уравнения движения (8.5) электрона в поле цилиндрической волны сов-

падают с уравнениями движения (5.13) в поле однородной волны.

Ш. ТЕОРИЯ МАГНИТОТОРМОЗНЫХ МАЗЕРОВ С ПРЯМОЛИНЕЙНЫМИ И СЛАБОИСКРИВЛЕННЫМИ ТРАЕКТОРИЯМИ ЭЛЕКТРОНОВ

В разд. 9,10 данной главы исследуются два варианта приборов, в которых возможно индуцированное магнитотормозное излучение электронов, не имеющих первоначальной скорости. В обоих вариантах "работает", по существу, один и тот же механизм излучения — аномальный эффект Доплера, но в первом (аналогичном черенковской ЛБВ) необходимо замедление волны, а во втором (аналогичном черенковскому монотрону) синхронное воздействие на электрон оказывает медленная спектральная составляющая поля резонатора (имеется в виду представление поля интегралом Фурье). Для обоих типов приборов максимум КПД достигается в нерезонансной области параметров, где электрон успевает совершить на длине системы (существенно превышающей длину волны) не более одного циклотронного оборота. В этом отношении они близки к синхронному мазеру, теория которого излагается в разд.11.

9. МПР с замедленными волнами

При движении со скоростью, превышающей фазовую скорость волны (область аномального эффекта Доплера), пучок может отдавать свою энергию даже в отсутствие у электронов начальной вращательной скорости $\beta_{L0} = 0$ [41-43,10].

Выражение для "линейного" КПД взаимодействия такого пучка с медленной циркулярно-поляризованной волной постоянной амплитуды содержится в общей формуле (5.10), а выражение для инкремента самосогласованной волны приведено в Приложении. Исследование нелинейной стадии усиления волны прямолинейным пучком существенно упрощается вследствие идентичности граничных условий для всех электронов

$$w(0) = 0, \quad \theta(0) = \pi/2 \quad (9.1)$$

(значение начальной фазы в (9.1) определяется с таким расчетом, чтобы в уравнении для фазы (5.4) в точке $Z = 0$ была устранимая особенность). Поэтому вместо бесконечно большого числа уравнений для винтового пучка (где $\theta(0)$ принимает все значения от 0 до 2π), для прямолинейного пучка имеем лишь два уравнения (5.4) и уравнение возбуждения (6.2), в котором интегрирование по начальным фазам сводится к умножению на 2π . Представляя комплексную амплитуду волны в виде $A = |A|e^{i\chi}$ и учитывая уравнение баланса мощностей $a^2 - a_0^2 = 2I_0 w$,

$$I_0 = (\beta_{\parallel} \beta_{\varphi} / 2) \cdot (\omega_b^2 / \omega^2),$$

выразим $a = e|A|/mc^2$ через w и преобразуем уравнения (5.4) и (6.2) к двум уравнениям для энергии и фазы

$$\Phi = \theta + \chi \quad [15]$$

$$\frac{dw}{dZ} = a \frac{\rho_{\perp}}{\rho_{\parallel}} \sin \Phi, \quad \frac{d\Phi}{dZ} = \frac{1}{\rho_{\parallel}} \left\{ \delta + (\beta_{\varphi}^{-2} - 1)w + \right. \\ \left. + \left[\frac{\alpha[(\beta_{\parallel 0} / \beta_{\varphi} - 1) - (\beta_{\varphi}^{-2} - 1)]}{\rho_{\perp}} + \frac{I_0 \rho_{\perp}}{a} \right] \cos \Phi \right\}. \quad (9.2)$$

Здесь

$$\rho_{\perp} = \sqrt{2(\beta_{\parallel} / \beta_{\varphi} - 1)w - (\beta_{\varphi}^{-2} - 1)w^2}, \quad (9.3)$$

$$\rho_{\parallel} = \beta_{\parallel 0} - \beta_{\varphi}^{-1} w.$$

В асимптотическом случае малых амплитуд и соответственно малых изменений энергии электронов $|w| \ll 1$ уравнения (9.2) приводятся к универсальной форме

$$\frac{d\tilde{u}}{d\tilde{\zeta}} = \tilde{a}\sqrt{\tilde{u}} \sin \Phi, \quad \frac{d\Phi}{d\tilde{\zeta}} = \tilde{\delta} + \tilde{u} + \frac{1}{2} \left(\frac{\tilde{a}}{\sqrt{\tilde{u}}} + \frac{\sqrt{\tilde{u}}}{\tilde{a}} \right) \cos \Phi, \quad (9.4)$$

где

$$\tilde{\zeta} = 2(Z/\beta_{\parallel 0})\sqrt{(\beta_{\parallel 0}/\beta_{\phi} - 1)I_0}, \quad \tilde{\delta} = \delta/2\sqrt{(\beta_{\parallel 0}/\beta_{\phi} - 1)I_0},$$

$$\tilde{u} = (\beta_{\phi}^{-2} - 1)/2\sqrt{(\beta_{\parallel 0}/\beta_{\phi} - 1)I_0}, \quad \tilde{a} = \sqrt{\tilde{u} + \tilde{a}_0^2}.$$

Помимо МЦР на аномальном эффекте Доплера уравнения (9.4) применимы к широкому классу приборов с силовой группировкой электронов (лампа с поперечным полем [44, 45], убитрон и скаттрон типа "М" [46] и др.)*.

Во всех этих системах на вход поступает прямолинейный пучок (псток невозбужденных осцилляторов). Под действием волны электроны приобретают поперечную скорость; в результате тонкий электронный пучок вращается как целое, описывая осесимметричную поверхность (подобным образом вращается тонкий пучок в гироконе (см. рис.2 обзора [47]); гирокон можно рассматривать как клистронный вариант лампы с поперечным полем).

Оптимальные параметры усилителя нетрудно оценить непосредственно из уравнений (9.4), не содержащих численных коэффициентов $\tilde{\zeta}_k \sim \tilde{\delta} \sim 1$; при этом $\tilde{u}_{\max}(\tilde{\zeta}_k) = 2(1 - \tilde{\delta})$.

Отсюда следует, что оптимальная длина близка обратному инкременту $Z_k \sim \beta_{\parallel 0}/2\sqrt{(\beta_{\parallel 0}/\beta_{\phi} - 1)I_0}$, а число оборотов, совершаемых на этой длине, равно $N \sim \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{(\beta_{\parallel 0}/\beta_{\phi} - 1)}{I_0}}$.

Для КПД усилителя получаем оценку, согласующуюся с (2.9)

$$\eta = \frac{2\sqrt{(\beta_{\parallel 0}/\beta_{\phi} - 1)I_0}}{(1 - \gamma_0^{-1})(\beta_{\phi}^{-2} - 1)} \tilde{u}(\tilde{\zeta}_k) \sim \quad (9.5)$$

*) Аналогично совпадают между собой асимптотические уравнения для приборов с преобладающей инерционной группировкой электронов [25].

$$\sim \frac{1}{2\pi N(1-\gamma_0^{-1})} \frac{(\beta_{\parallel 0}/\beta_\Phi - 1)}{(\beta_\Phi^{-2} - 1)}$$

Численное исследование уравнений (9.4) [44] подтверждает эту оценку.

Из (9.5) следует, что при ультрарелятивистской энергии частиц в резонансных ($N \gg 1$) условиях КПД сравнительно невелик: $\eta \sim N^{-1}$ (нетрудно видеть, что $N \gg 1$ есть необходимое условие применимости уравнений (9.4)). Однако, поскольку энергообмен всех частиц с волной происходит одинаковым образом и энергия всех электронов на выходе одна и та же, существует возможность приблизить КПД к 1 путем рекуперации энергии на коллекторе с пониженным потенциалом

Другой способ получения высокого КПД состоит в переходе к нерезонансным, или вырожденным, режимам, в которых электрон совершает в рабочем пространстве порядка одного оборота ($N \lesssim 1$) и, соответственно, амплитуда волны должна быть большой $a \gtrsim \gamma_0^{-1}$. Для определения мак-

симального КПД воспользуемся соотношениями (9.3) и фазовым интегралом уравнений (9.2), имеющим вид

$$\cos \Phi = \frac{1}{2a} \left(\rho_\perp - 2 \frac{\omega_H}{\omega} w / \rho_\perp \right). \quad (9.6)$$

Из (9.3) ясно, что торможение электрона сопровождается увеличением его поперечного импульса лишь до тех пор, пока продольная скорость не сравняется с фазовой скоростью волны. При дальнейшем торможении поперечный импульс электрона уменьшается, но обращение его в нуль, согласно (9.6), возможно лишь в асимптотическом случае исчезающе слабых магнитных полей ($\omega_H/\omega \rightarrow 0$) и достаточно

больших плотностей тока, когда $4I_0 \gtrsim (\beta_{\parallel 0}/\beta_\Phi - 1)$. При этом изменение энергии электрона достигает своего максимального значения $w_{\max} = 2 \left(\frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_\Phi} - 1 \right) / (\beta_\Phi^{-2} - 1)$.

При оптимальном выборе фазовой скорости волны

$\beta_{\varphi \text{ opt}} = \beta_{\parallel 0} / (1 + \gamma_0^{-1})$ одновременно с поперечным об-
рашается в нуль и продольный импульс, так что КПД в этом
случае равен 1. При увеличении магнитного поля максималь-
ный КПД снижается.

Выше рассматривалась конвективная неустойчивость в об-
ласти аномального эффекта Доплера. В периодической замед-
ляющей системе, где направления фазовой и групповой ско-
ростей могут быть противоположными, возможна и абсолют-
ная неустойчивость, которую можно использовать для пост-
роения генератора типа ЛОВ [15].

10. Монотрон на аномальном эффекте Доплера

Как отмечалось в разд.7, прямолинейный пучок в однород-
ном магнитном поле может отдавать энергию незамедленной
волне, если на него, кроме синхронной, действует также и не-
синхронная волна. Рассмотрим эту возможность подробнее на
примере высокочастотного резонатора Фабри-Перо, структуру
поля которого можно считать фиксированной - совпадающей с
(7.1).

Согласно (7.9), прямолинейный пучок может возбуждать
только обыкновенные волны, в которых направление вращения
полей противоположно направлению вращения электрона в маг-
нитном поле (в случае волны с заданной формулой (7.1) нап-
равлением вращения следует считать $\omega_{H0} < 0$). Угол
пролета электрона относительно такой волны $\vartheta_{\text{кин}} =$

$(1 - \beta_{\parallel 0} + |\omega_{H0}|/\omega)kL$ лежит в основной зоне

$|\vartheta_{\text{кин}}| \leq 2\pi$ (где функция $\varphi(\vartheta_{\text{кин}})$ достаточно ве-
лика) только при ультрарелятивистской энергии пучка и столь
слабом магнитном поле, что электрон совершает в нем на
длине L меньше одного оборота: $N = \frac{|\omega_{H0}|}{\omega} \frac{kL}{2\pi} \ll 1$.

Движение ультрарелятивистского электрона в стоячей вол-
не (7.1) описывается уравнениями (7.8), которые при $\beta_{\perp 0} = 0$
и $\gamma_0 \gg 1$ преобразуются к виду [12]

$$\frac{dw}{dz} = \frac{2\alpha\sqrt{vw}}{1-w} \sin \theta, \quad (10.1)$$

$$\frac{d\theta}{dz} = \frac{1+v+2\alpha^2}{1-w} + \frac{\alpha\sqrt{v}}{\sqrt{w}} \frac{\cos \theta}{1-w},$$

где $z = (\gamma_0^{-2}/2)Z$, $v = 2\gamma_0^{-2}\omega_{H_0}/\omega$.

Граничные условия к этим уравнениям совпадают с (9.1), а КПД генератора равен $\eta = w(z_k)$. Таким образом, и в этой системе все электроны с точностью до фазы вращения (определяемой фазой влета) движутся по идентичным траекториям. Более того, генератор с резонатором Фабри-Перо можно рассматривать как монотронный вариант прибора на аномальном эффекте Доплера, когда роль замедленной волны играет медленная спектральная гармоника поля резонатора [11].

КПД генератора можно найти с помощью интеграла уравнений (10.1)

$$\cos \theta = -\frac{1}{\alpha} \sqrt{\frac{w}{v}} (1+v+2\alpha^2), \quad (10.2)$$

определяющего фазовую траекторию электрона. Используя (10.2), проинтегрируем уравнение для фазы

$$\frac{2\alpha^2 v}{(1+v+2\alpha^2)} \left[(\pi-2\theta) - \sin 2\theta \right] - (\pi-2\theta) = (1+v+2\alpha^2)z. \quad (10.3)$$

Из (10.2) ясно, что максимальное изменение энергии электрона

$$w^* = \frac{4\alpha^2 v}{(1+v+2\alpha^2)^2} \quad (10.4)$$

достигается при $\theta = \pi$. Соотношение (10.3) позволяет найти соответствующую длину

$$\zeta_k = \frac{\pi}{(1+\nu+2\alpha^2)} \left(1 - \frac{2\alpha^2\nu}{(1+\nu+2\alpha^2)^2} \right). \quad (10.5)$$

При фиксированном параметре магнитного поля ν максимум КПД $\eta = w_{\max}^* = \frac{\nu}{2(1+\nu)}$ достигается при $\alpha_{\text{opt}}^2 = (1+\nu)/2$, $\zeta_{\text{opt}} = \frac{\pi}{8} \frac{(4+3\nu)}{(1+\nu)^2}$. Предельному значению КПД $\eta = 1/2$ соответствует $\nu \gg 1$ и чрезмерно интенсивное поле $\alpha^2 \gg 1$. Но и при меньших интенсивностях полей, когда $\alpha \sim 1$, КПД также может быть достаточно высоким. Так, при $\nu = 1$ и $\alpha = 1$ КПД $\eta = 1/4$ только в два раза меньше предельного.

Рассмотренная здесь разновидность монофона на аномальном эффекте Доплера является простейшей в теоретическом отношении. С практической точки зрения определенный интерес представляет и генератор с цилиндрическим резонатором [48]. Нелинейная теория такого генератора (построенная путем обобщения изложенного здесь метода усреднения) пока заявляет, что его электронный КПД может превышать 70%. В рамках неусредненных уравнений взаимодействие прямолинейного пучка с модой H_{111} цилиндрического резонатора, имеющей одну продольную вариацию, исследовано в [49].

11. Синхротронный мазер

Синхротронный мазер (см. рис. 4, б) конструктивно отличается от генератора, рассмотренного в предыдущем разделе, только направлением магнитостатического поля — в синхротронном мазере оно параллельно зеркалам резонатора и перпендикулярно невозмущенной траектории электрона. В резонаторе Фабри-Перо, изображенном на рис. 4, б, электроны возбуждают линейно поляризованную стоячую волну

$A_y = A \sin \omega t \sin kx$. В этом случае сохраняется проекция канонического импульса электрона на ось y .

С учетом граничного условия $p_y(x=0) = 0$,

$$p_y = \frac{e}{c} (A_y + H_0 x). \quad (11.1)$$

В условиях оптимального энергообмена (4.1) – (4.5) поперечный импульс электрона сравнительно невелик $p_y \sim mc$ так что при ультрарелятивистской ($\xi \gg mc^2$) энергии электрона

$$p_x \approx \frac{\xi}{c} \left\{ 1 - \frac{m^2 c^4 + c^2 p_y^2}{2 \xi^2} \right\}. \quad (11.2)$$

Подставим это приближенное выражение с учетом (11.1) в уравнения для энергии электрона и времени его движения

$$\frac{d\xi}{dx} = \frac{e}{c} \frac{p_y}{p_x} \frac{\partial A_y}{\partial t}, \quad \frac{dt}{dx} = \frac{\xi}{c^2 p_x} \quad (11.3)$$

и произведем в этих уравнениях усреднение по быстрым осцилляциям, вызванным воздействием несинхронной встречной волны,

$$\frac{dw}{d\tilde{x}} = \frac{1}{1-w} \left\{ \alpha \rho \tilde{x} \sin \varphi + \frac{\alpha^2}{4} \sin 2\varphi \right\}, \quad (11.4)$$

$$\frac{d\varphi}{d\tilde{x}} = \frac{1}{(1-w)^2} \left\{ 1 + \rho^2 \tilde{x}^2 + \alpha \rho \tilde{x}^2 + \alpha \rho \tilde{x} \cos \varphi + \frac{\alpha^2}{8} (2 + \cos 2\varphi) \right\} \quad (11.5)$$

$$w(0) = 0, \quad \varphi(0) = \varphi_0, \quad 0 \leq \varphi_0 < 2\pi.$$

Здесь $\varphi = \omega t - kx$ – фаза электрона относительно синхронной волны, $\tilde{x} = (\gamma_0^2/2)(\omega x/c)$, $\rho = 2\omega_{H0}\gamma_0^3/\omega$ параметр

кривизны траектории.

Первые три слагаемых в правой части уравнения для фазы соответствуют рассмотренным в разд. 4 механизмам; четвертое слагаемое, пропорциональное α^2 , и аналогичное слагаемое в уравнении для энергии обусловлены наличием поперечных осцилляций в скорости электрона (благодаря этому

механизму оказывается возможным индуцированное излучение линейно-поляризованной волны и в отсутствие магнитного поля). Заметим также, что как и в монодроне на аномальном эффекте Доплера существенное влияние на энергообмен в синхротронном лазере оказывает несинхронная встречная волна, обуславливающая модуляцию пучка на входе системы (в ее отсутствие, очевидно, изменился бы интеграл (11.1)).

Решая уравнения (11.4) - (11.5) в приближении малого сигнала, находим "линейный" КПД $\eta_e = \alpha^2 \rho^2 f(\tilde{x}_k, \rho)$, где

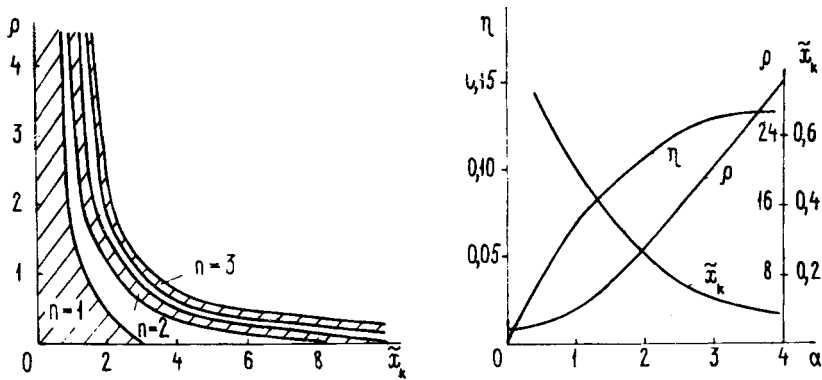
$$f(x, \rho) = \frac{x^4}{2} \left\{ \left(1 + x \frac{\partial}{\partial x} - \frac{\rho^2 x^3}{3} \frac{\partial}{\partial x} \right) x \right. \\ \left. \times \left| \frac{1}{x^4} \int_0^x d\tau \cdot \tau \exp \left[i \left(\tau + \frac{\rho^2 \tau^3}{3} \right) \right] \right|^2 + \right. \\ \left. + x^3 \rho^2 \frac{\partial}{\partial x} \left| \frac{1}{x^6} \int_0^x d\tau \cdot \tau^2 \exp \left[i \left(\tau + \frac{\rho^2 \tau^3}{3} \right) \right] \right|^2 \right\}. \quad (11.6)$$

Функция f существенно упрощается в случае очень малой кривизны траектории ($\rho \ll 1$): $f(x) = [3x \sin x - 3(1 - \cos x) - x^2 \cos x - \frac{x^2}{2}]$ Возможность самовозбуждения при малых углах пролета $0 < \tilde{x}_k < 3$ (рис.10) обусловлена

влиянием несинхронной волны. При произвольном значении параметра ρ зоны самовозбуждения найдены численным интегрированием (11.6). Границы зон хорошо описываются условием постоянства полного угла пролета $(\tilde{x}_k + \rho^2 \tilde{x}_k^3 / 3) = C_n$, где константы C_n для зоны с номером $n = 1, 2 \dots$ определяются из асимптотического случая $\rho \ll 1$.

В нелинейном режиме по мере увеличения амплитуды волны высшие зоны генерации ($n > 1$) постепенно исчезают, так

что при $\alpha > 2$ остается только первая зона, размер которой также уменьшается. Максимуму КПД, как и в черенковском монотроне, соответствуют очень интенсивные поля (рис.11). КПД $\eta = 0,1$ достигается при $\alpha = 1,75$, $\rho = 8$, $\tilde{x}_k = 0,25$. Эти значения близки к оценкам разд.4.



Р и с. 10. Зоны самовозбуждения ($n = 1, 2, 3$) синхротронного мазера на плоскости параметров \tilde{x}_k, ρ .

Р и с. 11. Зависимость КПД и оптимальных параметров от напряженности высокочастотного поля.

Максимальный КПД генератора может быть повышен примерно вдвое, если инжектировать пучок под небольшим углом к оси резонатора ($v_{y0}/v_{x0} \approx \gamma_0^{-1}$).

1У. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ РЕЛЯТИВИСТСКИХ МЦР

Различные варианты магнитотормозных мазеров, исследованные теоретически в предыдущих главах, далеко не эквивалентны по своим предельным характеристикам и, главное, по сложности экспериментальной реализации. Во всех мазерах с большим "преобразованием частоты" $\omega/\omega_{H_0} \approx \gamma_0^2$ -

- МЦАР с попутной волной (режимы I, II в табл.), мазеры с прямолинейными и слабоискривленными траекториями (гл. III) - при работе в СВЧ-диапазонах мала оптимальная напряженность магнитостатического поля, и поэтому могут возникнуть затруднения при транспортировке сильнооточного пучка. Весьма сложной для этих приборов является также проблема селекции мод, так как в полосу активного вещества в них попадает порядка γ_0^2 продольных мод двухзеркального резонатора. Мазеры с прямолинейными и слабоискривленными траекториями отличаются, кроме того, очень большими стартовыми и рабочими токами, а также большими оптимальными напряженностями поля $E_{opt} \approx (3/\lambda)$ МВ/см, где λ - длина излучаемой волны в см. МЦАР с попутной волной свободен от последних недостатков, но для его реализации необходимо предварительно сообщить электронам вращательную скорость ($v_{\perp 0} \approx c/\gamma_0$) при умеренном скоростном разбросе.

Еще большие начальные пичч-факторы требуются для эффективной работы релятивистских МЦР в режиме небольшого "преобразования частоты" $\omega/\omega_{H_0} \ll \gamma_0^2$. Однако во всех этих приборах - в релятивистском гиротроне, МЦАР с попутной (режим III в табл.) и со встречной волнами - пучок транспортируется в достаточно сильном магнитном поле, оптимальная напряженность высокочастотного поля сравнительно невелика и не слишком остро стоит проблема селекции мод. На начальном этапе исследований эти относительно низкочастотные варианты МЦР, а особенно МЦР со встречной волной и гиротрон, привлекательны еще и тем, что в них легко обеспечивается обратная связь, и они наименее критичны к разбросу и нестабильности параметров пучка. Действительно, встречная волна возбуждается просто в гладком волноводе. Этот же механизм совместно с отражением волн от слабой нерегулярности волновода способен обеспечить возбуждение колебаний вблизи критической частоты волновода [50]. Более того, согласно теории [50, 51], в таких предельно низкодобротных электродинамических системах переход от генерации встречной волны к генерации на критической частоте должен происходить непрерывно при плавном уменьшении магнитного поля (рис. 12).

Частота генерации ω и фазовая скорость волны $c\beta_{\phi}$ для

разреженного пучка могут быть приближенно определены из системы уравнений (см. рис. 12) $\omega - \kappa_{\parallel} v_{\parallel} = \omega_{\parallel}$,

$$\omega^2 = \omega_{\text{кр}}^2 + c^2 \kappa_{\parallel}^2 . \quad \text{Соответствующий стартовый ток,}$$

определяемый формулой (6.11),

$$I_{st} = \frac{2}{\pi^3} \frac{mc^3}{e} \frac{\gamma_0 \beta_{\parallel 0}^3}{\beta_{\perp 0}^2} \frac{\beta_{\phi}^{-1}}{(1 - \beta_{\phi}^{-2})^2} \left(\frac{\lambda}{L} \right)^3 \mathcal{L}^{-1} ,$$

монотонно убывает при переходе к сиротронному режиму, для которого эта формула дает результат, правильный по порядку

величины, если в ней положить $\beta_{\phi}^{-1} \approx \frac{(c\pi/L)}{(2\pi c/\lambda)} = \lambda/2L \ll 1$.

В формуле для стартового тока \mathcal{L} - фактор возбуждения, зависящий от места инжекции электронного пучка в поле рабочей моды. В частности, для поперечно - электрических

($H_{\text{мр}}$) мод круглого цилиндрического волновода, возбуждаемых тонким аксиально-симметричным пучком на ос-

новной циклотронной частоте, $\mathcal{L} = \frac{J_{m \mp 1}^2(\kappa_{\perp} R_0)}{(\nu_{\text{мр}}^2 - m^2) J_m^2(\nu_{\text{мр}})}$,

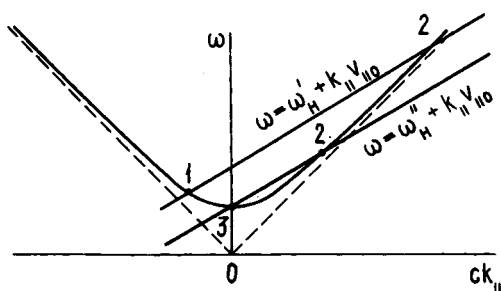
где J_m - функция Бесселя, R_0 - радиус пучка, $\nu_{\text{мр}}$ - p -й положительный корень уравнения $dJ_m/d\nu = 0$; $\omega_{\text{кр}} = c\nu_{\text{мр}}/R_0$ критическая частота моды, R_0 - радиус волновода, $\kappa_{\perp} = \omega_{\text{кр}}/c$ поперечное волновое число.

Уже при относительно малом начальном пичч-факторе электронов $g_0 \sim 0,1$ и относительно короткой длине взаимодействия $l \sim 10\lambda$ при инжекции пучка с напряжением $(10^2 - 10^3)$ кВ вблизи максимума функции $\mathcal{L}(\kappa_{\perp} R_0)$ для одной из низших мод волновода минимальный стартовый ток составляет $(10^2 - 10^3)$ А. Если же вращательная скорость электронов близка к поступательной $\beta_{\perp 0} \sim \beta_{\parallel 0}$,

стартовый ток составляет всего лишь единицы-десятки ампер. Таким образом, в этом случае самовозбуждение на критической частоте происходит настолько легко, что при попыт-

как освоения больших токов от него не просто отстроиться.

“ Вышесказанное помогает понять ряд особенностей экспериментов [52-С1], проведенных к настоящему времени.



Р и с. 12. Режимы МЦР в зависимости от настройки магнитного поля: 1 — генерация встречной волны; 2 — усиление попутной волны; 3 — генерация на критической частоте (гиротрон).

В экспериментах применяются следующие способы сообщения электронам первоначальной вращательной скорости: резонансная раскачка в периодическом магнитном поле [52,55,56], раскачка в скрещенных электрическом и магнитном полях [53,57,60,61], раскачка при прохождении электронов через тонкие фольги [54,57,59]. В большинстве экспериментов в качестве электродинамической системы использовался участок круглого волновода, в котором могла возбуждаться либо встречная волна [52,54], либо, благодаря малым отражениям от выходного устройства, происходило излучение на критической частоте. В эксперименте [55] обратная связь оказалась достаточной даже для возбуждения попутной волны с числом осцилляций ~ 7 , однако и в этом эксперименте частота генерации была еще близка к критической частоте моды H_{01} .

В [55] получена весьма значительная мощность излучения (0,3 — 1,0) ГВт, но электронный КПД, как и в [52,54], весьма мал: $\eta \approx 0,4\%$, что связано, по-видимому, с неоптимальным выбором параметров генераторов. Сравнительно невысокий КПД $\eta \approx 3\%$ был также получен при экспериментах [58] с гиротроном, в котором энергия электронов (120

- 150) кэВ всего лишь в 2 - 3 раза превышала типичную энергию электронов в слабoreлятивистском гиротроне, но ток (транспортируемого в плазме) пучка (8 - 12) кА был на несколько порядков выше оптимального.

Существенно больший электронный КПД $\eta \approx 20\%$ был получен в релятивистском гиротроне [60], где пучок электронов с энергией 300 кэВ и током 0,4 кА возбуждал на длине волны $\lambda \approx 3$ см довольно высокую моду H_{13} открытого резонатора того же типа, что используется в слабoreлятивистских гиротронах (см.рис.3). Для повышения рабочего тока, как и в СРГ, тонкий трубчатый электронный пучок инжектировался в область, где значение функции $Z(k_1 R_0)$ существенно меньше максимального. Для обеспечения одно-модовой генерации использовались электродинамические методы дискриминации паразитных мод. В экспериментах [58, 61] для улучшения качества электронного пучка использовалась плазменная компенсация пространственного заряда. Этот метод открывает возможность дополнительного повышения рабочего тока и мощности излучения в гиротронах с большими пич-факторами электронов.

Высокий КПД (до 30%) был получен также в эксперименте [59], где использовался пучок электронов с энергией 900 кэВ и током 8 кА. Частота излучаемой волны ($\lambda \approx 10$ см) превышала в 3,4 раза циклотронную частоту электронов и в 1,6 раза критическую частоту рабочей моды. Механизм излучения не был идентифицирован, но не исключено, что в этом эксперименте был реализован МЦАР с попутной волной.

До сих пор эксперименты с релятивистским МЦР проводились лишь в диапазоне сантиметровых волн, где МЦР не имеют преимуществ перед приборами черенковского типа (магнетронами и карсинотронами). По-настоящему достоинства МЦР должны проявиться лишь в более коротковолновых диапазонах. Так, согласно теории, МЦАР с попутной волной способен при работе в режиме большого "преобразования частоты" ω/ω_{H_0} генерировать излучение с длиной

волны $\lambda(\text{мм}) \sim 10^2/\gamma_0 H_0(\text{кЭ})$. При магнитном поле $H_0 \sim 200 \text{кЭ}$ и напряженности пучка $U \sim 2$ МВ ($\gamma_0 \sim 5$) это дает $\lambda \sim 0,1$ мм. Согласно оценкам, создание и тран-

спортивка электронного пучка с необходимой вращательной скоростью и малым скоростным разбросом не представляет слишком больших трудностей, и основной проблемой на пути реализации высокоэффективных коротковолновых МЦАР является обеспечение надежной селекции мод резонатора.

Авторы признательны П.С.Стрелкову за многочисленные полезные обсуждения состояния экспериментальных исследований.

П р и л о ж е н и е

Дисперсионное уравнение для волн, распространяющихся в безграничном электронном потоке

В разделе 6 из нелинейных уравнений выведено приближенное дисперсионное уравнение (6.9). Точное уравнение для поперечных волн $\vec{E} = \vec{E}_0 \exp i(\omega t - kZ)$, распространяющихся вдоль однородного магнитного поля,

$$c^2 k^2 - \omega^2 \beta_\phi^{-2} + \omega_b^2 \frac{\omega - kV_{||0}}{\omega - kV_{||0} \pm \omega_{H0}} + \omega_b^2 \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \frac{c^2 k^2 - \omega^2}{(\omega - kV_{||0} \pm \omega_{H0})^2} = 0 \quad (П.1)$$

было получено в работе [35] методом линеаризованного кинетического уравнения (впоследствии этот метод неоднократно использовался при построении линейной теории МЦР — см., например, [62–64, 50]). Знаки \pm в (П.1) относятся к обыкновенным и необыкновенным волнам, имеющим циркулярную поляризацию с направлением вращения, соответственно противоположным и попутным направлению вращения электронов. Слагаемое в (П.1), содержащее резонансный знаменатель в первой степени, пропорционально поперечной силе $-e \vec{E}(1 - kV_{||0}/\omega)$ и описывает происходящую под непосредственным воздействием волны силовую группировку электронов. Слагаемое, содержащее резонансный знаменатель во второй степени, описывает инерционную группировку, причем второй член в числителе $(-\beta_{\perp 0}^2/2)\omega^2$

ответствен за фазовую группировку, происходящую вследствие зависимости циклотронной частоты от энергии, а первый $(\beta_{\perp 0}^2/2)c^2 k^2$ — за продольную группировку под действием магнитного поля волны.

В нулевом приближении по концентрации ($\omega_B^2 = 0$) уравнению (П.1) удовлетворяют две группы решений: "холодные" волны изотропной среды:

$$c^2 k^2 - \omega^2 \beta_{\phi}^{-2} = 0 \quad (\text{П.2})$$

и циклотронные волны потока

$$\omega - k v_{\parallel 0} \pm \omega_{H0} = 0. \quad (\text{П.3})$$

Нарастание в пространстве возмущений при синхронизме

волн "холодной" среды и циклотронных волн потока. В случае малой концентрации при синхронизме волн (П.2) и (П.3) представим волновое число в виде $k = h(1 + \nu)$, где $h = \pm \omega/v_{\phi}$, и сведем уравнение (П.1) к уравнению третьей степени относительно малой поправки ν :

$$2c^2 h^2 \nu + \omega_B^2 \frac{\omega - h v_{\parallel 0} - c h \beta_{\perp 0}^2 / \beta_{\parallel 0}}{-h v_{\parallel 0} \nu} + \omega_B^2 \frac{\beta_{\perp 0}^2}{2} \frac{c^2 h^2 - \omega^2}{(h v_{\parallel 0} \nu)^2} = 0. \quad (\text{П.4})$$

С учетом связи $\nu = -\Gamma \frac{\beta_{\perp 0}^2 \beta_{\phi} (1 - \beta_{\phi}^{-2})}{2\beta_{\parallel 0} (1 - \beta_{\parallel 0} / \beta_{\phi})}$ убеждаемся в совпадении (П.4) с (6.9). Отметим, что член $(-c h \beta_{\perp 0}^2 / \beta_{\parallel 0})$ в слагаемом, содержащем ν^{-1} , появляется из последнего слагаемого (П.1) в результате изменения соотношения между волновым числом и частотой, т.е. изменения структуры волны в присутствии электронов.

Уравнение (П.4) позволяет представить наглядно критерий преобладания прецессионной или силовой группировки путем

введения характерной длины $\tilde{L} = (h|v|)^{-1}$ и эффективного параметра инерционной группировки $\tilde{\mu} = \mu / [1 - \beta_{10}^2 / \beta_{H0} \beta_{\Phi} (1 - \beta_{H0} / \beta_{\Phi})]$

равного отношению третьего слагаемого в (П.4) ко второму. Здесь $\mu = \frac{\beta_{10}^2 (1 - \beta_{\Phi}^{-2}) (\omega \tilde{L} / c)}{2 \beta_{H0} (1 - \beta_{H0} / \beta_{\Phi})}$ — параметр инерционной

группировки [ср. с (5.11)] в условиях, когда $\beta_{10}^2 \ll \beta_{H0} \beta_{\Phi} \times (1 - \beta_{H0} / \beta_{\Phi})$ и влияние пучка на структуру поля несущественно.

В условиях преобладания инерционной группировки ($\tilde{\mu} \gg 1$)

$$v^3 = \frac{\omega_{\xi}^2 \beta_{\Phi}^2}{4 \omega^2 \beta_{H0}^2} (\beta_{\Phi}^2 - 1), \quad (\text{П.5})$$

и всегда происходит нарастание одной из волн с инкрементом, пропорциональным корню кубическому из концентрации (группировка и неустойчивость типа "О").

В условиях преобладания силовой группировки электронов

$$(\tilde{\mu} \ll 1) \quad v^2 = \frac{\omega_{\xi}^2 \beta_{\Phi}^2}{2 \omega^2} \left(\frac{\beta_{\Phi}}{\beta_{H0}} - 1 - \frac{\beta_{10}^2}{\beta_{H0}^2} \right), \text{ и нарастание}$$

одной из волн (группировка и неустойчивость типа "М") происходит при

$$\left(\frac{\beta_{\Phi}}{\beta_{H0}} - 1 \right) < \frac{\beta_{10}^2}{\beta_{H0}^2} \quad (\text{П.6})$$

((П.6) эквивалентно условию $v < 1/2$, где v — параметр, введенный в разд. 5). Согласно (П.6) при синхронизме и малом параметре $\tilde{\mu}$ встречная необыкновенная волна всегда нарастает (для встречной обыкновенной волны не выполняется условие синхронизма). Для попутных волн нарастание возможно не только в области аномального эффекта Доплера $\beta_{\Phi} < \beta_{H0}$, но и в той части области

нормального эффекта Доплера, гдеpitch-угол электронов достаточно велик.

Нарастание во времени циклотронных волн в отсутствие синхронизма с волнами "холодной" среды. Эффект "отрицательной массы". Согласно (П.1) циклотронные волны, удовлетворяющие в нулевом приближении уравнению (П.3), могут нарастать и тогда, когда их фазовая скорость V_{ϕ} сильно отличается от фазовой скорости V_{ϕ} волн "холодной" среды. В частности, такое нарастание имеет место для необыкновенных возмущений с $K = 0$ и $V_{\phi} = \infty$, представляющих собой однородные по Z квазистатические плазменные колебания с вектором \vec{E}_{\perp} , вращающимся в плоскости, перпендикулярной магнитному полю \vec{H}_0 . В этом простейшем случае дисперсионное уравнение (П.4) совпадает с условием обращения в нуль поперечной диэлектрической проницаемости ϵ_{\perp} . Отметим также, что в таких плазменных колебаниях высокочастотное магнитное поле отсутствует и поэтому "работает" лишь один из механизмов инерционной группировки, обусловленный зависимостью циклотронной частоты электронов от их энергии.

Положим для простоты $V_{\phi} = c$, а плазму будем считать настолько разреженной, что $\omega_b^2 \ll \omega_{H_0}^2$. Тогда

$$\omega = \omega_{H_0}(1 + \delta); \quad \delta = \frac{\omega_b^2}{2\omega_{H_0}^2} \pm \sqrt{\frac{\omega_b^2}{2\omega_{H_0}^2} \left(\frac{\omega_b^2}{2\omega_{H_0}^2} - \beta_{\perp 0}^2 \right)}. \quad (\text{П.16})$$

Согласно (П.16), при очень малых концентрациях, когда

$\omega_b^2 \ll 2\beta_{\perp 0}^2 \omega_{H_0}^2$ и инерционная группировка электронов существенно эффективнее силовой разгруппировки в поле высокочастотного пространственного заряда инкремент

$\text{Im } \delta = \frac{\beta_{\perp 0} \omega_b}{\sqrt{2} \omega_{H_0}}$ пропорционален корню квадратному из

концентрации. По мере роста концентрации электронов увеличивается роль силовой разгруппировки. При $\omega_b = \beta_{\perp 0} \omega_{H_0}$ достигается максимальное значение инкремента, а при

$\omega_b \geq \sqrt{2} \beta_{10} \omega_{H0}$ неустойчивость отсутствует. Как указано в [1] (см. также [65]), эта неустойчивость имеет общую природу с хорошо известным в теории ускорителей эффектом "отрицательной массы" [66, 67], который возникает вследствие развития группировки в системе неизохронно колеблющихся частиц, взаимодействующих через поле высокочастотного заряда, если частота колебаний ω_0 с ростом энергии частиц убывает ($d\omega_0 / d\xi < 0$).

Л и т е р а т у р а

1. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. - Изв. вузов. Радиофизика, 1967, 10, № 9-10, с.1414.
2. Петелин М.И., Юлпатов В.К. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар инженеров), Саратов, изд-во СГУ, 1974, кн.1У, с.95-178.
3. Кураев А.А. Сверхвысокочастотные приборы с периодическими электронными потоками, Минск, "Наука и техника", 1971.
4. Жураховский В.А. Нелинейные колебания электронов в магнитонаправляемых потоках, Киев, "Науковсва думка", 1972.
5. Hirshfield J. L. and Granatstein V. L. - IEEE Trans., 1977, MTT-25, No. 6, p.522.
6. Flyagir V. A., Gaponov A. V., Petelin M. I. and Yulpatov V. K. - IEEE Trans., 1977, MTT-25, No. 6, p. 514.
7. Andronov A. A., Flyagin V. A., Gaponov A. V. et. al. - Infrared. Physics, 1978, 18, No. 5, p. 385.
8. Гапонов А.В., Петелин М.И. - Вестник АН СССР, 1979, №4, с.11.
9. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Пусинович Г.С. - Письма в ЖТФ, 1977, 3, вып.18, с.961.
10. Петелин М.И. - Изв.вузов. Радиофизика, 1974, 17, №6, с.902.
11. Братман В.Л., Токарев А.Е. - Изв.вузов. Радиофизика, 1974, 17, №8, с.1224.

12. Гинзбург Н.С., Юлпатов В.К. - В кн.: Тезисы докладов УШ Межвузовской конференции по электронике СВЧ. Ростов-на-Дону, 1976, стр.55.
13. Канавец В.И. - В кн.: Лекции по электронике СВЧ (4-я зимняя школа-семинар инженеров), Саратов, изд-во СГУ, 1978, кн.1У, с.119-142.
14. Гинзбург Н.С., Зарнищна И.Г., Нусинович Г.С. - Радиотехника и электроника, 1979, 24, №6.
15. Гинзбург Н.С. - Изв.вузов. Радиофизика, 1979, 22, №4, с.40.
16. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля, М., "Наука", 1967.
17. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика, М., "Наука", 1975.
18. Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме, М., "Наука", 1977.
19. Гинзбург Н.С. - Изв.вузов. Радиофизика (в печати).
20. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. - ДАН СССР, 1962, 145, №6, с.1259; ЖЭТФ, 1963, 44, №1, с.261.
21. Давыдовский В.Я. - ЖЭТФ, 1962, 43, №3 (9), с.886.
22. Гапонов А.В. - ЖЭТФ, 1960, 39, №2 (8), с.326.
23. Андреев Ю.А., Давыдовский В.Я. - ЖТФ, 1975, 65, №1, с.3.
24. Зарнищна И.Г., Нусинович Г.С. - Изв.вузов. Радиофизика (в печати).
25. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. и др. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с. 249.
26. Bratman V. L., Ginzburg N. S., Petelin M. I. - Optics Commun. (to be published).
27. Юлпатов В.К. - Изв.вузов. Радиофизика, 1970, 13, №12, с.1784.
28. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с. 76.
29. Жучков М.В., Курин А.Ф., Нестеренко Ю.Н. - Изв.вузов. Радиофизика, 1978, 21, №12, с.1761.
30. Юлпатов В.К. - Изв.вузов. Радиофизика, 1967, 10, №6, с.846.

31. Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. - Изв.вузов. Радиофизика, 1979, 22, №6.
32. Рапопорт Г.Н., Немак А.К., Жураховский В.А. - Вопросы радиоэлектроники, сер.1, 1964, №11, с.27.
33. Канавец В.И., Климов О.И. - Радиотехника и электроника, 1976, 21, №11, с.2359.
34. Юлпатов В.К. - Вопросы радиоэлектроники, сер.1, 1965, №12, с.15; Гольденберг В.Н., Ежевская Н.А., Жислин Г.М. и др. Вопросы радиоэлектроники, сер.1, 1965, №12, с.24.
35. Железняков В.В. - Изв.вузов. Радиофизика, 1960, 3, №1, с.57.
36. Канавец В.И., Климов О.И., Лопухин В.М. Самосоогласованный анализ усилителей с релятивистским винтовым электронным пучком. Депонированная рукопись, ДЭ-1868 М., 1976.
37. Курин А.Ф., Курина Г.А., Новиков В.В. - Изв.вузов. Радиофизика, 1976, 19, №7, с.1074.
38. Боголюбов Н.Н., Митропольский Ю.А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, М., "Наука", 1974.
39. Жураховский В.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1978, 21, №12, с.1847.
40. Братман В.Л. - Электронная техника, сер.1, Электроника СВЧ, 1974, №7, с.92.
41. Пирс Дж.Р. Лампа с бегущей волной, М., "Сов.радио", 1952.
42. Железняков В.В. - Изв.вузов. Радиофизика, 1959, 2, №1, с.15.
43. Красовицкий В.Б. - ЖЭТФ, 1974, 66, №1, с.154.
44. Безручко Б.П., Трубецков Д.И., Четвериков А.П. - Обзоры по электронной технике, сер.1, Электроника СВЧ, 1976, №9, с.3.
45. Кузнецов С.П., Четвериков А.П. - Радиотехника и электроника, 1978, 23, №2, с.385.
46. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И., Сморгонский А.В. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с. 217.
47. Горникер Э.И., Карлинер М.М., Козырев Е.В. и др. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с. 130.

48. Братман В.Л., Гинзбург Н.С. - 6-й Всесоюзный семинар "Колебательные явления в потоках заряженных частиц". Тезисы докл. и сообщ. Л., изд-во СЗПИ, 1978, с.47.
49. Кураев А.А., Ковалев И.С., Колосов С.В. Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ, Минск, "Наука и техника", 1975.
50. Братман В.Л. - Изв.вузов. Радиофизика, 1974, 17, №10, с.1544; Братман В.Л., Моисеев М.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №7, с.1045.
51. Антаков И.И., Засыпкин Е.В., Соколов Е.В. - Электронная техника, сер.1, Электроника СВЧ, 1976, №3, с.31.
52. Friedman M. and Herridon M. - Phys. Rev. Lett. 1972, 28, No. 4, p. 210; 1972, 29, No. 1, p. 55; - Phys. Fluids, 1973, 16, No. 11, p. 1982.
53. Friedman M., Hammer D. A., Manheimer W. M. and Sprangle P. - Phys. Rev. Lett., 1973, 31, No 12, p. 752.
54. Carmel Y. and Nation J. A. - Phys. Rev. Lett., 1973, 31, No. 12, p. 806.
55. Granatstein V. L., Herndon M., Sprangle P., Carmel Y., Nation J. A. - Plasma Physics, 1975, 17, No. 1, p. 23.
56. Ткач Ю.В., Файнберг Я.Б., Гадецкий Н.П. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, вып.3, с.136.
57. Кременцов В.И., Рабинович М.С., Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. - ЖЭТФ, 1975, 69, №4(10), с.1218.
58. Коляда Ю.Е., Корнилов Е.А., Файнберг Я.Б. и др. - Физика плазмы, 1976, 2, вып.5, 795.
59. Диденко А.Н., Жерлицын А.Г., Зеленцов В.И. и др. - Физика плазмы, 1976, 2, вып.3, с.514.
60. Гинзбург Н.С., Кременцов В.И., Петелин М.И., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. - Письма в ЖТФ, 1977, 4, вып.3, с.149; ЖТФ, 1979, 49, №2, с.378.
61. Кременцов В.И., Петелин М.И., Рабинович М.С., Рухадзе А.А., Стрелков П.С., Шкварунец А.Г. - ЖЭТФ, 1978, 75, вып. 6 (12), с.2151.
62. Петелин М.И. - Изв.вузов. Радиофизика, 1963, 6, №1, с.104.

63. Ott E. and Manheimer W. M. - IEEE Trans. PS, 1975, PS-3, p. 1.
64. Sprangle P. and Drobot A. T. - IEEE Trans ; 1977, MTT-25, No. 6, p. 528.
65. Братман В.Л. - ЖТФ, 1976, 46, 10, с.2030.
66. Nielsen C., Sessler A. - Rev. Scient. Instrum 1959, 30, No. 2, p. 80.
67. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. - Атомная энергия, 1959, 7, №6, с.549.

Институт прикладной физики

АН СССР

УБИТРОНЫ И СКАТТРОНЫ

В.Л.Братман, Н.С.Гинзбург, М.И.Петелин,
А.В.Сморгонский

Введение

После экспериментальной реализации убитронов в инфракрасном диапазоне длин волн [1,2] интерес к этим приборам, основанным на индуцированном модулированном излучении электронов (излучении электронов, движущихся в периодическом статическом поле), а также к родственным им приборам, основанным на вынужденном рассеянии волн электронными потоками, принял характер подлинного бума. Смелая мысль теоретиков уже присвоила этим устройствам, подражая возможности их проникновения в световой диапазон, название "лазеры на свободных электронах". Нам кажется, однако, что этот общий термин целесообразнее использовать для обозначения более широкого класса электронных приборов (включающего, в частности, также МЦР и генератор, основанный на излучении Смита-Парселла), в которых вследствие релятивистского эффекта Доплера возможно большое преобразование частоты колебаний электронов. Для приборов же, основанных на вынужденном рассеянии, ниже будет использоваться термин скаттрон (от английского *scatter* - рассеивать), а убитрон, где роль накачки выполняет периодическое магнитостатическое поле, будет рассматриваться как частный случай скаттрона.

Следует отметить, что возможность индуцированного рассеяния волн обсуждалась еще в работах [3,4] и затем применительно к проблеме генерации коротковолнового из-

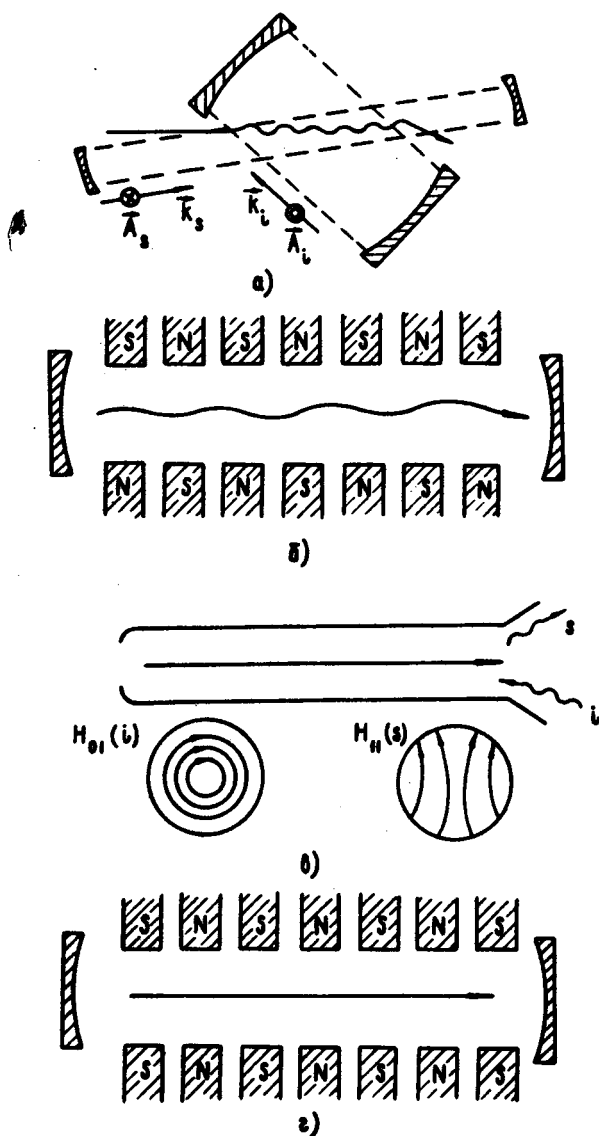
лучения релятивистскими электронными пучками в [5], а убитроны с довольно высокой эффективностью были реализованы еще в слаборелятивистской электронике [6]. Однако адекватная нелинейная теория релятивистских убитронов и скаттронов была построена сравнительно недавно в работах [7 - 13].

Наиболее простая и универсальная теория скаттронов может быть основана на релятивистском обобщении [10 - 11] метода усредненной высокочастотной силы [14], широко используемого в физике плазмы [15, 16]. В этом методе учитывается только воздействие на электроны синхронной с ними комбинационной волны, частота и волновой вектор которой равны разностям частот и волновых векторов сигнала и накачки. Воздействие на электрон комбинационной волны подобно воздействию обычной волны. Это обстоятельство позволяет, в принципе, любому прибору классической электроники поставить в соответствие скаттронный, и в частности убитронный, аналог. Однако среди множества возможных разновидностей скаттронов наибольшей практической привлекательностью обладают, очевидно, такие, где комбинационная волна является замедленной (при этом фазовые скорости волн накачки и сигнала могут быть произвольными), что открывает возможность применения простейших электронно-оптических систем — пушек с прямолинейными электронными пучками, волноводов с гладкими стенками и квазиоптических резонаторов (рис.1).

Теоретическая часть данного обзора посвящена, главным образом, изложению нелинейной теории скаттронов и убитронов на языке взаимодействия электронов с комбинационными волнами. При этом результаты линейной теории (их подробное изложение можно найти в работе [17]) получаются как частный случай — переходом к малой амплитуде сигнальной (рассеянной) волны. В конце обзора приведена краткая сводка экспериментальных результатов.

1. Принцип действия скаттрона

Частота излучения. В скаттроне (рис.1, а) фотон волны накачки $\hbar\omega_i$, $\hbar\vec{K}_i$ рассеивается на электроне, как на движущемся зеркале. Из законов сохранения энергии и им -



Р и с. 1. Схематические изображения скаттронов и убитронов: а) скаттрон типа "О", б) убитрон типа "О", в) скаттрон типа "М", г) убитрон типа "М". В каждой схеме траектория электрона изображена при его движении в поле накачки.

видно ясно, что в классическом томсоновском пределе, когда в системе отсчета, связанной с электроном, энергия падающего кванта много меньше энергии покоя электрона mc^2 (и, соответственно, в лабораторной системе $\hbar \omega_i \ll mc^2 / \gamma$; $\gamma = \xi / mc^2$ - релятивистский фактор электрона), рассеянные на релятивистском электроне фотоны могут иметь значительно большую энергию, чем падающие

$$\hbar \omega_s^* = \frac{\hbar \tilde{\omega}_i}{1 - \beta_0 / \beta_s} \quad (1.1)$$

здесь $\tilde{\omega}_i = \omega_i (1 + \beta_0 / \beta_i)$ - частота накачки, воспринимаемая электроном, $c\beta_{i,s} = (c/n) \cos \varphi_{i,s}$ - фазовые скорости накачки и сигнала в направлении движения электрона, $\vec{\beta}_0 = \beta_0 \vec{z}_0$, $\beta_0 c$ - начальная скорость электрона, $\varphi_{i,s}$ - углы между направлениями движения волн и электронов (рис. 1, а), n - показатель преломления среды.

Максимум энергии рассеянных квантов достигается при встречном рассеянии и в ультрарелятивистском ($\gamma_0 \gg 1$) случае равен

$$\hbar \omega_{s \max}^* = 4\gamma_0^2 \hbar \omega_i \quad (1.2)$$

В убитроне (рис.1, б), где электрон колеблется с баунс-частотой $\tilde{\omega}_i = 2\pi v_0 / d$ под действием статического ($\omega_i = 0$) поля с периодом d , максимальная частота рассеянной волны равна $\omega_{s \max}^* = 2\gamma_0^2 \tilde{\omega}_i$.

Классическая интерпретация условий синхронизма. В рамках классической теории формулу (1.1) можно трактовать как условие черенковского синхронизма

$$\Omega = \vec{x} \vec{V}_0 \quad (1.3)$$

- совпадения скорости электрона V_0 с фазовой скоростью комбинационной волны $V_\varphi = \Omega / x_z$, где $\Omega = \omega_s - \omega_i$, $\vec{x} = \vec{k}_s - \vec{k}_i$.

Условие синхронизма при наличии поперечной фокусиров-

ки электронов. При наложении на систему однородного магнитного поля $H_0 \vec{z}_0$ или использовании фокусирующего (создающего эффективную потенциальную яму в плоскости, перпендикулярной поступательному движению электронов [14]) поперечного неоднородного поля накачки возможен не только черенковский синхронизм (1.3), но и доплеровские синхронизмы

$$\Omega - \vec{k} \vec{v}_0 = \pm \Omega_1, \quad (1.4)$$

где Ω_1 — частота поперечных колебаний электрона. Системы, основанные на таких синхронизмах, аналогичны лазерам на циклотронном резонансе [18]. При нормальном доплеровском резонансе — знаке (+) в (1.4) — электроны могут отдавать свою энергию сигнальной волне лишь при наличии у них либо первоначальной колебательной скорости V_{10} , либо смещения τ_{10} относительно дна потенциальной ямы, образованной полем накачки. При аномальном доплеровском резонансе — знаке (-) в (1.4) — V_{10} и τ_{10} могут отсутствовать [19]. В этом случае возможна реализация скаттрона (или убитрона) типа "М" (см. рис. 1, в, г и разд.6), в котором происходит силовая группировка электронов в поле комбинационной волны.

2. Усредненное описание движения релятивистского электрона в поле двух разночастотных волн

Электрону, движущемуся в поле падающей и рассеянной волн

$$\vec{A} = \text{Re} \left\{ \vec{A}_s(\vec{r}_1, z, t) e^{i\theta_s} + \vec{A}_i(\vec{r}_1, z, t) e^{i\theta_i} \right\}, \quad (2.1)$$

соответствует гамильтониан

$$\mathcal{H} = [m^2 c^4 + (c \vec{p} + e \vec{A})^2]^{1/2}, \quad (2.2)$$

изменение которого описывается уравнением

$$\frac{d\mathcal{H}}{dt} = \frac{ec}{\mathcal{H}} \frac{\partial}{\partial t} (\vec{p} \vec{A}) + \frac{e^2}{2\mathcal{H}} \frac{\partial \vec{A}^2}{\partial t}. \quad (2.3)$$

Здесь $\theta_{i,s} = (\omega_{i,s} t - \kappa_{i,s} z)$ - фазы, а $\bar{A}_{i,s}$ - плавно меняющиеся амплитуды падающей и рассеянной волн, заданных своими вектор-потенциалами при кулоновской калибровке $\bar{p} = \vec{p} - \frac{e}{c} \bar{A}$ и $\bar{p} = m \gamma \vec{v}$ - канонический и механический импульсы электрона, $(-e)$ - его заряд. Для убитрона $\omega_i = 0$, $\kappa_{i,z} = 2\pi/d$.

В соответствии с (2.2) канонические уравнения движения электрона имеют вид

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = \frac{c}{\mathcal{H}} (c\vec{p} + e\bar{A}), \quad \frac{d\vec{p}}{dt} = -\frac{ec}{\mathcal{H}} \nabla(\vec{p}\bar{A}) - \frac{e^2}{2\mathcal{H}} \nabla\bar{A}^2 \quad (2.4)$$

Будем считать, что электрон находится в синхронизме (1.3) или (1.4) с комбинационной волной, амплитуда которой определяется произведением амплитуд $\bar{A}_s \bar{A}_i^*$, а фаза $\theta = \theta_s - \theta_i = (\Omega t - \alpha_z z)$ - разностью фаз волн. Считая, что число колебаний

$$N_{s,i} = \frac{\omega_{s,i} T}{2\pi} \left(1 - \frac{\kappa_{s,i} z v_0}{\omega_{s,i}} \right), \quad (2.5)$$

совершаемых электроном в поле каждой из волн на длине взаимодействия $L = v_0 T$, велико

$$N = N_s \approx N_i \gg 1, \quad (2.6)$$

представим канонические переменные и энергию электрона $\mathcal{E} = \mathcal{H}$ в виде суммы плавно меняющихся и быстро осциллирующих составляющих $\vec{r} = \vec{r} + \vec{r}_\sim$, $\vec{p} = \vec{p} + \vec{p}_\sim$, $\mathcal{E} = \mathcal{E} + \mathcal{E}_\sim$. Предположим также, что амплитуды волн и соответственно высокочастотные осцилляции энергии и импульса электрона относительно невелики

$$\alpha_{i,s} / \gamma_0 \ll 1. \quad (2.7)$$

Здесь введены так называемые ускорительные параметры волн $\alpha_{i,s} = |\vec{\alpha}_{i,s}|$, $\vec{\alpha}_{i,s} = e \vec{A}_{i,s} / 2 m c^2$.

Условие синхронизма и соотношения (2.6), (2.7) позволяют провести в уравнениях (2.4), (2.3) усреднение по явно

входящим комбинациям $\exp i\theta_{i,s}$, в результате чего имеем [11]

$$\frac{d\tilde{\tau}}{dt} = \frac{c^2 \tilde{p}}{\tilde{\mathcal{E}}}, \quad \frac{d\tilde{p}}{dt} = -\frac{e^2}{2\tilde{\mathcal{E}}} \nabla \tilde{A}^2, \quad \frac{d\tilde{\mathcal{E}}}{dt} = \frac{e^2}{2\tilde{\mathcal{E}}} \frac{\partial \tilde{A}^2}{\partial t},$$

где $\tilde{A}^2 = \text{Re}(\bar{A}_s \bar{A}_i^* e^{i\theta}) + \frac{1}{2} (|\bar{A}_s|^2 + |\bar{A}_i|^2)$ (2.8)

Нетрудно убедиться, что уравнения (2.8) сохраняют канонический вид с гамильтонианом

$$\tilde{\mathcal{H}} = \tilde{\mathcal{E}} - [m^2 c^4 + c^2 \tilde{p}^2 + e^2 \tilde{A}^2]^{1/2}. \quad (2.9)$$

Поскольку дрейфовые части механического и канонического импульсов совпадают: $\tilde{p} = \bar{p}$, правая часть второго уравнения (2.8) представляет собой выражение для усредненной силы

$$\bar{F} = -\frac{e^2}{2\tilde{\mathcal{E}}} \nabla \tilde{A}^2. \quad (2.10)$$

При этом осциллирующая часть механического импульса следит за осцилляциями вектор-потенциала

$$\tilde{p}_\perp = (e/c) \bar{A}. \quad (2.11)$$

В слаборелятивистском случае (2.10), (2.11) переходят в хорошо известные выражения [14,20]

С квантовой точки зрения, переход от уравнений (2.3), (2.4) к уравнениям (2.8) означает, что в соответствии с условием синхронизма в гамильтониане опущены ответственные за однофотонные процессы слагаемые, пропорциональные первой степени \bar{A} , и оставлены ответственные за двухфотонные процессы слагаемые, пропорциональные \bar{A}^2 . В случае однородных плоских волн, когда $\bar{A}_{s,i}(\vec{r}_\perp, z, t) = \bar{A}_{s,i} \exp(-i \vec{k}_{s,i} \cdot \vec{r}_\perp)$, система уравнений

(2.8) имеет интеграл

$$\tilde{\mathcal{E}} - \Omega \tilde{p} = \text{const}, \quad (2.12)$$

являющийся отражением того факта, что изменения энергии $d\varepsilon$ и импульса $d\vec{p}$ электрона в элементарном акте рассеяния равны, соответственно, $-\hbar\Omega$ и $-\hbar\vec{\alpha}$.

Следует иметь в виду, что начальные условия для входящих в усредненные уравнения (2.8) медленно меняющихся величин отличаются от невозмущенных значений $\vec{v}_0, \vec{p}_0, \varepsilon_0$. Соответствующие поправки можно найти с помощью первого улучшенного приближения метода усреднения (ср. с граничными условиями (7.7) в работе [18]). Указанным отличием можно пренебречь при плавном нарастании или достаточно малой интенсивности полей, когда $\alpha_{s,i} \ll 1$. В настоящей статье мы ограничимся рассмотрением этих двух наиболее важных случаев.

3. Скаттрон-генератор типа "О"

Для черенковского синхронизма (1.3) рассмотрим наиболее привлекательный и простой случай встречного коллинеарного ($\varphi_s = \varphi_i = 0$) рассеяния плоских волн, когда согласно (2.9) действующая на электрон усредненная сила является чисто продольной.

Оценки оптимальных параметров. При оценках можно считать амплитуды волн постоянными вдоль Z . Тогда комбинационная сила

$$\vec{F} = \vec{z}_0 \frac{e^2}{2\varepsilon} \operatorname{Re} \left\{ i \alpha (\vec{A}_s \vec{A}_i^*) e^{i\theta} \right\} \quad (3.1)$$

совпадает по пространственно-временной структуре с обычной медленной волной в черенковских приборах. Это совпадение позволяет оценить оптимальные параметры скаттронов типа "О", пользуясь известными представлениями [21] о группировке частиц в поле волны.

Для формирования компактного сгустка электронов в тормозящей фазе комбинационной волны динамическое и кинематическое фазовые смещения электронов относительно волны на длине взаимодействия L должны быть порядка π :

$$\vartheta_{\text{дин}} = (-\alpha \Delta v) T \sim \pi, \quad (3.2)$$

$$\vartheta_{\text{кин}} = (\omega - \alpha v_0) T \sim \pi \quad (3.3)$$

Здесь ΔV — приращение поступательной скорости электронов, связанное с приращением их энергии посредством соотношения (2.12).

Из (3.2) получаем оценку для электронного КПД [11]

$$\eta \sim \frac{\beta_0^3 \gamma_0^2}{(1-\gamma_0^{-1})} \frac{\lambda_s}{L} = \frac{1}{N} \frac{\beta_0^2 \gamma_0^2 (1-\beta_0/\beta_s)}{(1-\gamma_0^{-1})}, \quad (3.4)$$

а из (3.3) — оценки оптимальной частоты $\omega_{s \text{ opt}}$ и полосы отрицательной реабсорбции $\Delta \omega_s$

$$\frac{|\omega_{s \text{ opt}} - \omega_s^*|}{\omega_s^*} \sim \frac{\Delta \omega_s^*}{\omega_s^*} \sim \frac{1}{N}. \quad (3.5)$$

Для достижения КПД, определяемого оценкой (3.4), необходима такая амплитуда комбинационной волны, чтобы ее работа на длине L была равна соответствующему изменению энергии электронов

$$\alpha_i \alpha_s \sim \frac{(1-\beta_0/\beta_s)^2 \gamma_0^4 \beta_0^2}{N^2}. \quad (3.6)$$

Характерные режимы скаттрона типа "О". Согласно (3.4), КПД слаборелятивистского ($\beta_0 \ll 1$) скаттрона с длиной пространства взаимодействия, превосходящей длину волны, мал $\eta \sim \beta_0 (\lambda_s / L)$.

КПД ультрарелятивистского ($\gamma_0 \gg 1$) скаттрона, может быть порядка единицы, если [7]

$$(L/\lambda_s)_{\text{opt}} \sim \gamma_0^2, \quad (\alpha_s \alpha_i)_{\text{opt}} \sim 1 \quad (3.7)$$

Однако в таких условиях электрон совершает на оптимальной длине много оборотов и взаимодействие имеет резонансный характер только при достаточно большом отличии фазовой скорости сигнальной волны от скорости электронов:

$(1-\beta_0/\beta_s) \gg \gamma_0^{-2}$. Сопоставляя это условие с (1.1), видим, что КПД порядка единицы возможен лишь в режиме небольшого преобразования частоты, когда

$\omega_s / \tilde{\omega}_i \ll \gamma_0^2$ (а также в вырожденном режиме, когда $N \sim 1$ и $\Delta \omega_s \sim \omega_s^*$).

В режиме "лазера на свободных электронах", когда пре-

образование частоты велико ($\omega_s/\tilde{\omega}_i \sim \gamma_0^2$) максимальный КПД в резонансных ($N \gg 1$, $\Delta\omega_s \ll \omega_s^*$) условиях сравнительно невелик, но зато он достигается при существенно меньших, чем в (3.7), полях [23, 8, 10]:

$$\eta \sim \sqrt{\alpha_s \alpha_i} \sim N^{-1} \quad (3.8)$$

Усредненные уравнения движения (2.8) позволяют, разумеется, построить и строгую теорию скаттронов.

Режим высокого КПД. Будем считать, что благодаря высокой добротности сигнального резонатора и малому расходу накачки, структуры полей в присутствии электронного пучка не меняются (влияние пучка на структуры полей в низкодобротных системах исследуется в разд.5). Тогда с помощью (2.8) и (2.9), учитывая что $\vec{p}_1 = 0$ получаем замкнутую систему уравнений для изменений энергии электрона $w = (1 - \tilde{\xi}/\xi_0)$ и его фазы в комбинационной волне θ [11]

$$\frac{dw}{dZ} = \frac{\alpha_s \alpha_i}{\gamma_0^2 (1-w)} \sin \theta, \quad (3.9)$$

$$\frac{d\theta}{dZ} = \frac{w + \frac{1}{2}(\alpha_s^2 + \alpha_i^2 + 2\alpha_s \alpha_i \cos \theta - w^2)}{\gamma_0^2 (1-w)^2} - \delta$$

Здесь для простоты рассмотрен только случай ультрарелятивистских ($\gamma_0 \gg 1$) энергий электронов; $Z = z/z$

- безразмерная продольная координата, $\delta = \left(1 - \frac{V\varphi}{V_0}\right)$ - начальная расстройка синхронизма между электроном и комбинационной волной. Электромагнитные волны здесь и далее для определенности предполагаются имеющими циркулярную поляризацию $\vec{A}_{si} = A_{si}(\vec{x}_0 + i\vec{y}_0)$, $\alpha_{si} = (eA_{si}/mc^2)$.

Для электронов, образующих на входе ($Z=0$) в пространство взаимодействия стационарный моноэнергетический пучок, граничные условия к уравнениям (3.9) имеют вид

$$w(0) = 0, \quad \theta(0) = \theta_0, \quad 0 \leq \theta_0 < 2\pi, \quad (3.10)$$

а электронный КПД определяется соотношениями

$$\eta = \frac{\langle w(Z_k) \rangle}{1 - \gamma_0^{-1}}, \quad \langle w \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} w(Z_k, \theta_0) d\theta_0, \quad (3.11)$$

где $Z_k = \alpha L$ — приведенная длина пространства взаимодействия.

Численное исследование уравнений (3.9) — (3.11) подтверждает оценки (3.4) — (3.6). Так, для генератора с одинаковой гауссовой структурой полей сигнала и накачки

$$\alpha_{s,i} = \alpha_{s,i}^{(0)} \exp(-Z^2/\ell^2) \quad \text{максимальный КПД } \eta_{\max} = 0,24 \text{ достигается при } \delta\gamma_0^2 = 0,8, \ell/\gamma_0^2 = 14 \text{ и}$$

$\alpha_s^{(0)} \alpha_i^{(0)} = 0,1$ (рис.2; ср. с оценками (3.7)). Вследствие большой величины оптимальных полей и малости преобразования частоты такой режим представляет практический интерес прежде всего для убитронов СВЧ-диапазона, где достаточно легко реализуется накачка с $\alpha_i \sim 1$

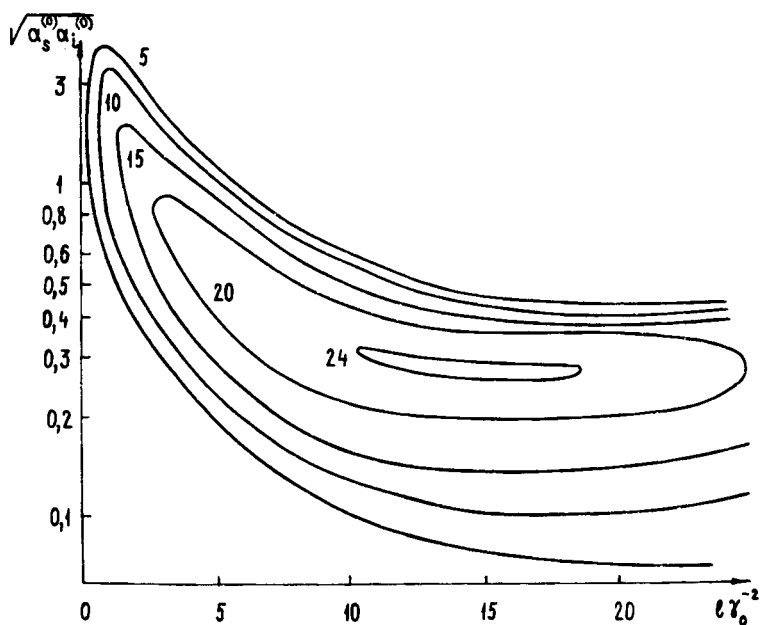
Режим "лазера на свободных электронах". В соответствии с оценками (3.8), пользуясь малостью оптимальных амплитуд и изменения энергии электрона в резонансных ($N \gg 1$) условиях, пренебрежем в правых частях уравнений (3.9) членами высшего порядка по $\alpha_s \alpha_i$ и w (см. также [21]). В результате приходим к асимптотическим уравнениям [8-13, 22], совпадающим с уравнениями движения электронов в ЛБВ:

$$du/dz = f(\zeta) \sin \theta, \quad d\theta/dz = u - \Delta. \quad (3.12)$$

Здесь $u = w / \sqrt{\alpha_s^{(0)} \alpha_i^{(0)}}$, $\zeta = \sqrt{\alpha_s^{(0)} \alpha_i^{(0)}} \gamma_0^{-2} Z$, $\Delta = \delta\gamma_0^2 / \sqrt{\alpha_s^{(0)} \alpha_i^{(0)}}$, $f(\zeta) = \alpha_s(\zeta) \alpha_i(\zeta) / \alpha_s^{(0)} \alpha_i^{(0)}$, а КПД генератора равен $\eta = \sqrt{\alpha_s^{(0)} \alpha_i^{(0)}} \langle u(\zeta_k) \rangle$.

Результаты исследования уравнений (3.12) для однородного и гауссова продольных распределений поля $f(\zeta)$, при-

веденные в обзоре [21], согласуются с оценками (3.8).



Р и с. 2. КПД скаттрона (убитрона) с гауссовой структурой полей, максимизированный по расстройке синхронизма, как функция амплитуды комбинационной волны и длины пространства взаимодействия.

В стационарном режиме выходная мощность скаттрона значительно превосходит расходуемую мощность накачки (число рассеиваемых квантов накачки равно числу излучаемых квантов сигнала, но энергия последних примерно в γ_0^2 раз больше). Поэтому уравнение баланса мощностей, необходимое для определения рабочего и стартового тока, имеет в скаттроне тот же вид, что и в убитроне (где накачка вообще не расходуется)

$$\frac{I_0}{e} m c^2 \gamma_0 \eta = \frac{\omega_s W_s}{Q_s} \quad (3.13)$$

Здесь $Q_s = 2\pi(L_s/\lambda_s)\chi_s^{-1}$ - добротность, $W_s =$
 $= (|\vec{E}_s|^2/4\pi) S_s L_s$ - запасенная энергия, S_s - площадь
 зеркал, L_s - длина резонатора, χ_s - коэффициент потерь при
 отражении от зеркал, I_0 - ток пучка. В приближении мало-
 го сигнала ($\alpha_s \alpha_i \rightarrow 0$), подставляя в (3.13) выра-
 жение для "линейного" КПД

$$\eta_e = [(\alpha_s \alpha_i)^2 / 2 (\alpha L \gamma_0^{-2})^3] \varphi'(\vartheta_{\text{кин}}),$$

$$\varphi(\vartheta) = - \frac{1 - \cos \vartheta}{\vartheta^2}, \quad \vartheta_{\text{кин}} = \delta Z_k,$$

получим стартовые условия для скаттрона и убитрона с ре-
 зонатором Фабри-Перо

$$(I_0 \alpha_i^2)_{st} = \frac{mc^3}{e} \frac{\chi_s}{\gamma_0 (\alpha L / \pi \gamma_0^2)^3} \frac{S_s}{\lambda_s^2} \frac{4}{\pi^2 \varphi'(\vartheta_{\text{кин}})}. \quad (3.15)$$

Как следует из (3.15), с ростом числа осцилляций стар-
 товый ток довольно быстро уменьшается $I_{st} \sim N^{-3}$. При
 наличии разброса энергий электронов $\Delta\gamma$ такой закон спа-
 дания тока имеет место, пока выполнено условие $N \leq \gamma_0 / \Delta\gamma$
 (гидродинамическая стадия взаимодействия - по лазерной тер-
 минологии, однородное уширение линии). При больших N ,
 когда выполнено противоположное условие $N > \gamma_0 / \Delta\gamma$, стар-
 товый ток убывает уже по закону $I_{st} \sim N^{-1}$ (кинетическая ста-
 дия, см. подробнее [21]).

Скаттроны и убитроны типа "О" с поперечно-неоднородны-
 ми полями. Хотя предыдущее рассмотрение было для просто-
 ты ограничено случаем коллинеарного рассеяния, уравнения
 (2.8) позволяют исследовать системы, где волны сигнала и
 накачки в плоскости, перпендикулярной электронному пучку,
 неоднородны - распространяются под углом к скорости элект-
 ронов или являются собственными волнами волноводов [10,
 11]. В убитроне же поперечная неоднородность магнитостати-
 ческого поля просто неизбежна: поперечно-однородное поле в
 отсутствие объемных токов не удовлетворяет уравнениям Мак-
 свелла.

В ряде случаев полям накачки и сигнала следует придавать такую поперечную неоднородность, чтобы они оказывали на электроны фокусирующее действие. Такую функцию может, в частности, выполнять поле периодической системы магнитных квадрупольей с вектор-потенциалом вблизи оси

$$A_x = A_i [1 + (\kappa_i y)^2] \sin \kappa_i z, \\ A_y = -A_i [1 + (\kappa_i x)^2] \sin \kappa_i z.$$

Убитрон с таким полем накачки в режиме лазера на свободных электронах описывается уравнениями (3.9), а в режиме высокого КПД (при инжекции пучка вдоль оси системы, когда поперечный дрейф не существен) — уравнениями (3.12) [11].

4. Влияние однородного магнитостатического поля на пусковые условия и эффективность индуцированного рассеяния

Для уменьшения плотностей тока и мощности накачки, необходимых для получения индуцированного рассеяния волны, в работах [24–26] предлагается использовать эффект возрастания осцилляторной скорости электронов в поле накачки

$$\beta_{\sim} = \frac{\omega_i + \kappa_i V_0}{\omega_i + \kappa_i V_0 - \omega_H} \frac{\alpha_i}{\gamma_0} \quad (4.1)$$

при наложении продольного магнитного поля $H_0 \vec{z}_0$. Наиболее интересен случай, когда циклотронная частота электронов $\omega_H = eH_0/mc\gamma_0$ приближается к частоте накачки, воспринимаемой электроном:

$$\omega_i + \kappa_i V_0 \approx \omega_H \quad (4.2)$$

Режим двойного резонанса. Важнейшей чертой комбинационного рассеяния черенковского типа (1.3) в условиях циклотронного резонанса (4.2) для накачки является одновременное выполнение условия циклотронного резонанса и для сигнальной волны

$$\omega_s - \kappa_s V_0 \approx \omega_i + \kappa_i V_0 \approx \omega_H. \quad (4.3)$$

Высокая степень вырождения при стремлении к нулю концентрации электронов, соответствующая двойному резонансу (4.3), позволяет ожидать увеличения инкремента волны в усилителе [27, 25, 26, 28] и понижения стартового тока в генераторе. С другой стороны, скаттрон в режиме двойного резонанса (4.3) можно рассматривать как МЦР, в котором используется накачка вращательной скорости электронов непосредственно в пространстве взаимодействия с сигнальной волной. Поэтому возникает сомнение: имеют ли циклотронно-резонансные скаттроны преимущества перед обычными МЦР?

Чтобы ответить на этот вопрос, рассмотрим считая выполненными условия (4.3), встречное рассеяние плоских циркулярно-поляризованных волн постоянной амплитуды, фазовая скорость которых равна скорости света ($\beta_{s,i} = 1$). Поскольку обе волны синхронны с электронами, необходимость усреднения уравнений движения электронов в этом случае отсутствует. Приняв, что относительные изменения энергии ультрарелятивистских электронов невелики: $|w| \ll 1$, представим уравнения движения в виде

$$\frac{dw}{d\tilde{z}} = \text{Re}(\alpha_s p_+^* e^{i\vartheta_s}) ,$$

$$\frac{dp_+}{d\tilde{z}} = -\frac{1}{2} (\alpha_s e^{i\vartheta_s} + \alpha_i e^{i\vartheta_i}) , \quad (4.4)$$

$$\frac{d\vartheta_s}{d\tilde{z}} = \delta_s + \frac{w}{2} + \frac{|p_+|^2}{2} , \quad \frac{d\vartheta_i}{d\tilde{z}} = \delta_i - \frac{w}{2} ,$$

где $\tilde{z} = \gamma_0^{-2} \omega_s z / c$, $p_+ = \gamma(\beta_x + i\beta_y)$ - безразмерный поперечный импульс, $\vartheta_{s,i} = (\omega_{s,i} t \mp \kappa_{s,i} z - \int \omega_H dt)$ - циклотронные фазы электрона в полях сигнала и накачки, $\delta_{s,i}$ - начальные расстройки циклотронного резонанса.

Для электронов прямолинейного и односкоростного на входе пучка граничные условия имеют вид

$$\omega(0) = \rho_+(0) = 0, \quad \psi_{s,i}(0) = \psi_{s,i0}, \quad 0 \leq \psi_{s,i0} < 2\pi \quad (4.5)$$

Оптимальные параметры и КПД. Из уравнений (4.4) ясно, что при двойном резонансе формирование компактного сгустка электронов в тормозящей фазе сигнальной волны будет обеспечено при выполнении следующих условий:

$$\delta_{i,s} N_H \leq \pi, \quad \alpha_{i,s} \approx N_H^{-3/2}, \quad |\rho_+|^2 \leq N_H^{-1}, \quad (4.6)$$

где $N_H = \omega_{H0} T / 2\pi = N$ — число циклотронных оборотов в пространстве взаимодействия. Следовательно, оптимальные высокочастотные поля в присутствии магнитного поля уменьшаются. В то же время для электронного КПД $\eta \equiv$

$$\frac{1}{(2\pi)^2} \iint_0^{2\pi} \omega(\tilde{z}_k) d\psi_{i0} d\psi_{s0} \quad \text{справедлива}$$

та же оценка $\eta \sim N^{-1}$, что и в отсутствие магнитного поля.

Стартовые условия. Решая уравнения (4.4) в приближении малого сигнала $\alpha_s \rightarrow 0$, найдем линейный КПД. Это выражение наиболее просто выглядит в случае точного синхронизма электронов с накачкой $\delta_i = 0$ (ср. с формулой (5.10) обзора [18])

$$\eta_e = \left(\alpha_s^2 \tilde{z}_k^2 / 2 \right) \left\{ -\varphi(\psi_{кин}) + \mu \Phi(\psi_{кин}) \right\}, \quad \psi_{кин} = \delta_s \tilde{z}_k \quad (4.7)$$

Здесь функция $-\varphi(\psi)$ описывает циклотронное поглощение сигнальной волны в отсутствие накачки, а $\mu \Phi(\psi)$ описывает индуцированное излучение. Параметр $\mu = (1/8) \alpha_i^2 \tilde{z}_k^3$ — аналог параметра инерционной группировки в МЦР;

$$\Phi(\psi) = \frac{5}{6} \frac{d^3}{d\psi^3} \left| \int_0^1 e^{i\xi\psi} d\xi \right|^2 - \frac{d}{d\psi} \left| \int_0^1 \xi e^{i\xi\psi} d\xi \right|^2.$$

Индукцированное излучение преобладает над поглощением лишь при достаточно больших параметрах μ . В этом случае представим стартовое условие для скаттрона с резонансом Фабри-Перо в виде, аналогичном (3.16),

$$(I_0 \alpha_i^2)_{st} = \frac{mc^3}{e} \frac{\chi_s}{\gamma_0 \tilde{Z}_k^5} \frac{S_s}{\lambda_s^2} \frac{32\pi}{\Phi(\vartheta_{кин})}. \quad (4.8)$$

Если зафиксировать электронный ток и длину пространства взаимодействия (а значит, и максимальный КПД $\eta \sim N^{-1}$), то, как следует из сравнения (4.8) с (3.16), при резонансном условии (4.3) необходимая интенсивность накачки в N^2 раз меньше, чем в отсутствие магнитного поля.

А теперь сравним скаттрон в режиме двойного циклотронного резонанса (4.3) с обычным МЦР. Осцилляторная скорость электронов в циклотронно-резонансном скаттроне согласно последнему из соотношений (4.6) ограничена условием $\beta_{\sim} \leq \gamma_0^{-1} N^{-1/2}$, а в обычном МЦР в режиме преобразования частоты — условием $\beta_{\sim} \leq \gamma_0^{-1}$. Соответственно сравнивая (4.8) с (3.4) обзора [21], приходим к заключению, что стартовый ток в обычном МЦР может быть сделан в N раз ниже, чем в циклотронно-резонансном скаттроне. Если же к этому добавить, что предварительная накачка осцилляторной энергии в электронный пучок неоднородным статическим полем практически более удобна, чем накачка непосредственно в пространстве взаимодействия, то во всем диапазоне, где с помощью доступных магнитных полей (в пределах 300 кЭ) может быть реализован режим циклотронного резонанса, сравнение обычных МЦР с циклотронно-резонансными скаттронами (убитронами) оказывается не в пользу последних.

5. Нефиксированная структура поля.

Учет высокочастотного пространственного заряда

Структуру высокочастотного поля можно считать фиксированной (как это предполагалось выше) только в генераторах с резонаторами, обладающими высокой добротностью. Чтобы исследовать эффекты, имеющие место в генераторах и усили-

телях с нерезонансными электродинамическими системами, рассмотрим, следуя [16, 11], встречное рассеяние циркулярно-поляризованных волн относительно небольшой амплитуды ($\alpha_{i,s} \ll 1$) в однородном безграничном электронном потоке, где все электроны имеют одинаковые невозмущенные скорости, а невозмущенные заряд и ток скомпенсированы ионным фоном. Такая задача сводится, очевидно, к одномерной, поскольку плотность заряда

$$\rho = \rho_0 \left(1 + \operatorname{Re} \sum_{s=1}^{\infty} \rho_s e^{is\theta} \right), \quad \rho_s = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-is\theta} d\theta \quad (5.1)$$

и обусловленное этим зарядом продольное квазистационарное электрическое поле

$$E_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad \varphi = 4\pi \rho_0 \operatorname{Re} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{\rho_s}{s^2 x^2} \exp is\theta \quad (5.2)$$

не зависят от поперечных координат. В (5.1) использован закон сохранения заряда $v_z \rho dt = v_0 \rho_0 dt_0$

(ρ_0 - невозмущенная плотность заряда, t_0 - время влета электронов в сечение $z = 0$).

Выделяя с помощью выражений (2.11) и (5.1) в поперечных компонентах плотности переменного тока $\vec{j} = -\rho \vec{v}$ комбинационные слагаемые с частотами ω_s и ω_i

$$\vec{j}_{\text{комб}} = -\frac{e\rho_0}{2m\gamma_0} \operatorname{Re} (\vec{A}_i \rho_i e^{i\theta_s} + \vec{A}_s \rho_i^* e^{i\theta_i}) \quad (5.3)$$

и подставляя это выражение в волновое уравнение

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad (5.4)$$

получим усредненные уравнения для плавно меняющихся амплитуд

$$\frac{d\vec{A}_s}{dz} = \frac{i\omega_s^2}{4} \rho_i \frac{\vec{A}_i}{\omega_s}, \quad \frac{d\vec{A}_i}{dz} = -\frac{i\omega_i^2}{4} \rho_i^* \frac{\vec{A}_s}{\omega_i} \quad (5.5)$$

Здесь $\omega_s = (4\pi e\rho_0/m\gamma_0)^{1/2}$ - релятивистская плазменная частота.

Из уравнений (5.5) следует закон сохранения числа квантов электромагнитных волн в процессе рассеяния

$$\omega_s |\vec{A}_s|^2 - \omega_i |\vec{A}_i|^2 = \text{const} \quad (5.6)$$

Совместно с уравнениями движения электронов (3.9) уравнения (5.5) дают самосогласованную систему уравнений, описывающую индуцированное рассеяние волн

$$\frac{d^2 \vartheta}{dZ^2} = \text{Im} \left\{ \left(\frac{a_s a_i^*}{\gamma_0^2} + \frac{\omega_{\parallel}^2}{x^2 c^2} \rho \right) \exp i \vartheta \right\},$$

$$\frac{da_s}{dZ} + i\delta a_s = iG_s \rho a_i, \quad \frac{da_i}{dZ} = -iG_i \rho^* a_s, \quad (5.7)$$

$$\rho = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\vartheta} d\vartheta_0, \quad G_{s,i} = \frac{\omega_b^2}{4\omega_{s,i} x c},$$

которая обобщает на случай релятивистских энергий электронов уравнения работы [16]. В первом уравнении (5.7) учтено поле пространственного заряда (ограничиваемся первым членом ряда (5.1)); кроме того, в этом уравнении, как и в (3.12), опущены члены высокого порядка по $\alpha_s \alpha_i$ и ω ; при переходе к (5.7) использована удобная для дальнейшего замена переменных $\vartheta = \theta + \delta Z$, $a_s = \frac{\alpha_s}{\gamma_0} \exp(-i\delta Z)$, $a_i = \frac{\alpha_i}{\gamma_0}$, $\rho = \rho_1 \exp(-i\delta Z)$; $\omega_{\parallel} = \omega_b / \gamma_0$ — "продольная" плазменная частота.

Приближение малой амплитуды комбинационной волны. В случае, когда движение электронов в поле комбинационной волны может быть описано линейным приближением $\vartheta = \vartheta_0 + \vartheta^{(1)}$, $|\vartheta^{(1)}| \ll 1$, $\rho = -\frac{i}{\pi} \int_0^{2\pi} \vartheta^{(1)} e^{-i\vartheta_0} d\vartheta_0$ уравнения (5.7) приобретают вид известных уравнений модифицированного распада

$$\frac{d^2 \rho}{dZ^2} + \frac{\omega_{\parallel}^2}{x^2 c^2} \rho = -\gamma_0^{-2} a_s a_i^*, \quad (5.8)$$

$$\frac{da_s}{dZ} + i\delta a_s = iG_s a_i \rho, \quad \frac{da_i}{dZ} = -iG_i a_s \rho^*.$$

В приближении заданной накачки ($a_i = \text{const}$) первые два уравнения становятся линейными. Представляя их решение в виде $a_s, \rho \sim \exp(-i\Gamma Z)$ приходим к дисперсионному уравнению [11,13,17]

$$(\Gamma - \delta) \left(\Gamma^2 - \frac{\omega_{\delta\parallel}^2}{\varkappa^2 c^2} \right) + \frac{\omega_{\delta\parallel}^2}{4\omega_s \varkappa c} |a_i|^2 = 0, \quad (5.9)$$

которое может быть сведено к подробно исследованному дисперсионному уравнению ЛБВ (см. например, [29])

$$(\tilde{\Gamma} - \tilde{\delta})(\tilde{\Gamma}^2 - q^2) + 1 = 0, \quad (5.9 \text{ а})$$

где $\tilde{\Gamma} = \Gamma c^{-1}$, $\tilde{\delta} = \delta c^{-1}$, $q = (\omega_{\delta\parallel} / \varkappa c) c^{-1}$ — параметр пространственного заряда, $c = \left(\frac{\omega_{\delta\parallel}^2}{4\omega_s \varkappa c} |a_i|^2 \right)^{1/3}$ — аналог параметра Пирса.

Случай малого пространственного заряда. Согласно (5.9) поле пространственного заряда несущественно, если $q^2 \ll 1$. При заданной плотности пучка это условие ограничивает снизу интенсивность накачки

$$a_i^2 \gg 4(\omega_{\delta\parallel} / \omega_s). \quad (5.10)$$

В этом случае инкремент сигнальной волны достигает максимума при $\delta = 0$ и равен

$$\text{Im}(\varkappa \Gamma) = \frac{\sqrt{3}}{2} \varkappa \left(\frac{\omega_{\delta\parallel}^2}{4\omega_s \varkappa c} |a_i|^2 \right)^{1/3} \quad (5.11)$$

Случай большого пространственного заряда. Как и в обычной ЛБВ [29], при фиксированном параметре Пирса c инкремент $\text{Im}\tilde{\Gamma}$ падает с увеличением параметра пространственного заряда q (рис.3). В предельном случае большого пространственного заряда максимальное значение инкремента

$$\text{Im}(\varkappa \Gamma) = \varkappa \left(\frac{\omega_{\delta\parallel}}{8\omega_s} |a_i|^2 \right)^{1/2}, \quad (5.12)$$

достигается при нулевой расстройке ($\delta - q$) между комбинационной волной и медленной волной пространственного заряда, обладающей отрицательной энергией. Уравнения (5.8) заменой

$$\rho = -i a_p \exp\left(-i \frac{\omega_{\delta\parallel} Z}{\alpha c}\right), \quad a_s^* = a_s' \exp\left(-i \frac{\omega_{\delta\parallel} Z}{\alpha c}\right)$$

где a_p — плавно меняющаяся безразмерная амплитуда медленной волны пространственного заряда, приводятся к стандартным трехволновым уравнениям распада, исследованным в [24, 30]

$$\frac{d a_s'}{d Z} + i \left(\delta - \frac{\omega_{\delta\parallel}}{\alpha c} \right) a_s' = G_s a_i a_p, \quad ,$$

$$\frac{d a_i}{d Z} = G_i a_s' a_p^* \quad , \quad (5.13)$$

$$\frac{d a_p}{d Z} = G_p a_s' a_i^* \quad , \quad G_p = \frac{\alpha c}{2 \gamma_0^2 \omega_{\delta\parallel}} .$$

Разброс скоростей. Кинетическая стадия. Взаимодействие электронного потока с электромагнитными волнами можно описывать в рамках гидродинамического подхода (5.9), пока относительный разброс скоростей электронов $\Delta v/v$ достаточно мал, например в случае малого пространственного заряда (5.10) при $\Delta v/v \ll C$ (что эквивалентно ограничению на разброс энергий ($\Delta \gamma/\gamma_0 \ll \gamma_0^2 C$).*)

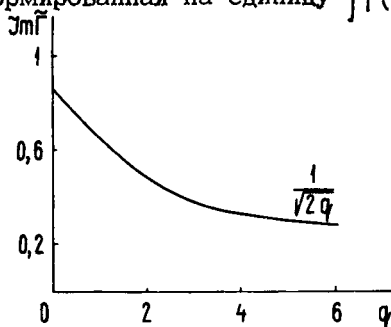
Если последнее условие не выполняется, то (по аналогии с описанием однофотонных процессов) проводимость электрон-

*) Критерий справедливости гидродинамического описания в генераторах с высокочастотными резонаторами $\Delta \gamma/\gamma \ll \gamma_0^2 \lambda_s / L$ допускает (при одной и той же интенсивности накачки) разбросы скоростей большие, чем в скатронах-усилителях типа ЛБВ, поскольку использование резонаторов позволяет работать в режимах с $L/\lambda_s \ll C^{-1}$

ного потока по отношению к слабой (рассеянной) волне следует вычислять усреднением по всем скоростным фракциям. При этом в случае потока малой плотности дисперсионное уравнение заменяется на

$$\Gamma' = -(\omega_{\delta\parallel}^2 |a_i|^2) / 4\omega_s \alpha c \int_{-\infty}^{\infty} [f(v) / (\delta - \Gamma')^2] dv, \quad (5.14)$$

где $f(v)$ — функция распределения электронов по скоростям, нормированная на единицу $\int f(v) dv = 1$, $\Gamma' = \Gamma - \delta$.



Р и с. 3. Инкремент волны, максимизированный по расстройке синхронизма, в зависимости от параметра пространственного заряда q при фиксированном параметре Пирса C (Гидродинамическая стадия взаимодействия).

В частности, при большом скоростном разбросе $\Delta v/v \gg C$,

кинетическая стадия), вычисляя правую часть уравнения (5.14) интегрированием в комплексной плоскости по методу Ландау, для инкремента волны получаем *)

$$\text{Im}(\alpha \Gamma') = \alpha \alpha \left(\frac{\omega_{\delta\parallel}^2 |a_i|^2}{4\omega_s \alpha c} \right) c^2 \left. \frac{df}{dv} \right|_{v=v_\phi}$$

Механизмы насыщения в усилителе попутной волны. Усиление сигнальной волны, как следует из уравнений (5.7), может быть ограничено двумя причинами: 1) истощением накачки, 2) нелинейным смещением электронного сгустка в ускоряющую фазу комбинационной волны или в соответствии с довольно распространенной терминологией — захватом электронов комбинационной волной.

В первом случае, описываемом уравнениями (5.8) и (5.13), согласно (5.6), максимальная амплитуда сигнальной волны

*) Такое выражение для инкремента волны может быть выведено и в рамках квантового подхода — методом коэффициентов Эйнштейна, как это и было сделано в пионерской работе [5].

$$|a_s|^2_{\max} \sim |a_{i0}|^2 / 4 \gamma_0^2 \quad (5.15)$$

достигается, когда значительная часть квантов накачки преобразуется в кванты сигнала, т.е. квантовый выход близок к единице.

Для исследования второго механизма в "чистом виде" положим накачку заданной. Тогда нелинейные уравнения (5.7) сводятся [11, 13] к уравнениям ЛБВ [31]

$$\frac{d^2 \vartheta}{d\tilde{z}^2} = \text{Im}[(a + q^2 \rho) e^{i\vartheta}], \quad \frac{da}{d\tilde{z}} + i\tilde{\delta} a = i\rho, \quad (5.16)$$

$$\vartheta(0) = \vartheta_0, \quad \left. \frac{d\vartheta}{d\tilde{z}} \right|_{\tilde{z}=0} = 0, \quad a(0) = a_0,$$

в которых $a = a_s a_i^* / \gamma_0^2 C^2$, $\tilde{z} = Cz$. Оптимальные условия группирования пучка и отбора энергии у образовавшихся сгустков согласно (5.16) реализуется, когда (ср. с разд. 2)

$a \sim \tilde{z}_k \sim \tilde{\delta} \sim 1$. Таким образом, максимальная амплитуда сигнала $|a_s| \sim \gamma_0^2 (\omega_{s\parallel}^2 / 4 \omega_s \kappa c)^{2/3} |a_i|^{1/3}$ и электронный КПД

$\eta_{\max} \sim \gamma_0^2 C$ достигается на длине, по порядку величины равной обратному инкременту: $Z_{\text{opt}} \sim C^{-1}$

Сравнивая (5.15) и (5.17), можно представить условия преобладания первого или второго механизма насыщения в виде $|a_i|^2 \ll \hat{a}_i^2$ и $|a_i|^2 \gg \hat{a}_i^2$ соответственно, где характерное значение амплитуды волны накачки определяется выражением

$$\hat{a}_i^2 \sim \gamma_0^4 (\omega_{s\parallel}^2 / 4 \omega_s \kappa c)^2.$$

Как показывают оценки, в большинстве практически интересных случаев насыщение усиления определяется нелинейным смещением электронных сгустков в ускоряющую фазу, а квантовый выход мал. Поэтому приближение накачки оказывается оправданным.

Генератор встречной волны. Как и для приборов черенковского типа, и МЦР, для скаттронов и убитронов существует возможность построения генератора со встречной сигнальной

волной, для работы которого, благодаря наличию внутренней обратной связи, не требуется резонатор. В скаттронах такого типа осуществляется преобразование частоты вниз, что может оказаться целесообразным, например, при преобразовании излучения мощных лазеров в субмиллиметровый диапазон. В ультрарелятивистском убитроне со встречной волной частота генерации примерно в два раза меньше баунс-частоты электронов.

Считая, что волна накачки распространяется в направлении движения электронов, а ее амплитуда меняется незначительно, поменяем местами индексы s и i и приведем уравнения (5.7) к виду уравнений черенковской ЛОВ, которые отличаются от (5.16) лишь знаком в правой части уравнения для амплитуды. Граничные условия для сигнальной волны задаются в конце пространства взаимодействия: $a_s(z_k) = 0$. Пусковые условия и характеристики режима насыщения для скаттронов и убитронов этого типа приведены в [21].

6. Скаттроны и убитроны типа "М"

Для реализации синхронизма (1.4) доплеровского типа накачка должна фокусировать частицы в поперечном направлении. Соответствующий потенциальный рельеф образуют, в частности, периодическая система аксиально-симметричных магнитов в убитроне и цилиндрическая аксиально-симметричная волна накачки (например, H_{01}) в скаттроне (рис. 1, г, в). Вектор-потенциал для таких полей вблизи оси симметрии системы можно приближенно представить в виде

$$A_x = y A_i \cos \theta_i, \quad A_y = -x A_i \cos \theta_i, \quad A_z = 0. \quad (6.1)$$

Усредненное движение электрона в фокусирующем поле (6.1) и поле сигнальной волны, которую для простоты будем считать плоской циркулярно-поляризованной ($A_{sx} + i A_{sy} = A_s \exp i \theta_s$) в соответствии с уравнениями (2.8) представим в виде

$$\frac{d\xi}{dt} = \frac{1}{v_\varphi} \frac{dp_z}{dt} = - \frac{e^2}{2\xi} \Omega \operatorname{Re}(A_s A_i k_i r_+^* e^{i\theta}),$$

$$\frac{d\tau_+}{dt} = \frac{c^2 p_+}{\xi}, \quad \frac{dp_+}{dt} = -\frac{e^2}{2\xi} (iA_s A_i \kappa_i e^{i\vartheta} + \kappa_i^2 A_i^2 \tau_+), \quad (6.2)$$

где $\tau_+ = x + iy$, $p_+ = p_x + ip_y$.

В отсутствие сигнала ($A_s = 0$) энергия и продольный импульс электрона постоянны, а поперечные колебания в поле усредненного потенциала представляют в данном случае суперпозицию двух вращений в противоположные стороны с

угловой частотой $\Omega_{\perp} = eA_i \kappa_i c / \sqrt{2} \xi_0$:

$$p_+ = q_1 e^{-i\Omega_{\perp} t} + q_2 e^{i\Omega_{\perp} t}, \quad (6.3)$$

$$\tau_+ = i \frac{c^2}{\Omega_{\perp} \xi_0} (q_1 e^{-i\Omega_{\perp} t} - q_2 e^{i\Omega_{\perp} t}).$$

Амплитуды $q_{1,2}$ в (6.3) определяются начальными условиями.

Считая, что при наличии сигнала ($A_s \neq 0$) выполнено условие доплеровского синхронизма (1.4) между комбинационной волной и дрейфовыми колебаниями (6.3); будем искать решение уравнений (6.2) в виде (6.3), где амплитуды $q_{1,2}$ теперь, естественно, будут функциями времени. Производя дополнительное усреднение уравнений (6.2) по периоду вращения $2\pi/\Omega_{\perp}$ и переходя к независимой переменной Z , получим

$$\frac{dq_{\perp}}{dz} = -\frac{e^2}{4c^2 p_z} i \kappa_i A_i A_s e^{i\vartheta}, \quad (6.4)$$

$$\frac{d\xi}{dz} = \pm \frac{e\Omega}{\sqrt{2} c p_z} \operatorname{Re}(i q_{\perp}^* A_s e^{i\vartheta}),$$

где $q_{\perp} = q_{1,2}$, $\vartheta = \theta \pm \int_0^t \Omega_{\perp} dt$; здесь индекс 1 и знак (+) в фазе ϑ соответствуют аномальному, а индекс

2 и знак (-) - нормальному доплеровскому синхронизму (1.4).

Для электронов, инжектируемых вдоль оси системы ($q_{\perp 0} = 0$) и, следовательно, представляющих собой поток невозбужденных осцилляторов, в соответствии с интегралом

$$|q_{\perp}|^2 = \pm \frac{\Omega_{\perp 0}}{\Omega c^2} (\xi_0 - \xi) \xi_0 \quad (6.5)$$

торможение может происходить только в условиях аномального эффекта Доплера (знак (+) в (6.5)). Торможение сопровождается возникновением вращения частиц в направлении, противоположном направлению вращения волны.

Предполагая накачку фиксированной и учитывая, что энергообмен предварительно невозбужденных электронных осцилляторов не зависит от фазы их влета в систему, с помощью (2.11) представим уравнение возбуждения сигнальной волны в виде

$$\frac{dA_s}{dz} = i \frac{\sqrt{2} \pi e \rho_s v_0}{\kappa_s c} \frac{q_{\perp}}{\rho_z} e^{-i\vartheta} \quad (6.6)$$

Из (6.4) и (6.6) получаем закон сохранения потока мощности в системе пучок - волна

$$A_s^2 - A_{s0}^2 = - \frac{4\pi \rho_s \gamma_0}{\kappa_s \Omega} (\xi - \xi_0). \quad (6.7)$$

Линеаризуя систему самосогласованных уравнений (6.4), (6.6) и представляя ее решение в виде $A_s \sim \exp[-i(\xi + \tilde{\Delta})z]$

где $\tilde{\Delta} = [(\Omega/v_0) - \alpha + (\Omega_{\perp 0}/v_0)]$ получим дисперсионное уравнение

$$(\xi + \tilde{\Delta}) \xi + \frac{1}{8} \frac{\omega_s^2 \Omega_{\perp 0}}{\kappa_s c^3 \beta_0} = 0, \quad (6.8)$$

совпадающее по форме с дисперсионным уравнением приборов типа "М". Согласно (6.8), максимальный инкремент сигнальной волны $(Im \xi)_{\max} = \kappa_s \left(\frac{\omega_s^2 \Omega_{\perp 0}}{\beta \omega_s^3 \beta_0} \right)^{1/2}$ достигается

при точном синхронизме $\tilde{\Delta} = 0$.

Используя интегралы (2.12), (6.5) и (6.7), приведем уравнения скаттронов и убитронов типа "М" к двум уравне-

ниям для энергии электрона и фазы $\Psi = (\nu + \arg A_s - \arg \tilde{q})$

В приближении, когда изменение энергии частиц сравнительно невелико, этим уравнениям можно придать вид, универсальный для усилителей, основанных на аномальном эффекте Доплера (ср. с уравнениями (9.4) обзора [18]),

$$\frac{d\hat{u}}{d\hat{\xi}} = \hat{a} \sqrt{\hat{u}} \sin \Phi, \quad (6.9)$$

$$\frac{d\Phi}{d\hat{\xi}} = \hat{\Delta} + \frac{\hat{u}}{2} + \frac{1}{2} \left(\frac{\sqrt{\hat{u}}}{\hat{a}} + \frac{\hat{a}}{\sqrt{\hat{u}}} \right) \cos \Phi,$$

где $a = \sqrt{\hat{a}_0^2 + \hat{u}}$. Здесь введены следующие безразмерные величины: $\hat{\xi} = (\Omega/\nu_0) \sqrt{I\tau} z$, $\hat{\Delta} = (\tilde{\Delta}\nu_0/\Omega \sqrt{I\tau})$, $\hat{u} = ((\beta_\phi^{-2} - 1)/\sqrt{I\tau}) \omega$, $\hat{a} = \frac{\alpha_s}{\gamma_0 \sqrt{I\tau}} \sqrt{\beta_\phi^{-2} - 1}$, $I = \frac{1}{2} \frac{\omega_B^2 \nu_0}{\Omega k_s c}$, $\nu = \frac{\Omega_{10}}{\Omega}$. Граничными условиями к (6.9) являются $\hat{u}(0) = 0$, $\Phi(0) = \pi/2$, а электронный КПД определяется выражением

$$\eta = (\sqrt{I\tau} / (\beta_\phi^{-2} - 1)) \hat{u}(\hat{\xi}_k) / (i - \gamma_0^{-1}). \quad (6.10)$$

Уравнения (6.9) имеют еще один интеграл $\cos \Phi = -\sqrt{\hat{u}(\hat{\Delta} + \hat{u}/2)/\hat{a}}$, из которого нетрудно получить, что максимальное значение приведенного КПД при малой начальной амплитуде волны $\hat{a}_0 \ll 1$ $\hat{u}_{\max} = |2(\hat{\Delta} - 1)|$.

Учитывая, что оптимальная длина усилителя — порядка обратного инкремента ($\hat{\xi}_k \sim 1$) из (6.10) в ультрарелятивистском пределе получим следующую оценку КПД:

$$\eta \sim N_1^{-1}, \quad \text{где } N_1 = \frac{\Omega_{10} T}{2\pi} - \text{число оборотов электрона}$$

в пространстве взаимодействия. Следовательно, КПД в случае $N_1 \gg 1$ (в котором проводилось усреднение по дрейфовым осцилляциям) сравнительно невысок, и для описания взаимодействия достаточно асимптотических уравнений (6.9).

Как и в МСР на аномальном эффекте Доплера, КПД, близ-

кий к единице достигается, когда электрон совершает в рабочем пространстве порядка одного оборота. (При этом неприменимы усредненные уравнения (6.4) и необходимо решать уравнения (6.2)). Этот случай представляет интерес для создания мощных убитронов СВЧ диапазона, тогда как случай относительно низких КПД перспективен для режимов с большим преобразованием частоты.

7. Экспериментальные исследования убитронов и скаттронов

К настоящему времени проведены первые эксперименты с релятивистскими убитронами типа "О" в диапазонах от сантиметрового до инфракрасного [32-35, 1, 2]. В качестве источников релятивистских электронов в убитронах используются как сильноточные инжекторы с напряжением (0,5-2) МВ [32-35], так и слаботочные линейные ускорители с напряжением от 24 до 43 МВ [1,2].

Наибольший КПД $\eta \approx 5\%$ и мощность излучения $P_s \approx 30$ МВт имел убитрон [32] с $\lambda_s = 3$ см, представлявший собой генератор встречной волны (см. рис.4 на стр. 288).

Самое коротковолновое излучение было получено в убитронах, созданных на базе Стэнфордского линейного ускорителя: усилитель попутной волны [1] с $\lambda_s = 10,6$ мкм и коэффициентом усиления по мощности 1,07 и генератор с высокочастотным резонатором [2] (длина которого превышала 12 м) с $\lambda_s = 3,4$ мкм, $\eta = 0,006\%$ и $P_s = 7$ кВт. В последнем эксперименте длина излучаемой волны λ_s была примерно в 10^4 раз меньше периода магнитного поля.

В [33] в режиме сверхизлучения были получены электромагнитные колебания с параметрами $\lambda_s = 1,5 - 2$ мм, $\eta = 0,1\%$, $P_s = 8$ МВт и $\lambda_s \leq 1$ мм, $\eta \approx 0,02\%$, $P_s = 2$ МВт.

В работе [34] сообщалось об убитроне с двухзеркальным резонатором, в котором пучок с напряжением 1,2 МВ и током 25 кА, осциллируя в магнитном поле с пространственным периодом, равным 8 мм, излучал на волнах

$\lambda_s \leq 1$ мм мощность 0,5-1 МВт ($\eta \approx 0,002\%$).

При использовании более низковольтного пучка напряжением 860 кВ в убитроне с тем же периодом гофрировки

(8 мм) было зафиксировано соответственно и более длинноволновое излучение $\lambda_s = 2$ мм мощностью 10 МВт при КПД 0,05% [35].

В экспериментах [33 - 35] электронный КПД генераторов был еще существенно ниже теоретического. Однако проведенные эксперименты, согласующиеся с теорией релятивистского убитрона, позволяют рассчитывать на построение в ближайшее время приборов в диапазонах миллиметровых и субмиллиметровых волн с параметрами, близкими к оптимальным.

Эксперименты со скаттронами существенно сложнее, чем с убитронами, поскольку в них требуются высокие плотности не только электронного тока, но и мощности электромагнитной накачки.

В [36] при рассеянии накачки с $\lambda_i = 2$ см, $P_i = (10-100)$ МВт на пучке электронов с энергией 2 МэВ было получено излучение с $\lambda_s = 0,4$ мм $P_s = 1$ МВт.

В докладе В.С.Иванова, М.С.Рабиновича, М.Д.Райзера и А.А.Рухадзе на Всесоюзном семинаре "Релятивистская высокочастотная электроника" (Горький, 1978) сообщалось о рассеянии СВЧ излучения с длиной волны $\lambda_i = 3,2$ см мощностью 20 + 300 МВт на пучке электронов с энергиями 670 кэВ. Рассеянное излучение было зарегистрировано на длинах волн 13; 7,8; 4,7; 2 мм. Была получена нелинейная зависимость интенсивности рассеянного излучения от падающей мощности.

Более подробное описание экспериментальных исследований убитронов и скаттронов содержится в работе [17].

В настоящее время готовится эксперимент по генерации электромагнитных волн субмиллиметрового диапазона рассеянием излучения с длиной волны 10 см на пучке электронов с энергиями 2 МэВ; для накачки предполагается использовать гигаваттный релятивистский магнетрон [17]. Разрабатываются проекты скаттронов для генерации мощных электромагнитных волн в инфракрасном и ультрафиолетовом диапазонах [37]. Большой интерес для получения волн "лазерного" диапазона представляют секционированные (клистронные) варианты убитронов с поперечным отклонением электронов в пространстве дрейфа [38].

Заключение

Итак, сведение основного рабочего процесса в скаттронах и убитронах к взаимодействию электронов с комбинационной волной позволяет построить простую, универсальную и эффективную нелинейную теорию этих приборов, а в некоторых практически важных случаях свести ее к теории других, более детально исследованных генераторов и усилителей (например, черенковских ЛБВ и ЛОВ типа "О" или "М", мазеров на циклотронном резонансе).

Как следует из теории и результатов проведенных к настоящему времени экспериментов, релятивистские убитроны и скаттроны перспективны как наиболее коротковолновые электронные СВЧ генераторы. Можно надеяться, что со временем их диапазон будет простирается до световых, ультрафиолетовых, а возможно, и еще более коротких волн.

Авторы благодарны А.В.Гапонову, Л.А.Вайнштейну, А.Г.Литваку и В.Ю.Трахтенгерцу за многочисленные полезные дискуссии, В.Гранатштейну, П.Спрэнглу, Р.Смиту — за возможность ознакомиться с их обстоятельной статьей [17] до ее публикации, а также К.Баттону за его любезную помощь в установлении наших контактов с зарубежными коллегами.

Л и т е р а т у р а

1. Elias L. R., Fairbank W. M., Madey J. M. J., Schwettman H. A., Smith T. I. — Phys. Rev. Lett., 1976, 36, No. 13, p. 717.
2. Deacon D. A. G., Elias L. R., Madey J. M. J., Raiman G. J., Schwettman H. A., Smith T. I. — Phys. Rev. Lett., 1977, 38, No. 16, p. 892.
3. Pauli W. Z. Phys., 1923, 18, p. 272.
4. Kapitza P. L. and Dirac P. A. M. — Proc. Cambr. Phil. Soc., 1933, 29, p. 297.
5. Pantell R. H., Soncini G., Puthoff H. E. — IEEE, J. of Quant Electr., 1968, QE-4, No. 11, p. 905.
6. Phillips R. M. — IRE Trans, ED-7, 1960, No. 4, 231
7. Петелин М.И., Сморгонский А.В. — Изв.вузов. Радиофизика, 1973, 16, №2, с.294.

8. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. - Квантовая электроника, 1978, 5, №7, с.1543.
9. Bambini A., Renieri A. - Lettere al Nuovo Cimento, 1978, 21, No. 11, p. 399.
10. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. - Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, вып.4, с.207.
11. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. - ЖЭТФ, 1979, 76, вып.3, с.930.
12. Алферов Д.Ф., Бессонов Е.Г. - ЖТФ, 1979, 49, №4, с.777.
13. Вайнштейн Л.А. - ЖТФ (в печати).
14. Гапонов А.В., Миллер М.А. - ЖЭТФ, 1958, 34, №1, с.242; Миллер М.А. - ЖЭТФ, 1959, 36, №6, с.1909.
15. Литвак А.Г., Трахтенгерц В.Ю. - ЖЭТФ, 1971, 60, №5, с.1702.
16. Литвак А.Г., Петрухина В.И., Трахтенгерц В.Ю. - Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, вып.3, с.190.
17. Sprangle P., Smith R. A., Granatstein V. L., in print.
18. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с.157.
19. Боровицкая Е.С. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №8, с.1221.
20. Литвак А.Г. - Изв.вузов. Радиофизика, 1964, 7, №7, с.562.
21. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Ковалев Н.Ф. и др. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с. 249.
22. Baier V. N., Milstein A. L., - Phys. Lett., 1978, 65 A, No. 4, p. 319.
23. Hopf F. A., Meystre I, Scully M. O, Louisell W. H. - Optics Comm, 1976, 18, No. 4., p. 413; Phys. Rev. Lett., 1976, 37, No. 20, p. 1342.
24. Sprangle P, Granatstein V. L. - Appl. Phys. Lett. 1974, 25, No. 7, p. 377: - IEEE Trans, 1977, MTT-25, No. 6, p. 545.
25. Мирошниченко В.И. - Физика плазмы, 1976, 2, №5, с.789; Препринт ХФТИ, 77-51, Харьков, 1977.
26. Канавец В.И., Кубарев В.А., Черепенин В.А. - ЖТФ, 1977, 47, №12. с.2472.

27. Гольденберг А.Л., Петелин М.И. – Радиотехника и электроника, 1964, 9, №11, с.1987.
28. Вайнштейн Л.А. (в печати).
29. Дж.Р.Пирс. Лампа с бегущей волной, М., "Сов.радио", 1952.
30. Калмыков А.М., Коцаренко Н.Я., Кулиш В.В. – Изв.вузов, Радиоэлектроника, 1977, 20, №10, с.76.
31. Вайнштейн Л.А. – Радиотехника и электроника, 1957, 2, №7, с.883 – ч.1; №8, с.1027 – ч.2.
32. Кременцов С.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. – Письма в ЖТФ, 1976, 2, вып.10, с.453.
33. Marshall T. C., Talmadge S., Efthimion P.-Appl Phys. Lett., 1977, 31, No. 5, p320.
34. McDermott D. B., Marshall T. C., Schlesinger S. P., Parker R. K., Granatstein V. L. -Phys. Rev. Lett., 1978, 41, No. 20, p.1369.
35. Gilgenbach R. M., McDermott D. B., Marshall T. C., Schlesinger S. P. 3-rd Intern. Conf. on Submillimetre Waves and Their Applications, 1978, Univ. of Surrey, p. 156.
36. Granatstein V. L., Schlesinger S. P., Herndon M., Parker R. K., Pasour J. A., - Appl. Phys. Lett., 1977, 30, No. 9, p. 384.
37. Elias L. R. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, No. 15, 977.
38. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 77-59, Новосибирск, 1977.

Институт прикладной
физики АН СССР

ОБЩИЕ СВОЙСТВА КОРОТКОВОЛНОВЫХ ПРИБОРОВ С ДЛИТЕЛЬНОЙ ИНЕРЦИОННОЙ ГРУППИРОВКОЙ ЭЛЕКТРОНОВ

В.Л.Братман, Н.С.Гинзбург, Н.Ф.Ковалев,
Г.С.Нусинович, М.И.Петелин

Введение

Группировка (процесс образования электронных сгустков и появления переменного тока), возникающая в потоке электронов под действием высокочастотного поля, бывает, как известно, двух типов — типа "М" (силовая) и типа "О" (инерционная). Силовая группировка происходит только в присутствии переменного поля и прекращается, если его "выключить" (например, в магнетроне электроны в отсутствие переменного поля дрейфуют под действием скрещенных статических полей с одной и той же скоростью и потому взаимного расположения не меняют). Инерционная же группировка может продолжаться развиваться и при "выключенном" переменном поле (примером может служить клистрон, в котором электроны, получившие в модулирующем резонаторе разные приращения скорости, смещаются на участке дрейфа друг относительно друга, образуя сгустки).

Описание инерционной группировки электронов существенно упрощается в случае длительного воздействия на них поля малой амплитуды. В качестве примера рассмотрим моноэнергетический пучок электронов, совершающих одномерное движение под действием электромагнитной волны $E_z = E_0 \sin \theta$,

$\theta = \omega t - kz$. Будем исходить из уравнений для энергии

“ $\xi = mc^2\gamma$ и фазы электрона θ относительно волны

$$\frac{d\xi}{dz} = -eE, \quad \frac{d\theta}{dz} = \frac{\omega}{v} - k, \quad (B.1)$$

где $v = \beta c$ – скорость электронов.

Если высокочастотное поле E_0 и, соответственно, приращение энергии электрона $\Delta\xi$ относительно невелики, то слагаемое ω/v в правой части уравнения для фазы может быть представлено двумя первыми членами ряда Тейлора

$$\frac{\omega}{v} = \frac{\omega}{v_0} + \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\omega}{v} \right) \Delta\xi$$

и замена

$$z = \left\{ eE_0 \left| \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\omega}{v_0} \right) \right| \right\}^{-1/2} \zeta \quad (B.2)$$

сводит систему (B.1) к уравнению маятника

$$\frac{d^2\theta}{d\zeta^2} + \sin\theta = 0, \quad (B.3)$$

не содержащему в качестве независимых параметров ни энергии электронов, ни амплитуды волны. Периоду колебаний маятника $\Delta\zeta \sim 1$ соответствует длина $\Delta z \sim \left\{ eE_0 \left| \frac{d}{d\xi} \left(\frac{\omega}{v} \right) \right| \right\}^{-1/2}$,

на которой электроны смешаются относительно волны на величину порядка ее периода, образуют сгустки и обмениваются энергией с переменным полем. Эта характерная длина тем больше, чем меньше амплитуда волны. Описанное упрощение уравнений движения электронов используется, в частности, при построении теории ЛБВ “O” (черенковского типа) [1].

В системах, где возможно одновременное существование и силовой и инерционной группировки, при достаточно длительном воздействии переменного поля на электроны инерционная группировка в силу ее “саморазвивающегося” характера преобладает над силовой и тоже может быть описана уравнениями типа уравнения маятника (B.3). Иллюстрацией может служить поведение ансамбля неизохронных осцилляторов в ре-

зонансном одночастотном поле [2], а также поведение электронов в МЦР [3], убитронах и скаттронах [4].

Режим длительной инерционной группировки электронов особенно перспективен для генерации наиболее коротковолнового излучения, где создание приборов путем прямого моделирования длинноволновых, как правило, затрудняется не-возможностью формировать электронные потоки нужной плотности. Для того, чтобы возбуждающиеся при слабом токе высокочастотные колебания малой амплитуды приводили к эффективной группировке частиц, следует увеличивать длину пространства взаимодействия (при этом, правда, КПД оказывается меньшим того, который можно было бы получить, располагая большим током).

Благоприятным следствием увеличения длины системы является сужение полосы синхронизма электронов с высокочастотным полем, способствующее электронной селекции мод и позволяющее, тем самым, развивать поперечное сечение рабочего пространства, т.е. повышать мощность прибора.

Наконец, режим преобладания инерционной группировки характерен для коротковолновых генераторов, основанных на преобразовании частоты колеблющихся электронов, Приборам последнего типа — "лазерам на свободных электронах" — в данном обзоре посвящен специальный раздел.

1. Универсальные уравнения движения электронов в условиях длительной инерционной группировки

Рассмотрим высокочастотные приборы, основанные на следующих типах индуцированного излучения электронов:

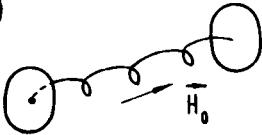
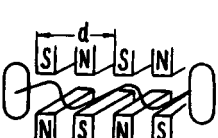
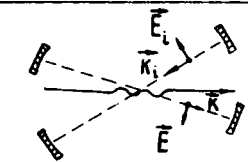
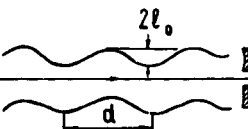
А. Тормозном излучении электронов, колеблющихся в статических полях, а именно: а) в однородном магнитном

поле $\vec{H} = H_0 \vec{z}_0$, где электроны вращаются с циклотронной частотой $\Omega = \frac{eH_0}{mc\gamma}$ — МЦР (табл. 1, а);

б) в периодическом магнитном поле $\vec{H}(z) = \vec{H}(z+d)$,

где электроны колеблются с баунс-частотой $\Omega = \bar{h} v_{||}$ — убитрон (табл. 1, б); здесь $v_{||} \vec{z}_0$ — поступательная скорость электронов, $\bar{h} = 2\pi/d$;

Т а б л и ц а 1

Типы приборов	Основные параметры		
	частота осцилля- ций Ω	параметр неизох- ронности ν	параметр связи \varkappa
а) 	$\frac{e H_0}{m c \delta_0}$	$\beta_{n_0}^2 (\beta_{\varphi}^{-2} - 1)$	$\frac{\beta_{1,0}}{\sqrt{2} \beta_{n_0}}$
б) 	$\frac{2\pi \nu_{n_0}}{d}$	δ_0^{-2}	$\frac{e H_1 d}{4\pi m c^2 \delta_0 \beta_{n_0}^2}$
в) 	$\omega_i - \vec{\kappa}_i \vec{v}$	δ_0^{-2}	$\frac{e E_i}{2 m c \omega_i \delta_0 \beta_{n_0}}$
г) 	$\frac{2\pi \nu_{n_0}}{d}$	δ_0^{-2}	$\frac{\pi l_0}{d}$

а) МЦР; б) убитрон; в) скатрон;
г) черенковский генератор.

В. Томсоновском рассеянии волны накачки ω_i, \vec{k}_i на электронах, колеблющихся под действием этой волны с частотой $\Omega = \omega_i - \vec{k}_i v_{||}$, — скаттрон (табл. 1, в) (убитрон — случай А,б — можно рассматривать как разновидность скаттрона, когда накачка осуществляется статическим $\omega_i = 0$ периодическим полем);

С. Излучении Смита-Парселла [5], когда электроны движутся прямолинейно вдоль гофрированной с периодом d металлической поверхности, а их отражение колеблется с частотой $\Omega = \bar{h} v_{||} = \frac{2\pi}{d} v_{||}$ (мигающий диполь) (табл. 1, г).

Во всех этих приборах возмущение движения электронов под воздействием электромагнитной волны $\vec{E} = \text{Re} \{ \vec{E}^\omega e^{i(\omega t - k z)} \}$ будет накапливаться во времени, если выполнено условие синхронизма

$$\omega - k v_{||} = \Omega \quad (1.1)$$

— близости частоты колебаний электронов в волне к их частоте колебаний в соответствующем "поле накачки".

Заметим, что в генераторе, основанном на излучении Смита-Парселла (случай С), соотношению (1.1) можно придать обычный вид $\omega / (k + \bar{h}) = v_{||}$ черенковского синхронизма между электронами и волной — в данном случае пространственной гармоникой собственной волны периодического волновода (табл. 1, г); этому соответствует представление комплексной амплитуды E_z^ω (если электронный поток направляется достаточно большим продольным полем, то поперечные составляющие поля волны на движение электронов не влияют) рядом Фурье $E_z^\omega = E_0 \sum_s x_s e^{-i s h z}$. В частности, для изображенного в табл.1 (г) волновода, образованного двумя близко расположенными (на расстоянии $L_1 \ll \beta \lambda \gamma / \pi$) стенками с синусоидальным прогибом поверхности $l = l_0 \sin h z$, E_0^ω — величина поперечного поля основной гармоники, $x_0 = 0$, а коэффициент при 1-й гармонике продольного поля $x_1 = \bar{h} l_0 / 2$

С другой стороны, в скаттроне и убитроне (случай В) соотношение (1.1) также может быть преобразовано к черенковскому виду $(\omega - \omega_0) / (\kappa + \kappa_{i,||}) = v_{||}$ к условию синхронизма между электронами и комбинационной волной. В дальнейшем, однако, к черенковским приборам будем по традиции относить только такие, где электроны, совершающие прямолинейное движение, синхронно взаимодействуют с "обычной" электромагнитной волной или ее пространственной гармоникой (случай С).

В приборах, основанных на индуцированном тормозном излучении и вынужденном рассеянии (случай А и В) электромагнитную волну будем для простоты считать плоской, поперечной ($\vec{E}^\omega = \vec{E}_\perp^\omega$), распространяющейся в среде с фазовой скоростью $v_\phi = \omega / \kappa$, вообще говоря, отличной от скорости света. Однако основные результаты, которые будут получены ниже, применимы и к волнам, обладающим поперечной (относительно \vec{z}_0) неоднородностью.

При воздействии относительно слабой синхронной волны на электроны их скорость и частота Ω претерпевают адиабатическое изменение, так что движение электронов становится квазипериодическим

$$\vec{v} = \text{Re} \left\{ \sum_s \vec{v}_s \exp \left(-i s \int_0^t \Omega dt' \right) \right\}, \quad (1.2)$$

где \vec{v}_s - гармоники скорости электрона.

Уравнение для изменения энергии электрона. При выполнении условия резонанса на основной гармонике частоты Ω (1.1) в правой части уравнения для энергии

$$\frac{d\mathcal{E}}{dz} = - \frac{e}{v_{||}} (\vec{v} \vec{E}) \quad (1.3)$$

можно оставить лишь слагаемое, содержащее "медленную" фазу

$$\theta = \omega t - \kappa z - \int_0^t \Omega dt' \quad (1.4)$$

Считая относительные изменения энергии электронов небольшими, в амплитудном множителе правой части (1.3) можно заменить скорость электрона ее невозмущенным значением. В результате для всех рассматриваемых приборов уравнение

(1.3) преобразуется к универсальному виду

$$dw/dZ = \alpha \operatorname{Re} (a e^{i\theta}) . \quad (1.5)$$

В(1.5) в качестве независимой переменной используется безразмерная продольная координата $Z = \omega z / v_{\parallel 0}$, $w =$

$$= \left(1 - \frac{\gamma}{\gamma_0}\right) \beta_{\parallel 0}^{-2} - \text{безразмерная энергетическая переменная,}$$

$\alpha = e |\vec{E}_0| / m c \omega \gamma_0 \beta_{\parallel 0}$ - нормированная амплитуда

высокочастотного поля , α - параметр связи электрона с волной, характеризующий величину проекции скорости электрона на электрическое поле волны. В приборах с криволинейными траекториями электронов параметр α пропорционален невозмущенному пичч-фактору электронов $v_{10} / v_{\parallel 0}$ (коэффициент пропорциональности порядка единицы и зависит лишь от поляризации волны). Для черенковских приборов (случай С) с простейшей в теоретическом отношении электродинамической системой в виде полоскового гофрированного волновода (табл. 1, г) $\alpha = \alpha_1 = \hbar l_0 / 2$.

Уравнение для фазы. При малых относительных приращениях энергии w уравнение для фазы $(d\theta/dz) = ((\omega - \Omega) / v_{\parallel})$ - к также приводится к универсальному виду (ср. с выводом (В.3))

$$d\theta/dz = \delta + \nu w , \quad (1.6)$$

где $\delta = (\omega - k v_{\parallel 0} - \Omega_0) / \omega$ - начальная расстройка синхронизма,

$$\nu = \gamma_0 \beta_{\parallel 0}^2 \left(\frac{1}{\beta_{\text{ф}}} \frac{\partial \beta_{\parallel}}{\partial \gamma} + \frac{1}{\omega} \frac{\partial \Omega}{\partial \gamma} \right) \quad (1.7)$$

параметр, характеризующий неизохронность колебаний электрона в поле волны.

Для вычисления параметра неизохронности в явном виде необходимо учесть выражение для частоты Ω колебаний

электрона в конкретном "поле накачки", а также связь между энергией и продольной скоростью электрона. Для прямолинейных электронных пучков в черенковских приборах

$$\gamma = (1 - \beta_{\parallel}^2)^{-1/2} \quad (1.8)$$

В случае приборов с криволинейными траекториями электронов [6, 4]

$$\gamma(1 - \beta_{\parallel} \hat{\beta}_{\phi}) = \text{const} \quad (1.9)$$

где для МЦР $\hat{\beta}_{\phi} = \beta_{\phi} = \frac{v_{\phi}}{c}$, а для убитронов и скаттронов $\hat{\beta}_{\phi} c = \frac{\omega - \omega_i}{k + k_{i\parallel}}$ - фазовая скорость комбинационной волны (соотношение (1.9) легко выводится, в частности, квантовым способом - из закона сохранения энергии и импульса в системе электрон-фотон).

Используя соотношение (1.8) либо (1.9), для черенковских приборов, убитронов и скаттронов, где имеет место лишь один тип инерционной группировки электронов, а именно, продольная группировка, обусловленная изменением поступательной скорости частиц, получим $\nu = \gamma^2$.

Для МЦР, где наряду с продольной возможна и азимутальная группировка, обусловленная неизохронностью вращения электронов в магнитном поле, $\nu = \beta_{\parallel 0}^2 (\beta_{\phi}^{-2} - 1)$. Таким образом, в МЦР величина и знак параметра неизохронности определяются фазовой скоростью волны. При $|\beta_{\phi}| = 1$ продольная и азимутальная группировки полностью компенсируют друг друга [7] (см. также [3]), и электроны ведут себя в поле волны как линейные осцилляторы*).

*) Для приборов каждого из рассмотренных здесь классов неизохронность колебаний электронов относительно электромагнитной волны имеет, наряду с классической, также и простую квантовую интерпретацию, а именно, в черенковских приборах, убитронах и скаттронах неизохронность обусловлена эффектом отдачи, эффектом Комптона; в МЦР кроме эффекта отдачи, существенна и неизохронность, обусловленная релятивистским эффектом неэквидистантности

Граничные условия и электронный КПД. Для пучка, стационарного и моноэнергетического на входе в пространство взаимодействия,

$$w(0) = 0, \quad \theta(0) = \theta_0, \quad 0 < \theta_0 \leq 2\pi, \quad (1.10)$$

а КПД определяется соотношением

$$\eta = \frac{\beta_{\parallel 0}^2}{1 - \gamma_0^{-1}} \langle w(z_k) \rangle, \quad (1.11)$$

где угловыми скобками обозначено усреднение по начальным фазам электронов θ_0 , $z_k = \frac{\omega L}{v_{\parallel 0}}$ — приведенная длина взаимодействия.

Принцип компактной группировки. Оптимальные параметры. Асимптотические уравнения (1.5), (1.6) совпадают по форме с уравнениями движения электронов в слабoreлятивистских черенковских приборах [8,9] (а в случае постоянных \mathcal{X} , α , δ и ν — сводятся к уравнению маятника (В.3)). Результаты численного исследования этих уравнений, дополненных уравнениями возбуждения электромагнитной волны, будут систематизированы в разд. 2, здесь же приведем простейшие оценки.

В соответствии с (1.6) для формирования компактного электронного огустка в тормозящей фазе волны необходимо, чтобы кинематическое (обусловленное начальной расстройкой синхронизма) и динамическое (обусловленное воздействием переменного поля) фазовые смещения электронов относительно волны

энергетических уровней Ландау. Следствием неизохронности является несовпадение между собой частот, на которых происходят элементарные акты индуцированного излучения и поглощения фотонов. Поэтому при достаточно большой неоднородности спектра силы, действующей на электроны, (при достаточно большой длительности их взаимодействия с высокочастотным полем) и при соответствующем знаке производной от интенсивности спектра (при соответствующей расстройке синхронизма) — (1.13), (2.5) — можно добиться того, что индуцированное излучение будет преобладать над индуцированным поглощением [10].

были порядка π : $\delta Z_k \sim \nu \omega Z_k \sim \pi$. При этом изменение энергии электрона согласно (1.5) равно $\omega \sim \alpha a Z_k$. Отсюда получаем оценку оптимальных напряженности поля

$$\alpha a \sim \pi / \nu Z_k^2 \quad (1.12)$$

и расстройки синхронизма

$$\delta \sim \pi Z_k^{-1}, \quad (1.13)$$

а также КПД

$$\eta \sim \frac{\beta_{\parallel 0}^2}{1 - \gamma_0^{-1}} \frac{\pi}{\nu Z_k} \quad (1.14a)$$

или, с учетом (1.12),

$$\eta \sim \frac{\beta_{\parallel 0}^2}{1 - \gamma_0^{-1}} \sqrt{\frac{\pi \alpha a}{\nu}} \quad (1.14b)$$

Следует иметь в виду, что соотношения (1.12) – (1.14) пригодны не только для случая малых изменений энергий электронов, но и для отыскания режимов, в которых электроны отдают высокочастотному полю значительную часть своей энергии. А именно, если положить $\eta \sim 1$ (и учесть, что при любых энергиях электронов $(\beta_{\parallel 0}^2 / (1 - \gamma_0^{-1})) \sim 1$), то для соответствующих оптимальных параметров получаем оценку (ср. с [3, 4, 11])

$$Z_{k, \text{opt}} \sim \pi \nu^{-1}, \quad (\alpha a)_{\text{opt}} \sim (\nu / \pi), \quad \delta_{\text{opt}} \sim \nu. \quad (1.15)$$

Хотя при условиях (1.15) в убитронах, скаттронах и МШР наряду с инерционной существенно и соизмеримая с ней по эффективности силовая группировка электронов [3, 4, 10] да и сама инерционная группировка в этих приборах и в приборах типа [8, 11] уже не описывается универсальными уравнениями (1.5), (1.6), однако движение электронов остается качественно таким же, как предполагалось при выводе соотношений (1.12) – (1.14).

Область применимости асимптотических уравнений. Из сопоставления (1.12) – (1.14) с (1.15) видно, что универ-

сальные уравнения (1.5), (1.6), описывающие режимы с $\eta \ll 1$, справедливы при

$$Z_k \gg \pi v^{-1} \quad (1.16a)$$

или, что то же самое, при

$$\omega \ll v/\pi \quad (1.16b)$$

Напомним, что при получении оценок (1.12) – (1.14), пригодных в области (1.16), было использовано предположение о высокой компактности группировки электронов. Если, в нарушение (1.12), при фиксированной продольной структуре высокочастотного поля увеличивать его амплитуду или при фиксированной амплитуде увеличивать длину пространства взаимодействия, то произойдет перегруппировка частиц, сопровождаемая падением КПД. Таким образом, соотношение (1.12) описывает связь между амплитудой Ω и протяженностью Z_k высокочастотного поля, обеспечивающую наиболее медленное спадание КПД при уменьшении Ω или увеличении Z_k .

2. Универсальные схемы генераторов и усилителей

Приборы, в которых могут быть использованы рассмотренные выше механизмы индуцированного излучения электронов, удобно разбить на следующие группы:

- а) генераторы с высокооборотными резонаторами,
- б) усилители попутной волны,
- в) генераторы встречной волны,
- г) секционированные усилители.

Правда, сразу же придется оговориться, что такая классификация очень условна и даже, строго говоря, неполна: любой усилитель можно превратить в автогенератор введением обратной связи – подав часть мощности с выхода на вход (в частности, отражением волн от нерегулярностей электродинамической системы), а любой генератор в регенеративном режиме может быть усилителем; к тому же переход от систем с нефиксированной структурой высокочастотного поля (генераторов и усилителей с попутными и встречными волнами) к генераторам с высокооборотными резонаторами может быть осу-

шестьлен непрерывным изменением параметров (подобный переход прослежен, например, в [12]).

Генераторы с высокодобротными резонаторами. Если резонатор обладает высокой добротностью $Q \gg 2\pi \frac{L}{\lambda} \frac{c}{v_{гр}}$ (L — протяженность резонатора, $v_{гр}$ — групповая скорость волн образующих поле рабочей моды), то структуру высокочастотного поля в нем можно считать фиксированной, не изменяющейся при введении электронного потока. Амплитуду поля в режиме стационарной генерации удобно определить из уравнения баланса между мощностью, вносимой в резонатор электронным потоком, и мощностью, выводимой из резонатора высокочастотным полем (вывод в нагрузку, омические и прочие потери)

$$\frac{I_0}{e} mc^2 (\gamma_0 - 1) \eta = \frac{\omega W}{Q}, \quad (2.1)$$

где I_0 — ток пучка, $W = \frac{\epsilon}{8\pi} \int_V |\vec{E}|^2 dV$ — энергия, запасенная в объеме резонатора

В резонаторе с фиксированной структурой высокочастотного поля $a = a_0 f(Z)$, где $f(Z)$ — действительная функция (для определенности считаем $f(Z)_{max} = 1$), уравнения движения электронов (1.5), (1.6) удобно заменой переменных

$$u = (|v|/a_0 \alpha)^{1/2} w, \quad \vartheta = \theta \operatorname{sgn} v, \\ \zeta = (a_0 \alpha |v|)^{1/2} Z, \quad \Delta = (a_0 \alpha |v|)^{-1/2} \delta \operatorname{sgn} v$$

свести к уравнениям (ср. с (B.3)), содержащим только две независимые функции $F(\zeta) = f(Z)$ и $\Delta(\zeta)$

$$\frac{du}{d\zeta} = \operatorname{Re} \{ F(\zeta) e^{i\vartheta} \}, \quad \frac{d\vartheta}{d\zeta} = u - \Delta \quad (2.3)$$

с граничными условиями $u(0) = 0$, $\vartheta(0) = \vartheta_0$. КПД генератора равен (ср. с (1.146))

$$\eta = \frac{\beta_{\parallel 0}^2}{1 - \gamma_0^{-1}} \sqrt{\frac{a_0 x}{|\nu|}} \hat{\eta}, \quad \hat{\eta} = \langle u(\zeta_k) \rangle. \quad (2.4)$$

В режиме малого сигнала ($a_0 \rightarrow 0$), представляя в (2.3), (2.4) переменную расстройку как $\Delta = \Delta_0 + \tilde{\Delta}(\zeta)$, имеем

$$\hat{\eta}_{\text{лин}} = -\frac{1}{4} \frac{d\varphi}{d\Delta_0}, \quad (2.5)$$

$$\text{где } \varphi(\Delta_0) = \left| \int_0^{\infty} F(\zeta) \exp i(\Delta_0 \zeta + \int_0^{\zeta} \tilde{\Delta} d\zeta) d\zeta \right|^2$$

— интенсивность спектра высокочастотной силы, действующей на электрон при пролете через резонатор.

Согласно (2.5) "линейный" КПД $\eta_{\text{лин}}$, пропорциональный активной составляющей восприимчивости электронного потока по отношению к слабому полю, представляет собой нечетную функцию расстройки Δ (рис.1). Подстановкой (2.5) в (2.1) находим стартовый ток генератора

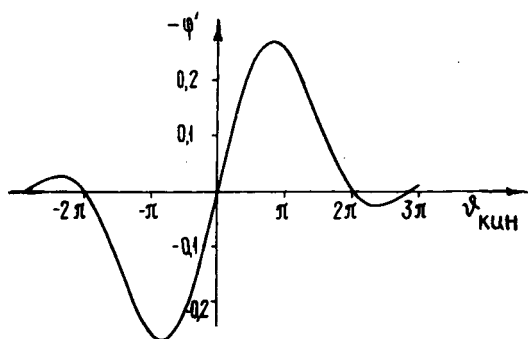
$$I_{\text{ст}} = \frac{mc^3}{e} \frac{\gamma_0 \beta_{\parallel 0}^4}{\pi x^2 |\nu|} \cdot \frac{S}{QKL^3_{\text{эф}} \beta_{\phi}^3} \times \left| \frac{d\varphi(\Delta_0, \zeta_{\text{эф}})}{d(\Delta_0, \zeta_{\text{эф}})} \right|^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} f^2 dZ, \quad (2.6)$$

где S — сечение электродинамической системы, $L_{\text{эф}}$ — ее эффективная длина.

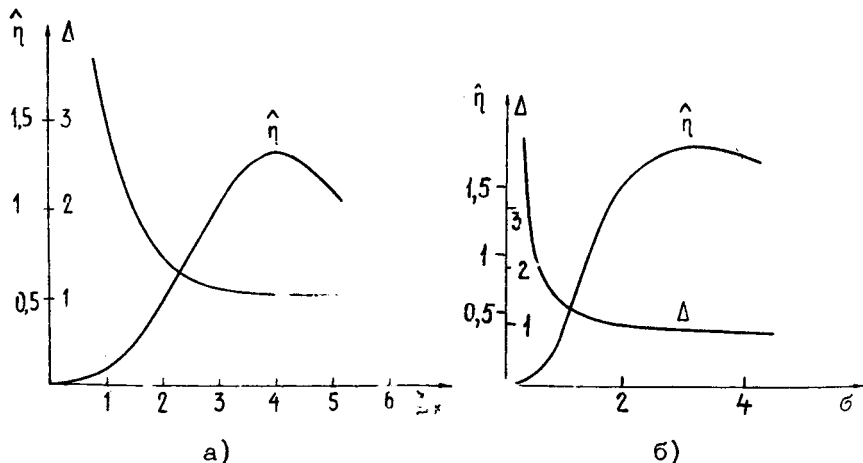
Для нелинейного режима КПД обычно определяется численным интегрированием уравнений (2.2). В частности, для генераторов, в которых продольное распределение поля описывается: а) функцией $F(\zeta) = 1$ на отрезке $[0, \zeta_k]$ и б) функцией $F(\zeta) = e^{-\zeta^2/\sigma^2}$, зависимость приведенного

КПД, максимизированного по расстройке $\Delta = \Delta_0$, от ζ_k и σ изображена на рис.2*). Отношение оптимального

*) В соответствующем графике работы [13] неверно указан масштаб по осям координат.



Р и с. 1. Приведенная активная составляющая восприимчивости электронного потока по отношению к высокочастотному полю резонатора как функция расстройки синхронизма (случай $F(\zeta) = 1$, $\nu_{кин} = \Delta_0 \zeta_k$).



Р и с. 2. Максимизированный приведенный КПД $\hat{\eta}$ и оптимальная расстройка Δ синхронизма как функции длины пространства взаимодействия для генераторов с однородным (а) и гауссовым (б) продольным распределением высокочастотного поля.

рабочего тока к стартовому, минимизированному по расстройке Δ_0 , равно соответственно $I/I_{st} = 3$ и $I/I_{st} = 7,4$. Функцией (а) может быть аппроксимировано поле попутной волны в двухзеркальном резонаторе, когда поступательная скорость электронов перпендикулярна поверхности зеркал (табл. 1), при этом $\beta_\varphi \sim 1$. Функцией (б) может быть аппроксимировано поле основной моды в резонаторах оротрона (ГДИ) [14, 15], гиротрона (в частности, релятивистского — см. рис. 3 в [3]) и им подобных генераторов, где высокочастотное поле может быть представлено в виде набора плоских однородных волн, распространяющихся перпендикулярно движению электронов ($\beta_\varphi \gg 1$).

Усилитель попутной волны. Если электронный поток взаимодействует с электромагнитной волной, направление групповой скорости которой совпадает с направлением движения электронов (условие конвективной неустойчивости), амплитуда волны определяется уравнением

$$\frac{da}{dZ} = \alpha \frac{\omega_b^2 \beta_{\parallel 0} \beta_\varphi}{\omega^2} \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0, \quad (2.7)$$

где $\omega_b = (4\pi e^2 n / m \gamma_0)^{1/2}$ — плазменная частота, n — средняя по сечению концентрация электронов. Заменой переменных

$$\zeta = ZC, \quad \Delta = -(\delta/C) \operatorname{sgn} v,$$

$$\vartheta = \theta \operatorname{sgn} v + \int \Delta d\zeta,$$

$$F = \frac{|v|\alpha}{C^2} e^{-i\int \Delta d\zeta} \begin{cases} a(v > 0) \\ a^*(v < 0) \end{cases},$$

где $C = (|v|\alpha^2 \omega_b^2 \beta_{\parallel 0} \beta_\varphi / 2\omega^2)^{1/3}$ — обобщенный параметр Ширса, система уравнений (1.5), (1.6), (2.7) сводится к известным уравнениям черенковской ЛБВ [1,8] без учета поля пространственного заряда

$$\frac{dF}{dz} + i\Delta F = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\vartheta} d\vartheta_0 ,$$

$$\frac{d^2\vartheta}{dz^2} = \operatorname{Re}(F e^{i\vartheta})$$

с граничными условиями для пучка

$$\vartheta(0) = \vartheta_0 , \quad \left. \frac{d\vartheta}{dz} \right|_{z=0} = 0 \quad (2.10)$$

и для волны

$$F(0) = F_0 . \quad (2.11)$$

В режиме малого сигнала линеаризуя уравнения (2.9) и представляя при $\tilde{\Delta} = 0$ их решение в виде $e^{-i\chi z}$, получим дисперсионное уравнение

$$\chi^2(\chi - \Delta) + 1 = 0 , \quad (2.12)$$

согласно которому максимум приведенного инкремента волны достигается при $\Delta = 0$ и равен $\operatorname{Im} \chi = \sqrt{3}/2$; соответственно

$$\operatorname{Im} \kappa = \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{\omega}{v_{\parallel 0}} c . \quad (2.13)$$

КПД усилителя пропорционален отношению параметра Пирса к параметру неизохронности

$$\eta = \frac{\beta_{\parallel 0}^2}{1 - \gamma_0^{-1}} \frac{c}{|v|} \hat{\eta} , \quad \hat{\eta} = \left\langle \left. \frac{d\vartheta}{dz} \right|_{z=z_k} \right\rangle . \quad (2.14)$$

Максимум приведенного КПД $\hat{\eta}$, найденный интегрированием нелинейных уравнений (2.9), $\hat{\eta}_{\max} = 2,56$ достигается при $\Delta = 1,78$ [1] (в теории пучково-плазменных неустойчивостей насыщение амплитуды высокочастотного сигнала

объясняется захватом электронов волной [16]). При сопоставлении (2.14) с оценочным соотношением (1.14а) следует под характерным масштабом Z_k подразумевать расстояние, на котором поле волны (в линейном режиме) возрастает в e раз: $Z_k \sim C^{-1}$.

Генератор встречной волны. Если электронный пучок взаимодействует с электромагнитной волной, групповая скорость которой противоположна движению электронов (условие абсолютной неустойчивости), то уравнения (2.9) заменяются на

$$\frac{d^2 \vartheta}{d\zeta^2} = \operatorname{Re} (F e^{i\vartheta}), \quad \frac{dF}{d\zeta} + i\Delta F = -\frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\vartheta} d\vartheta_0. \quad (2.15)$$

Граничные условия для электронов в этом случае совпадают с (2.10), условие же на амплитуду волны задается на коллекторном конце системы ζ_k

$$F(\zeta_k) = 0. \quad (2.16)$$

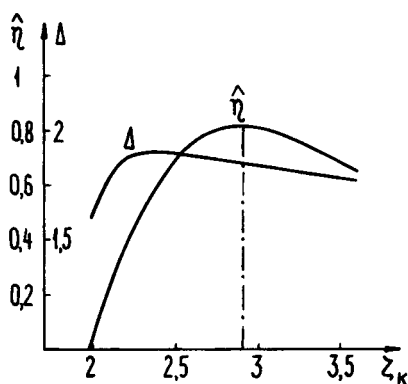
В линейном приближении при $\tilde{\Delta} = 0$ из дисперсионного уравнения $\chi^2(\chi - \Delta) - 1 = 0$, дополненного граничными условиями (2.10) и (2.16), можно найти условия возникновения автоколебаний в виде $\zeta_k = 1,98$, $\Delta = 1,6$ [17]. Соответственно для стартового тока имеем:

$$I_{st} = 0,2 \frac{mc^3}{e} \frac{\gamma_0 \beta_{\parallel 0}^3}{x^2 |\nu|} \cdot \frac{S\lambda}{L^3 \beta_\varphi}, \quad (2.17)$$

где $\lambda = 2\pi c/\omega$.

КПД генератора встречной волны (в частности, ЛОВ) определяется тем же уравнением (2.14), что и для усилителя попутной волны. Зависимость приведенного КПД от превышения тока над стартовым значением, найденная в [18] путем решения нелинейной краевой задачи (2.15), (2.10), (2.16), изображена на рис.3. Однако стационарный режим одночастотной генерации реализуется лишь при $I/I_{st} < 3,2$.

Если же это условие нарушено (спадающий участок на рис.3), стационарный режим неустойчив и амплитуда выходного сигнала генератора вследствие автомодуляции меняется во времени периодически или даже стохастически [19].



Р и с. 3. Приведенный КПД $\hat{\eta}$ и расстройка синхронизма Δ в зависимости от приведенной длины ζ_k генератора встречной волны. Вертикальная пунктирная линия — граница области одночастотной стационарной генерации.

Секционированные усилители. В усилителе такого (клистронного) типа электронный поток, промодулированный высокочастотным полем во входном резонаторе или волноводе, поступает в свободную от высокочастотных полей трубку дрейфа, где происходит его группировка, а затем в виде периодической последовательности сгустков влетает в выходную секцию, где возбуждает поле относительно большой амплитуды. (структуры полей изображены в табл.1 обзора [11]). Принципиальным ограничением КПД в такого рода усилителе является только конечная (неидеальная) компактность электронных сгустков (последовательности сгустков соответствует 100%-й КПД, которого можно достичь разными способами, в частности, путем торможения электронов сколь угодно слабой волной с переменной фазовой скоростью на достаточно большой длине).

Если модуляция электронного потока во входном резона-

торе осуществляется полем малой амплитуды $F_{\text{мод}}$ на от - носительно коротком участке $\zeta_{\text{мод}}$, а длина трубки дрейфа $\zeta_{\text{др}}$ достаточно велика, то у электронов, влетающих в вы - ходную секцию, энергию можно считать невозмущенной

$$u(0) = 0 \quad , \quad (2.18)$$

а их распределение по фазам можно описывать функцией

$$\psi(0) = \psi_0 + \psi_{\text{вЛ}} - X \sin \psi_0 \quad , \quad (2.19)$$

где $\psi_{\text{вЛ}}$ - фаза влета центра электронного сгустка в вы - ходную секцию, $X = F_{\text{мод}} \cdot \zeta_{\text{мод}} \zeta_{\text{др}}$ - так называемый па - раметр группировки *).

Соотношения (2.18), (2.19) применимы к усилителям как с резонаторной (клистрон с распределенным взаимодей - ствием - КРВ), так и с волноводной (тристрон) выходной секцией. Соответственно, для описания процессов в этой сек - ции следует использовать либо уравнения (2.3), либо урав - нения (2.9) с нормировкой (2.2) или (2.8); нормировка, принятая для выходной секции, распространяется на модули - рующую секцию и трубку дрейфа и, соответственно, на усло - вия (2.18), (2.19).

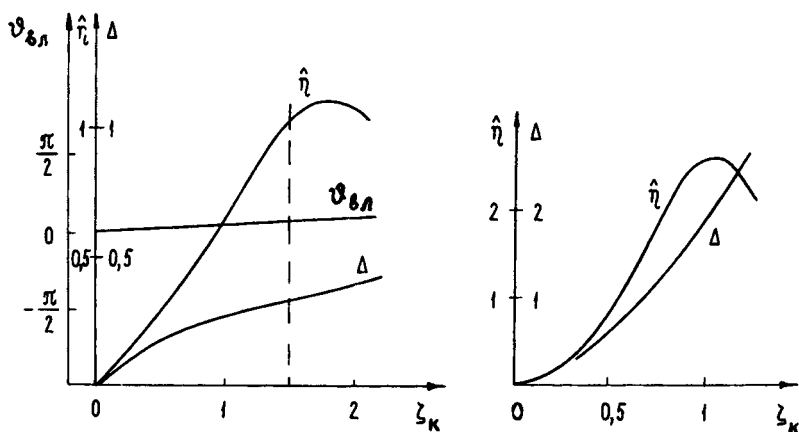
Оптимальный параметр группировки имеет для исследуе - мых моделей ту же величину $X = 1,84$, что и для двухза - зорного клистрона [9].

В КРВ поле в выходном резонаторе определяется из урав - нения баланса мощностей (2.1). Интегрирование уравнений (2.3) при $\tilde{\Delta} = 0$ с граничными условиями (2.18), (2.19) для резонатора с продольной структурой поля $F(\zeta) = 1$ приводит к результатам, представленным на рис.4.

В тристроне поле электромагнитной волны в выходной секции, которая представляет собой согласованный на концах волновод, определяется уравнениями (2.9). Результаты ин - тегрирования этих уравнений при $\tilde{\Delta} = 0$ с граничными

*) Следует заметить, что при однозазорной модуляции пуч - ка распределение электронов по фазам при влете в вы - ходную секцию может быть описано соотношением: (2.19) и в тех случаях, когда электроны в пространстве дрей - фа движутся под действием неоднородных статических полей (см. напр. [20, 21]).

условиями (2.11), (2.18), (2.19) изображены на рис.5.



Р и с. 4. Максимизированный приведенный КПД $\hat{\eta}$, оптимальная расстройка синхронизма Δ и оптимальная фаза влета электронного пучка в выходной резонатор $\psi_{\delta\lambda}$ как функции приведенной длины резонатора ζ_k для КРВ с одноазорным группирователем. Вертикальная пунктирная линия — граница области самовозбуждения колебаний в выходной секции.

Р и с. 5. Максимизированный приведенный КПД $\hat{\eta}$ и оптимальная расстройка синхронизма Δ как функции приведенной длины ζ_k для твис-трона с одноазорным группирователем.

Общее замечание об оптимизации электродинамических систем и структур фокусирующих статических полей. Подбором конфигураций систем, а также подбором продольной неоднородности фокусирующих статических полей можно, вообще говоря, в довольно широких пределах варьировать структуру высокочастотного поля — функцию $F(\zeta)$ — и расстройку синхронизма $\Delta(\zeta)$. В частности, может быть решена задача синхронизации профиля резонатора с целью реализации заданной — благоприятной для получения высокого КПД — структуры высо-

кочастотного поля (см., например, [22-24, 10]).

3. "Лазеры на свободных электронах"

Согласно формуле (1.1) вследствие эффекта Доплера частота излучения ультрарелятивистской ($\gamma_0 \gg 1$) частицы может более чем в γ_0^2 раз превышать частоту ее осцилляций Ω , если фазовая скорость излучаемой волны близка к скорости света: $|1 - \beta_{\phi}| \approx \gamma_0^{-2}$, а осцилляторная скорость частицы не слишком велика: $\beta_{\perp} \approx \gamma_0^{-1}$.

В этом эффекте преобразования частоты, который, очевидно, может иметь место во всех электронных приборах, использующих излучение потоков релятивистских осцилляторов (в том числе изображенных на рис. 1), и состоит восходящая к работе В.Л. Гинзбурга [25] идея "лазера на свободных электронах" (ЛСЭ) [26-31, 13].

Работа МЦР, убитрона и скаттрона в режиме преобразования частоты уже обсуждалась в обзорах [3, 4]. Представляется интересным провести сравнительный анализ этих разновидностей ЛСЭ, дополнив рассмотрение флимавроном (от английских слов *flicker* - мерцать и *image* - изображение) - ЛСЭ, основанным на излучении "мигающего" диполя, образованного прямолинейно движущимся электроном и его изображением в гофрированной металлической поверхности (табл. 1) [30, 13].

В режиме преобразования частоты универсальное для приборов с инерционной группировкой соотношение (1.14 а) удобно переписать в виде [31]

$$\eta \sim \frac{1}{N\Gamma|\nu|}, \quad (3.1)$$

где $\Gamma = \frac{\omega}{\Omega} = \left(1 - \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\phi}}\right)^{-1}$ - частотный выигрыш, $2\pi N = \frac{\Omega L}{v_{\parallel 0}}$ - число осцилляций электрона в пространстве

*) От традиционных черенковских приборов флимавроном отличается прежде всего тем, что длина излучаемой волны в нем существенно меньше периода гофра.

взаимодействия, определяющее ширину полосы отрицательной реабсорбции (см. рис. 1)

$$\Delta\omega/\omega \sim N^{-1} . \quad (3.2)$$

Когда выигрыш по частоте порядка максимального значения $\Gamma \sim \gamma_0^2$, в приборах с продольной группировкой электронов (убитрон, скаттрон, флиматрон) вследствие достаточно большой величины параметра неизохронности $|\nu| \sim \gamma_0^{-2}$ в резонансных условиях $N \gg 1$ КПД сравнительно невелик [29, 28, 13] :

$$\eta \sim N^{-1} . \quad (3.3)$$

Иначе обстоит дело в МЦР, где в режимах, близких к авторезонансу ($|1 - \beta_\phi| \ll \gamma_0^{-2}$), имеет место взаимная компенсация продольной и фазовой группировок и параметр неизохронности может быть сколь угодно мал

$|\nu| \ll \gamma_0^{-2}$. В результате в МЦР большое преобразование частоты оказывается совместным с высоким КПД [3]. Однако реализация режимов с $\eta \sim 1$ требует достаточно высоких плотностей токов. Поэтому и для МЦР в коротковолновом диапазоне значительный практический интерес (по крайней мере в настоящее время) представляют режимы, в которых параметр неизохронности $|\nu| \sim \gamma_0^{-2}$ и эффективность порядка N^{-1} .

Таким образом, результатов раздела 2 вполне достаточно для описания стационарного режима в ЛСЭ. Речь идет, естественно, об усилителях и генераторах с попутной волной (в том числе секционированных).

Остановимся подробнее на генераторных вариантах ЛСЭ. Считая, что электродинамическая система ЛСЭ представляет собой квазиоптический резонатор типа Фабри-Перо, выражение для стартового тока (2.6) преобразуем к виду

$$I_{st} = \frac{mc^3}{e} \frac{\gamma_0}{|\nu|\alpha^2} \cdot \frac{S}{\lambda^2} (1-R_1R_2) \frac{1}{N^3\Gamma^3} \cdot \frac{1}{2\pi^2 |d\varphi/dv_{кин}|}, \quad (3.4)$$

где R_1 и R_2 — коэффициенты отражения от зеркал, $v_{кин} = \Delta\zeta_k$

Следовательно, при заданной геометрии резонатора и длине волны стартовые токи ЛСЭ, основанных на различных механизмах индуцированного излучения, совпадают, если одинаковы параметры связи \mathcal{X} , неизохронности ν , а также число осцилляций электрона в пространстве взаимодействия N . Согласно (3.4), с ростом числа осцилляций стартовый ток падает обратно пропорционально N^3 . Однако такая зависимость справедлива лишь до тех пор, пока при заданном энергетическом разбросе электронов $\Delta\gamma_0$ разброс углов пролета $\Delta v_{кин}$ меньше 2π , что эквивалентно ограничению

$$N \lesssim \gamma_0 / \Delta\gamma_0 \quad (3.5)$$

— гидродинамическая стадия взаимодействия или, по лазерной терминологии, однородное уширение линии. При этом в полюсу отрицательной реабсорбции излучения (3.2) попадает $\sim \gamma^2$ мод резонатора, отличающихся друг от друга продольным индексом.

Если же длина системы велика настолько, что условие (3.5) нарушается (неоднородное уширение линии), то в выражении для стартового тока генератора (3.4) $\psi'(v_{кин})$ следует заменить на $\int f(\gamma_0) \psi'(v_{кин}) d\gamma_0$, где $f(\gamma_0)$ —

— нормированная на единицу функция распределения электронов по энергии. При достаточно большом разбросе, когда $\Delta v_{кин} \gg 2\pi$ (кинетическая стадия), как показал А.В. Сморгонский, интеграл легко вычисляется и, соответственно,

$$I_{st} = \frac{mc^3}{e} \frac{\gamma_0}{|\nu|\alpha^2} \frac{S(1-R_1R_2)}{\lambda^2} \frac{1}{N\Gamma^3} \left(\frac{df}{d\gamma_0} \right)^{-1}_{\text{synchtr}}$$

Таким образом, в кинетической стадии стартовый ток с ростом N также уменьшается, но лишь по закону $I_{st} \sim N^{-1}$, причем КПД существенно ниже, чем определяемый соотношением (3.3). Однако в некоторых случаях при ограниченной плотности тока может быть целесообразным создание ЛСЭ и с неоднородным уширением линии.

Несмотря на формальное сходство различных вариантов ЛСЭ, позволяющее построить для них универсальную теорию, по трудности реализации, а также по достижимой частоте они существенно отличаются друг от друга. Так, например, ввиду того, что в МЦР осцилляторная скорость сообщается частицам еще до входа в пространство взаимодействия, получить в МЦР заданную величину коэффициента связи проще, чем в убитроне. С другой стороны, вследствие уменьшения гиро-частоты с ростом энергии электронов ($\Omega = \frac{eH_0}{mc\gamma_0}$) в отношении проникновения в особо коротковолновые диапазоны МЦР уступает убитрону. В то же время по частотному диапазону с убитронами, по-видимому, в состоянии конкурировать флимароны, в которых период d металлической гофрированной поверхности может быть сделан существенно меньшим, чем период системы магнитов в убитроне. Однако, для того чтобы коэффициент связи был близок к приведенному в таблице 1, поперечный размер флимафона L_1 не должен превышать $\gamma_0^{-1}d$, тогда как допустимый поперечный размер в убитроне $L_1 \sim d$. Наиболее коротковолновым по своим потенциальным возможностям представляется скатрон. Так, если бы удалось сформировать релятивистский электронный поток, сочетающий в себе наибольшую из допустимых плотностей с достаточно малым энергетическим и угловым разбросом электронов, то, используя для накачки наиболее мощный из существующих лазеров, можно было бы рассчитывать на получение достаточно мощного когерентного рассеянного излучения в ультрафиолетовом и даже мягком рентгеновском диапазоне.

Л и т е р а т у р а

1. Вайнштейн Л.А. — Радиотехника и электроника, 1957, 2, №7, с.883.

2. Юлпатов В.К. - Изв.вузов. Радиофизика, 1967, 1С, №6, с.846.
3. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Нусинович Г.С. и др. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с. 157.
4. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И., Сморгонский А.В. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника, Горький, изд-во ИПФ АН СССР 1979, с. 217
5. Smith S. J., Purcell E. M., - Phys. Rev, 1953, 92, No. 4, p. 1069.
6. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. - ДАН СССР, 1962, 145, 6, с.1259; Давыдовский В.Я. - ЖЭТФ, 1962, 43, №3 (9), с.886.
7. Гапонов А.В. - ЖЭТФ, 1960, 39, №2 (8), с.326.
8. Вайнштейн Л.А., Солнцев В.А., Лекции по сверхвысоко - частотной электронике. М., "Сов.радио", 1973.
9. Шевчик В.Н., Трубецков Д.И. Аналитические методы расчета в электронике СВЧ, М., "Сов.радио", 1970.
10. Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. - Изв.вузов. Радиофизика, 1967, 10, № 9-10, с.1414.
11. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. - В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, изд-во ИПФ АН СССР, 1979, с.76
12. Братман В.Л., Моисеев М.А. - Изв.вузов. Радиофизика, 1975, 18, №7, с.1045.
13. Братман В.Л., Гинзбург Н.С., Петелин М.И. - Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, вып.4, с.207; ЖЭТФ, 1979, 76, с.830.
14. Русин Ф.С., Богомоллов Г.Д. - В сб.: Электроника больших мощностей, вып.5, М., изд-во АН СССР, 1968, с.38.
15. Шестопалов В.П. Дифракционная электроника, Харьков "Вища школа", 1976.
16. Онищенко И.Н., Линецкий А.Р., Файнберг Я.Б. и др. - ЖЭТФ, 1972, 63, №3, 874.
17. Johnson H. R. - Proc. IRE, 1955, 43, No4, p684.
18. Рапопорт Г.Н. - Радиотехника и электроника, 1964, 9, №3, с.483.
19. Гинзбург Н.С., Кузнецов С.П., Федосеева Т.И. - Изв. вузов. Радиофизика, 1978, 21, №7, с.1053.

20. Водопьянов Ф.А., Мурин Б.П., Труды радиотехнического института АН СССР, М., 1975, №22, с.20.
21. Винокуров Н.А., Скринский А.Н. Препринт ИЯФ СО АН СССР, №77-59, Новосибирск, 1977.
22. Бороденко В.Г., Малькова Н.Я., Негирев А.А. и др. - Электронная техника. Сер.1, Электроника СВЧ, 1972, №3, с.27.
23. Кураев А.А., Колосов И.С., Ковалев С.В. - Численные методы оптимизации в задачах электроники СВЧ, Минск, "Наука и техника", 1975.
24. Власов С.Н., Жислин Г.М., Орлова И.М. и др. - Изв. вузов. Радиофизика, 1969, 12, №8, с.1236.
25. Гинзбург В.Л. - Изв. АН СССР, сер.Физическая, 1947, 11, с.165.
26. Pantell R. H., Soncini G., Puthoff H. E. - IEEE, Quant. Electr, OE-4, 1968, No. 11, p. 905.
27. Granatstein V. L., Spangle P. - IEEE, Trans. MTT-25, 1977, No. 6, p. 545.
28. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. - Квантовая электроника, 1978, 5, №7, с.1543.
29. Алферов Д.Ф., Бессонов Е.Г. Препринт ФИАН, № 162, М., 1977.
30. Yariv A., Shih C. C. - Optics Commun, 1978, 24, No. 2, p. 233.
31. Bratman V. L., Ginzburg N. S., Petelin M. I. - Optics Commun, in print.

Институт прикладной
физики АН СССР

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

В.И.Белоусов, В.И.Зеленцов, М.М.Офицеров,
М.Д.Райзер, Л.Э.Цопп

Выбор методов экспериментального изучения релятивистских СВЧ генераторов, использующих в качестве инжекторов электронов сильноточные ускорители, определяется, главным образом, следующими типичными особенностями их работы:

- режим редко повторяющихся (однократных) импульсов делает желательным определять основные характеристики - мощность, частотно-угловой спектр электромагнитного излучения - в течение одного или нескольких импульсов;

- высокая мощность электромагнитного излучения ($10^7 - 10^9$ Вт) и сильные наводки от коммутирующих элементов ускорителя заставляют применять датчики с малой чувствительностью и широким динамическим диапазоном при величинах выходного сигнала порядка десятков вольт.

В большинстве случаев, вследствие большой пиковой мощности, излучение выводится из релятивистского СВЧ генератора волноводами, размеры которых существенно превосходят длину волны. В таком волноводе, кроме рабочей моды (часто со сложной структурой поля), могут присутствовать и паразитные моды с другими частотами и структурами полей. Анализ такого излучения приходится осуществлять комплексными методами.

Простейший и наиболее распространенный измерительный комплекс [1 - 6] (рис.1) состоит из подвижного приемного рупора, принимающего малую часть излучения, аттенюатора, волномера, абсолютного датчика мощности, соединенных меж-

ду собой одномодовыми волноводами, и регистрирующей аппаратуры (в простейшем случае — осциллограф). Предварительно перед измерениями производится калибровка (определение коэффициента передачи на рабочей частоте) всего волноводного тракта при помощи имитатора рабочего генератора (маломощного генератора и преобразователя мод, создающих на проектной частоте релятивистского генератора структуру поля излучения подобную ожидаемой) и чувствительного детектора, устанавливаемого на место абсолютного датчика мощности. Измерения в рабочем режиме сводятся к сравнению излучаемой структуры поля и частоты с соответствующими величинами в режиме калибровки. В случае обнаружения паразитных колебаний производятся дополнительные исследования. При такой схеме достаточно полный анализ излучения требует большого количества рабочих импульсов.



Р и с. 1. Простейшая схема диагностики мощных СВЧ импульсов.

1 — СВЧ генератор, 2 — излучатель, 3 — приемный рупор, 4 — волноводный тракт, 5 — калиброванный аттенюатор, 6 — волномер, 7 — абсолютный измеритель мощности, 8 — регистратор импульсов.

В ряде случаев целесообразно использование систем, позволяющих осуществить измерения тех или иных параметров (пространственной структуры, частотного спектра) в течение одного импульса параллельным способом с применением многоканальной регистрирующей аппаратуры и последующей обработкой на ЭВМ.

Перейдем к более подробному рассмотрению различных конкретных измерительных систем и их элементов.

1. Измерители мощности и энергии СВЧ импульсов

Учитывая специфику работ релятивистских СВЧ генераторов, для регистрации уровня СВЧ излучения целесообразно использовать либо малочувствительные быстродействующие датчики мощности с широким динамическим диапазоном и выходным сигналом порядка десятков вольт (для уверенной регистрации скоростным осциллографом), либо чувствительные тепловые датчики интегральной СВЧ энергии за импульс. Обычные кристаллические детекторы для измерений импульсной мощности малоприспособны, поскольку: 1) сильно изменяют чувствительность при перегрузках; 2) работают при слишком низком уровне входного сигнала и поэтому требуют чрезвычайно большого ослабления подводимой к ним мощности, что снижает точность измерений. Применение обычных калориметрических измерителей средней мощности возможно лишь в тех случаях, когда частота следования импульсов генератора превышает несколько герц [6].

В качестве датчиков СВЧ мощности и энергии в однократных импульсах могут быть использованы: вакуумные диоды, полупроводниковые детекторы на горячих носителях, калориметрические измерители энергии импульсов и др.

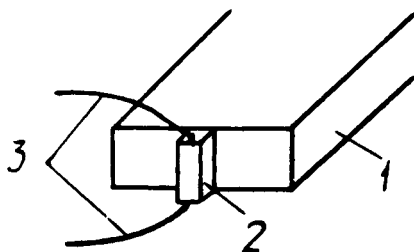
Вакуумный диод. Применение вакуумного диода в качестве СВЧ детектора возможно в диапазоне волн длиннее 10 см, где резонансные свойства диода незначительны. Для наиболее высокочастотных диодов, например, 6Д13Д, верхняя рабочая частота не превышает $2 + 3$ ГГц. Максимальная погрешность измерения мощности детекторного преобразователя на вакуумном диоде составляет обычно 15% - 20% [7].

Вакуумный СВЧ диод использовался в [4] в качестве датчика мощности релятивистского СВЧ генератора в диапазоне волн 10 см. Быстродействие такого датчика было около 1,0 нс, величина выходного сигнала - до 200 В в режиме линейного детектирования.

Полупроводниковые детекторы на горячих носителях. В относительно коротковолновых диапазонах (вплоть до долей миллиметра [8]) в качестве измерителей мощности применяют детекторы, использующие эффект объемного детектирования СВЧ сигнала в полупроводнике [9]. Суть явления заключается в том, что в полупроводнике, помещенном в сильное высокочастотное электрическое поле, увеличивается средняя тепловая скорость носителей тока (электронов или дырок) [10, 11].

Это приводит к уменьшению их подвижности, а следовательно к снижению проводимости полупроводника. Чтобы измерить перепад сопротивления $\Delta R(P)$ полупроводникового кристалла, через него пропускают электрический ток I_0 от внешнего источника и с помощью скоростного осциллографа регистрируют изменение напряжения $\Delta U = I_0 \Delta R(P)$ на контактах кристалла. Быстродействие такого измерителя определяется временем инерции носителей тока (в германии при температуре жидкого азота время инерции носителей составляет 10^{-10} с [9]) и параметрами внешней измерительной цепи.

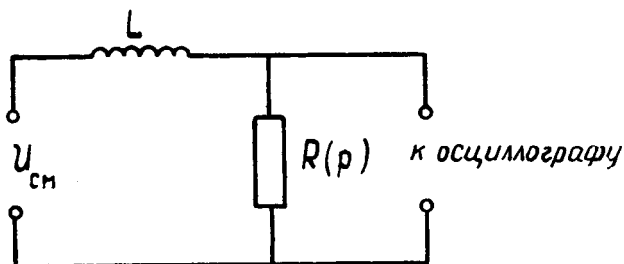
На основе эффекта объемного детектирования разработаны приемники излучения в диапазонах сантиметровых [12] и миллиметровых [3] волн. Детектором в таком приемнике служит пластинка германия p -типа с удельным сопротивлением $\rho \sim 20$ Ом·см, расположенная на конце волновода (рис.2), помещаемого в дюзар с жидким азотом. Все устройство заключается в металлический экранирующий кожух. Электрический ток I_0 в кристалле создается источником напряжения смещения $U_{см}$, развязанным от сопротивления пластины $R(P)$ индуктивностью L (рис.3). Величина индуктивности выбирается такой, чтобы за время СВЧ импульса ток $I_0 = U_{см} / R(0)$ оставался неизменным.



Р и с. 2. Датчик мощности, основанный на объемном детектировании СВЧ сигнала в полупроводнике. 1 - волновод, 2 - пластинка германия, 3 - вывод видеоимпульса.

Величина тока смещения, от которой зависит выходной сигнал детектора, ограничена джоулевыми потерями в пластине германия; последние зависят от длительности приложенного напряжения смещения, энергии СВЧ импульса, объема пластины германия, конструкции крепления пластины и не

должны превышать $0,8 \text{ Дж/см}^3$. Для увеличения чувствительности датчиков применяется импульсное напряжение смещения, синхронизируемое сигналом с сильноточного ускорителя.



Р и с. 3. Схема питания германиевого детектора.

Для калибровки приемника [12] используются импульсы микросекундной длительности от магнетронного генератора. Вольтваттная характеристика приемника в диапазоне $50 \text{ Вт} + 5 \text{ кВт}$ имеет линейный характер. Величина сигнала с приемника достигает десятков вольт, что позволяет регистрировать сигнал, подавая его непосредственно на пластины скоростного осциллографа. Быстродействие приемника определяется, в основном, параметрами внешней цепи и составляет около 1 нс .

Описанные приемники СВЧ излучения могут быть согласованы с электродинамическим трактом в полосе частот $20-30\%$, выдерживают значительные перегрузки от однократных импульсов СВЧ (мощностью до нескольких мегаватт при длительности десятки наносекунд) и сохраняют свои параметры при длительной эксплуатации.

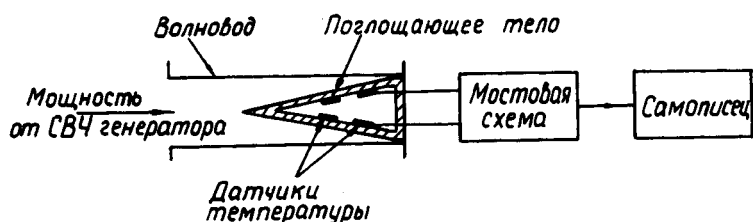
Тепловые измерители энергии импульса СВЧ. Тепловые измерители (калориметры), применяемые для определения интегральной энергии W СВЧ импульса (рис.4), основаны на измерении приращения температуры ΔT рабочего тела калориметра при поглощении энергии

$$W_{\Pi} = cm \Delta T \quad (1.1)$$

Здесь c, m — удельная теплоемкость и масса рабочего тела. Измерение приращения температуры может осуществляться термисторами, болометрами, термопарами, пироэлектрическими датчиками и др.

Чувствительность калориметра будет, очевидно, наиболее

шей при максимальной поглощающей способности W_n/W и минимальной массе рабочего тела (1.1.). Однако геометрические размеры последнего, во избежание импульсного поверхностного СВЧ пробоя, при увеличении мощности генератора приходится увеличивать. У рабочего тела с большой поглощающей поверхностью время остывания вследствие конвекции и излучения может оказаться меньше времени выравнивания в нем температуры; поэтому измерение энергии мощных коротких импульсов приходится проводить в неустановившемся режиме, размещая большое количество датчиков температуры равномерно по всей поверхности поглотителя.



Р и с. 4. Схема калориметрического измерения интегральной энергии СВЧ импульса.

Пример создания высокочувствительного калориметрического измерителя СВЧ энергии описан в работе [13], где в качестве рабочего тела калориметра применена пирамида из тонких графитовых пластин (толщина пластины 0,25 мм). Пирамида хорошо поглощает электромагнитное излучение в диапазоне волн длиной от сантиметров до микронов. Масса пирамиды была довольно маленькой (5,2г) при следующих размерах: сторона квадратного основания - 4,5 см; высота пирамиды - 15,2 см. Измерение температуры производилось четырьмя последовательно соединенными термисторами. Все четыре термистора составляют одно плечо моста Уитстона. При обычных измерениях выходной сигнал моста регистрируется непосредственно самописцем. При измерениях малых энергий сигнал с моста может усиливаться усилителем постоянного тока с малым дрейфом нуля.

Калориметр имеет динамический диапазон от 8 мДж до

34 Дж и чувствительность 0,05 В/Дж. Время установления температуры порядка 10 с. Для того, чтобы не было конвективного охлаждения рабочего тела, пирамида помещается в вакуумированный объем с давлением $P = 3 \cdot 10^{-4}$ мм.рт.столба. В этом случае сигнал сохраняется почти постоянным в течение 100 с. Время остывания рабочего тела можно регулировать при помощи изменения давления в приборе.

Калориметр был использован для экспериментов по определению интегральной по спектру энергии, излучаемой релятивистским СВЧ генератором. Общая мощность генератора была около 15 МВт при длительности импульса 10 нс.

В работах [5, 14] для определения энергии высокочастотного импульса в диапазоне сантиметровых волн использовался болометрический измеритель. Болометром служила тонкая никелевая пленка толщиной порядка толщины скин-слоя на частоте 10 ГГц, установленная в стандартном прямоугольном волноводе сечением 23×10 мм. Пленка одновременно являлась поглотителем СВЧ энергии и с целью наилучшего согласования располагалась в тракте под углом к падающей волне. Измерение сопротивления никелевой пленки регистрировалось при помощи измерительного моста. Калориметрический измеритель калибровался двумя методами: от разряда емкости и от магнетронного генератора в заданном частотном диапазоне. Такой калориметр надежно работал при энергии СВЧ импульсов до 0,2 Дж, быстродействие составляло 50 нс.

Наибольшей чувствительностью среди тепловых приемников излучения обладают пироэлектрические датчики, температурная чувствительность которых на 5-6 порядков выше, чем у обычных термопар. Физической основой работы пироэлектрических детекторов является резкая температурная зависимость величины спонтанной поляризации, присущей пироэлектрическим кристаллам. При изменении температуры кристалла на контактах пироэлектрического детектора возникает разность потенциалов вследствие изменения электрической индукции в кристалле, обусловленного в общем случае как изменением тепловой энергии решетки (первичный пироэлектрический эффект), так и тепловым расширением кристалла и пьезоэлектрическим эффектом (вторичный пироэлектрический эффект).

Пироэлектрические приемники излучения для измерений импульсной мощности и энергии чаще всего используются в инфракрасном диапазоне волн [15]. Однако такие приемники, как

и все тепловые, не обладают избирательностью, их частотная характеристика определяется только свойствами поглощающего слоя, поэтому при согласовании таких приемников с высокочастотным электродинамическим трактом они могут быть использованы в качестве датчиков мощности и энергии в субмиллиметровом [8], миллиметровом и сантиметровом диапазонах [16]. Тонкопленочные пироэлектрические приемники могут обладать высоким быстродействием до 10^{-7} с, а при увеличении температуры приемника до значений, превышающих температуру Кюри, — до 10^{-9} с [17].

Другие возможности измерения мощности и энергии импульса СВЧ. Кроме перечисленных, представляется целесообразным указать и некоторые другие, редко использующиеся или пока не применявшиеся в релятивистской СВЧ электронике, но перспективные методы измерения импульсной высокочастотной мощности: а) с помощью газоразрядного индикатора [18], б) с помощью датчиков Холла [7, 19], в) по отражению электронов от высокочастотного потенциального барьера [20].

2. Измерение спектрального состава одиночного радиоимпульса

В экспериментах с релятивистскими СВЧ генераторами для анализа спектров излучения наибольшее распространение получили четыре основных метода: отсечки, дисперсионный (оба с использованием волноводов), резонансный и гетеродинный. Первые три метода обычно применяются для сравнительно грубого определения спектра в широком диапазоне частот. Гетеродинный метод используется для более тщательного изучения деталей высокочастотного сигнала в узком частотном интервале.

Метод отсечки. Метод основан на свойстве одномодового волновода пропускать только частоты, превышающие критическую; последняя определяется поперечными геометрическими размерами волновода. Анализ спектра обычно осуществляется набором нагруженных на детекторы волноводов с разными критическими частотами; частота сигнала будет, очевидно, близка к наименьшей из критических частот тех волноводов, через которые он прошел.

Коэффициент передачи сигнала через волновод представляет собой довольно сложную функцию частоты, близкую к единице на частотах, существенно превышающих критическую, спадающую с осцилляциями (проявление резонансных явлений) при приближении частоты к критической и быстро стремящуюся к нулю на предельных частотах. Характерный частотный масштаб этой функции определяет оптимальный разнос критических частот в наборе волноводов, используемых для анализа спектра, и, соответственно, предельную разрешающую способность метода.

Метод предельных волноводов использовался в работе [3] для грубого определения частоты генератора в 8-миллиметровом диапазоне волн.

Метод дисперсионной линии. Данный метод использует то обстоятельство, что групповая скорость v_{gp} волн в волноводе является функцией частоты

$$v_{gp} = c \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_k}{\omega}\right)^2}, \quad (2.1)$$

здесь ω_k - критическая частота волновода, c - скорость света.

Можно считать, что групповая скорость в полосе частот $\Delta\omega \sim \pi/\tau$, занятой импульсом длительностью τ , постоянна и дисперсионная линия длиной L не искажает его форму, если выполнено условие [21, 22]:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{dv_{gp}/d\omega}{v_{gp}^2} (\Delta\omega)^2 L \ll 1. \quad (2.2)$$

В этом случае частоту заполнения можно определить по времени пробега радиоимпульса по волноводу, решая уравнение

$T = \frac{L}{v_{gp}}$; $\omega = \omega_k / \sqrt{1 - \left(\frac{L}{c\tau}\right)^2}$. Частотный диапазон измерений ограничен сверху появлением высших типов волн и для одномодовых волноводов может достигать октавы.

В результате нелинейной зависимости групповой скорости радиоимпульса от частоты (2.1.) разрешающая способность анализатора $\Delta\omega = \Delta t v_{gp}^2 / L \frac{dv_{gp}}{d\omega}$ также является функцией частоты

$$\Delta\omega = \frac{c\Delta t}{L} \frac{\omega^3}{\omega_k} \left[1 - \left(\frac{\omega_k}{\omega}\right)^2\right]^{3/2};$$

здесь Δt — временное разрешение прибора, применяемого для измерения времени пробега импульса по дисперсионной линии. При приближении частоты ω к критической разрезающая способность растет, но лишь до тех пор, пока не нарушится условие (2.2.), гарантирующее сохранение формы импульса. Поэтому максимальная разрешающая способность анализатора в рабочем диапазоне частот определяется минимальной частотой, при которой еще справедливо условие (2.2.), и разрешением временного анализатора.

В работах [23–26] СВЧ сигнал в частотном диапазоне около 10 Гц с выхода длинного волновода (335 м) подавался через широкополосный детектор на осциллограф. Точность определения времени пробега по осциллограммам зависела от длительности фронта импульса, и для импульсов длительностью 25 нс с фронтом 10 нс составляла 2%.

В работе [27] время пробега по дисперсионной линии измерялось время-амплитудным конвертором [28], с последующим выходом на амплитудный анализатор импульсов АИ-4096. Длина дисперсионной линии 88 м, диапазон измеряемых частот 2,1 – 4,4 ГГц. Временное разрешение конвертора — 20 пс, динамический диапазон измерений 80 нс. Точность измерений на частоте 4,0 ГГц составляла 10^{-4} .

Заметим, что при достаточной длине дисперсионной линии непостоянство групповой скорости в интервале частот, который занят радиоимпульсом, должно привести к его расплыванию, а при условии

$$\frac{1}{2} \frac{dv_{гп}/d\omega}{v_{гп}^2} (\Delta\omega)^2 L \gg 1 \quad (2.3)$$

разные спектральные составляющие придут к концу волновода в разное время, и, таким образом, оказывается автоматически осуществленным частотный Фурье-анализ импульса [21,22]. Чтобы анализ был линейным (время прихода спектральных составляющих к приемному элементу было линейной функцией частоты). Измеряемый спектр должен быть достаточно узким и располагаться достаточно далеко от критической частоты

$$\frac{1}{2} \frac{d^2 v_{гп}}{d\omega^2} (\Delta\omega)^2 \ll \frac{dv_{гп}}{d\omega} \Delta\omega,$$

или, что то же самое,

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} \ll 1 - \left(\frac{\omega_k}{\omega}\right)^2 \quad (2.4)$$

После того, как из этого условия определена критическая частота волновода, из соотношения (2.3.) может быть найдена необходимая длина линии.

На частоте 10 ГГц, например, совместное выполнение условий (2.3.) и (2.4.) при умеренной длине (100 + 300 м) стандартного волновода сечением 23x10 мм возможно только для длительностей импульсов в интервале 1 + 10 нс.

Резонансный метод. Этот метод основан на применении узкополосных резонансных элементов (в частности, полых резонаторов — волномеров), служащих для выделения отдельных участков исследуемого частотного диапазона. Спектральный анализ может осуществляться либо последовательно — перестройкой резонансного элемента от импульса к импульсу, либо параллельно — с помощью совокупности разночастотных элементов.

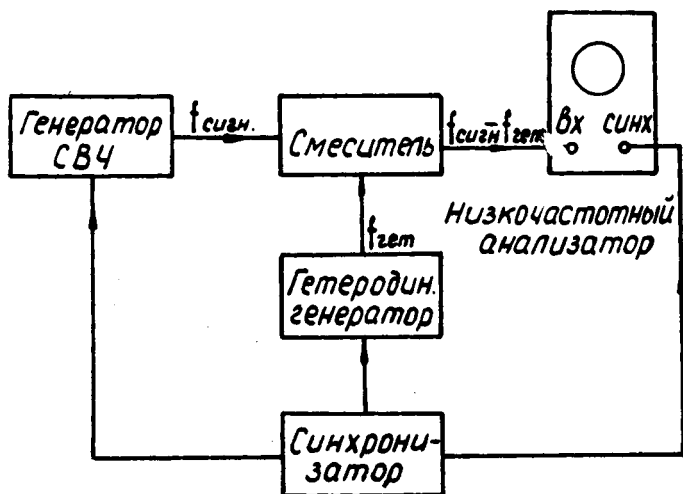
Разрешающая способность таких анализаторов обычно определяется шириной полосы пропускания применяемого резонансного элемента, выбор которой зависит от требуемой полосы обзора и определяется при последовательном анализе — количеством выстрелов, необходимых для исследования рабочей полосы частот; при параллельном анализе — числом регистрируемых каналов.

В качестве примера таких анализаторов спектра можно привести набор сменных полосовых фильтров с фиксированной настройкой, использовавшихся в [1, 2]. Фильтры состояли из трех связанных резонаторов, образованных решетками индуктивных штырей в волноводе [29]. В работах [6, 30] использовались полосовые волноводные фильтры, центральная частота которых перестраивалась в широком диапазоне механическим способом.

Другой разновидностью резонансных элементов являются ферритовые частотноизбирательные преобразователи, расположенные в волноводном тракте [7]. Резонансная частота таких преобразователей может перестраиваться электрическим способом.

Гетеродинный метод. Суть метода [31] заключается в сдвиге измеряемого сигнала по частоте в рабочий диапазон аппаратуры, позволяющей осуществить детальный анализ полученного радиоимпульса (рис.5). Основная опера-

ция метода — смешение сигналов гетеродина и исследуемого сигнала — должна выполняться устройством, способным перемножать эти сигналы, например, квадратичным датчиком мощности.



Р и с. 5. Спектральный анализ СВЧ импульса методом гетеродинирования.

Если регистрирующая аппаратура имеет малую чувствительность (например, широкополосный осциллограф без усилителя), то в качестве гетеродинного генератора можно использовать импульсный магнетрон, имеющий хорошую стабильность частоты за время импульса, и достаточную мощность для нормальной работы квадратичного датчика мощности.

Динамический диапазон измерений гетеродинным методом определяется полосой пропускания регистрирующей аппаратуры. К достоинствам метода относится то, что с его помощью можно определять фазовые изменения сигнала в течение импульса.

3. Анализ пространственной структуры поля излучения

Для идентификации типов волн, излучаемых релятивистским СВЧ генератором, необходимо измерить частоту излучения, пространственное распределение плотности потока мощности и

Рисунок 6 к статье В. И. Белоусова, В. И. Зеленцова, М. М. Офицера, М. Д. Райзера, Л. Э. Цоппа «Высокочастотные измерения в релятивистской электронике»

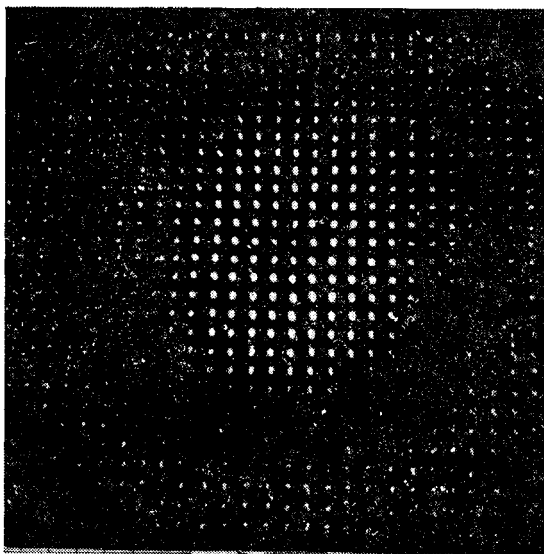
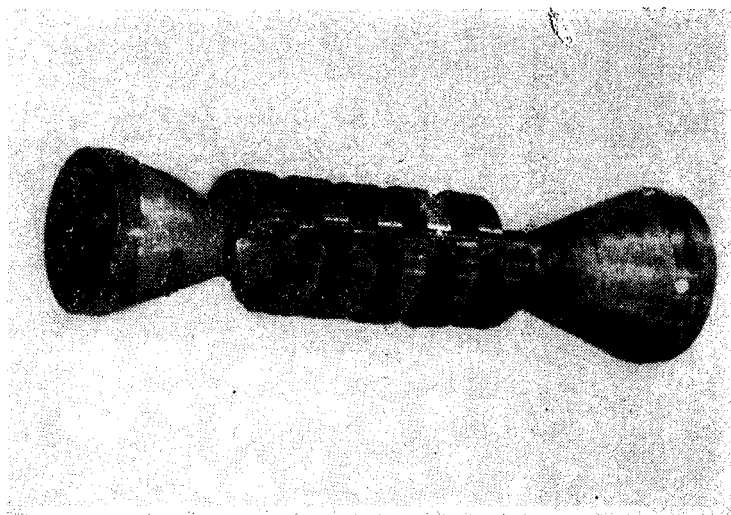


Рис. 6. Визуализация структуры поля излучения релятивистского карсинотрона (рабочая мода E_{01}) [6] с помощью мозаики из газоразрядных индикаторов.

**Рисунок 4 к статье В. Л. Братмана, Н. С. Гинзбурга,
М. И. Петелина, А. В. Сморгонского «Убитроны и скаттроны»**



**Р и с. 4 Релятивистский убитрон-генератор со встречной волной ($\lambda = 3$ см).
На электродинамическую систему—отрезок круглого цилиндрического
волновода—крепятся массивные медные полукольца, вносящие периодиче-
скую модуляцию в квазистатическое поле соленоида (на рисунке
не показан).**

поляризацию поля.

Для качественного анализа диаграммы направленности при благоприятных условиях может быть использован один из методов визуализации: с помощью мозаик из газонаполненных индикаторов мощности (рис.6) или элементов, использующих эффект теплового воздействия СВЧ полей. В качестве элементов последнего типа могут служить фотолюминесцирующие активированные кристаллофосфоры [32-35], жидкокристаллические термоиндикаторы [36, 37]. Чувствительность всех тепловых методов примерно одинакова и составляет $W = 1 + 30 \text{ мДж/см}^2$ по плотности поглощаемой энергии. (Постоянная времени теплочувствительных элементов обычно составляет $\tau = 1 + 3 \text{ с}$, а их чувствительность в непрерывном режиме $1 + 10 \text{ мВт/см}^2$). Так как методы визуализации не селективны по частоте и поляризации, их применимость ограничена случаем, когда примеси паразитных мод не существенны.

Для получения количественной информации о структуре поля можно использовать перемещаемый от импульса к импульсу элементарный датчик мощности, один из описанных в первом разделе, либо мозаику таких датчиков желательно в сочетании с многоканальным анализатором импульсов. Если в поле излучения присутствуют несколько мод с разными частотами, перед датчиком мощности необходимо ставить полосовые фильтры с перестройкой по частоте и проводить измерения структуры поля последовательно для каждой из мод. При этих измерениях распределение плотности потока мощности сравнивается с расчетным, либо полученным при калибровке.

Различные варианты описанных выше методов используются, по существу, во всех экспериментах с релятивистскими СВЧ генераторами (см., например, [1-6, 13-14, 18, 23-26, 30, 38-41]).

Л и т е р а т у р а

1. Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Райзер М.Д. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, №4, с.232.
2. Кременцов С.И., Райзер М.Д., Сморгонский А.В. - Письма в ЖТФ, 1976, 2, №10, с.453.
3. Иванов В.С., Ковалев Н.Ф., Кременцов С.И., Райзер М.Д. - Письма в ЖТФ, 1978, 4, №14, с.817.
4. Диденко А.Н., Жерлицын А.Г., Зеленцов В.И. и др. - Физика плазмы, 1976, 2, №3, с.514.
5. Ткач Ю.В., Файнберг Я.Б., Магда И.И. и др. - Физика плазмы, 1975, 1, №1, с.81.
6. Белоусов В.И., Бункин Б.В., Гапонов-Грегов А.В. и др. - Письма в ЖТФ, 1978, 4, №23, с.1443.
7. Билько М.И., Томашевский А.К., Шаров П.П., Баймуратов Е.А. Измерение мощности на СВЧ. М., "Сов.радио", 1976.
8. Валитов Р.А., Дюбко С.Ф., Камышин В.В. и др. Техника субмиллиметровых волн. М., "Сов.радио", 1969.
9. Денис В., Пожела Ю.К. Горячие электроны. Вильнюс, "Минтис", 1971.
10. Выставкин А.И., Мигулин В.И. - Радиотехника и электроника, 1967, 12, №11, с.1989.
11. Афиногенов В.М., Трифонов В.И. - ПТЭ, 1971, №6, с.114.
12. Райзер М.Д., Цопп Л.Э. - Радиотехника и электроника, 1975, 20, №8, с.1611.
13. Efthimion P., Smith P. R., Schlesinger S. P. - Rev. Sci. Instr., 1976, 47, 9, p.1059
14. Ткач Ю.В., Файнберг Я.Б., Гадецкий И.П. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1975, 22, №3, с.136.
15. Friedman M., Herndon M. - Appl. Phys. Lett., 1973, 22, 12, p 652
16. Кременчугский Л.С. Сегнетоэлектрические приемники излучения. Киев, "Наукова думка", 1971.
17. Костин В.В., Кондратьев Н.П. - Электронная техника, сер.11, 1968, №3, с.89.
18. Bekefi G., Orzechowski T. I. - Phys. Rev. Lett 1976, 37, 6, p 379
19. Архипов Ю.А., Кац Л.И., Тержова В.П., Шектер Д.Ш. - ПТЭ, 1975, №1, с.156.
20. Еремин Б.Г., Моченев С.Б. - ПТЭ, 1963, №3, с.108.

21. Вайнштейн Л.А. — В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар инженеров), кн.5, Саратов, изд-во СГУ, 1974.
22. Karbowski A.E. — Proc. IEEE, 104, Pt. C, 1957, 6, p. 339
- Волноводные линии передачи с малыми потерями. Сб. статей под ред. В.Б.Штейншлейгера. М., ИЛ, 1960.
23. Nation I. — Appl. Phys. Lett., 1970, 17, p. 491.
24. Nation I. — Rev. Sci. Instr., 1970, 41, 7, p. 1097
25. Granatstein V.L., Herndon M., Sprangle P., Cartel Y., Nation I. — Plasma Phys., 1975, 17, 1, p. 23.
26. Cartel Y., Ivers I., Kribel R., Nation I. — Phys. Rev. Lett., 1974, 33, 21, p. 1278.
27. Зеленцов В.И., Сулакшин А.С., Федоров Н.П. — ПТЭ, 1976, №2, с.132.
28. Крышкин В.И. и др. — ПТЭ, 1970, №6, с.64.
29. Фельдштейн А.Л., Явич Л.Р., Смирнов В.П. Справочник по элементам волноводной техники. М., "Сов. радио", 1967.
30. Гинзбург Н.С., Кременцов В.И., Петелин М.И. и др. — Письма в ЖТФ, 1978, 4, №3, с.149.
31. Мирский Г.Я. Радиоэлектронные измерения. М., "Энергия", 1975.
32. Бажулин А.П., Виноградов Е.А., Ирисова Н.А., Фридман С.А. — Письма в ЖЭТФ, 1968, 8, №4, с.261.
33. Аракелян В.А., Карпов Н.В., Фридман С.А. — ПТЭ, 1969, № 2, с.186.
34. Бажулин А.П., Виноградов Е.А., Ирисова Н.А., Фридман С.А. — ПТЭ, 1970, №6, с.152.
35. Бажулин А.П., Виноградов Е.А., Ирисова Н.А. и др. — Изв. АН СССР. Сер. Физическая, 1971, 35, с.1450.
36. Барташевский Е.Л., Долгов В.М., Красовский В.А. — Изв. вузов. Радиофизика, 1974, 17, №5, с.734.
37. Хабарина Т.Д., Буланова Л.В., Давыдова И.Б. и др. — Электронная техника. Серия 1. Электроника СВЧ, 1976, №3, с.84.
38. Friedman M., Herndon M. — Phys. of Fluids, 1973, 16, 11, p. 1982.
39. Ковалев Н.Ф., Кольчугин Б.Д., Нечаев В.Е. и др. — Письма в ЖТФ, 1977, 3, №20, с.1048.
40. Диденко А.Н., Сулакшин А.С., Фоменко Г.П. и др. — Письма в ЖТФ, 1978, 4, №14, с.823.

41. D. B. McDermott et al, — Phys, Rev, Lett ,
1978, 41, 20, p. 1368.

Институт прикладной
физики АН СССР

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Научно-исследователь-
ский институт ядерной
физики при ТПИ
им. С.М.Кирова

A B S T R A C T S

FORMATION OF INTENSE RELATIVISTIC ELECTRON BEAMS FOR HIGH POWER MICROWAVE OSCILLATORS AND AMPLIFIERS

S. P. Bugaev, V. P. Il'in, V. I. Koshelev,
G. A. Mesyats, V. E. Nechaev, Yu. P. Usov,
M. I. Fuchs, B. N. Yablokov

In coaxial diodes with explosive emission cold cathodes, the use of the magnetic field (magnetic insulation) enables one to increase the pulse duration up to several microseconds and to obtain thin-wall tubular monoenergetic electron streams. The high current stream transportation may be accompanied by stationary pulsations and wave instabilities. Filling of the transporting channel with plasma-like media is reasonable in a number of cases. In designing relativistic HF generators one should provide the electron reliability and prevent the plasma appearance on the surfaces bombarded by electrons.

O-TYPE DEVICES BASED ON CERENKOV AND TRANSIT RADIATIONS OF RELATIVISTIC ELECTRONS

N. F. Kovalev, M. I. Petelin, M. D. Rayzer,
A. V. Smorgonsky

According to the nonlinear theory of synchronous interaction between electromagnetic waves and straight-line electron beams, the high-frequency devices based on this interaction (O-type TWT and BWO, orotron, twystron) keep high efficiency at any high electron energies. However, the design of relativistic microwave generators essentially differs from that of the nonrelativistic ones.

Calculations of relativistic microwave generators are performed by analytical and numerical methods allowing for electron velocity dispersion, high-frequency space charge and mode competition.

The power of relativistic Cerenkov generators at centimeter wavelengths amounts to several hundreds of megawatts with 10-20% efficiency. A relativistic BWO operates in the periodic (50 Hz) pulse succession regime.

RELATIVISTIC MAGNETRON

V. E. Nechaev, A. S. Sulakshin, M. I. Fuchs,
Yu. G. Shtein

As follows from the elementary nonlinear theory, the high efficiency inherent to the classical magnetron is kept in the relativistic case, as well. The estimations show energetic capabilities of the magnetron be reduced as the wavelength shortens, the pulse duration at the limiting power cannot exceed tens of nanoseconds. In this range the requirements for the single mode generation, the electric reliability and the anode thermal load moderation are fulfilled in the magnetron with the diffraction output of power.

Now the relativistic magnetron deliver the HF power from 4 GW at the wavelength 10 cm to 0.5 GW at the wavelength 3 cm, the efficiency decreasing from 40% to 15% in the range.

GYROKON

E. I. Gorniker, M. M. Karliner, E. V. Kozyrev,
I. G. Makarov, S. N. Morozov, O. A. Nezhevenko,
G. N. Ostreyko, V. M. Petrov, G. V. Serdobintsev
I. A. Shekhtman

In the gyrokon the relativistic electron beam is deviated by the rotating HF field in the input (modulating) cavity and then is decelerated at the output travelling-wave ring cavity. Now the gyrokons deliver 400 kW of CW power at a wavelength of 1.65 cm with efficiency of 75% and 40 MW of pulsed power at a wavelength of 0.7 m with electron efficiency of 85%. The theoretical calculations show the possibility of designing meter wave gyrokons with several megawatt CW power.

CYCLOTRON AND SYNCHROTRON MASERS

V. L. Bratman, N. S. Ginzburg, G. S. Nusinovich,
M. I. Petelin, V. K. Yulpatov

Various regimes of coherent stimulated radiation from relativistic electrons moving in the homogeneous magnetic field have been studied. According to the nonlinear theory supported by some experiments, the relativistic gyrotron and the opposite wave CRM are effective and simple in realization at centimeter and long millimeter wavelengths. For shorter wave region more perspective are the following wave CRM's and the synchrotron maser.

UBITRONS AND SCATTRONS

V. L. Bratman, N. S. Ginzburg, M. I. Petelin

The stimulated radiation from electrons moving in the periodic static field and stimulated wave scattering by the electron stream may be described by a common method - in the framework of interaction between electrons and the combined wave. In some important cases the nonlinear equations of high-frequency oscillators and amplifiers based upon the mentioned physical mechanisms are reduced to those of the ordinary O- and M-type TWT. The nonlinear theory allows for the transverse inhomogeneity of the pump and signal fields, the high-frequency space charge, and the homogeneous magneto-static field effect.

The results of experimental investigation are in satisfactory agreement with the theory

COMMON PROPERTIES OF HF DEVICES WITH PROLONGED INERTIAL BUNCHING OF ELECTRONS

V. L. Bratman, N. S. Ginzburg, N. F. Kovalev,
G. S. Nusinovich, M. I. Petelin

All inertial bunching electron devices (Cerenkov devices, ubitrons, scattrons, CRM's) in the prolonged interaction regime possess common properties and are described by common nonlinear equations.

This regime is inherent, in particular, to free electron lasers where the relativistic up-conversion of the electron oscillation frequency occurs due to the Doppler effect. There is the universal relation between the frequency up-conversion factor and the efficiency.

MICROWAVE MEASUREMENTS IN RELATIVISTIC ELECTRONICS

V. I. Belousov, V. I. Zelentsov, M. M. Ofitserov,
M. D. Ráyzer, L. E. Tsopp

Specific performance of a relativistic microwave generator (high power in a pulse, accelerator jamming) makes the frequency-angular spectrum of electromagnetic radiation be measured by an off-gauge apparatus. The HF power may be measured by a low-sensitive fast-response detector, the integral HF energy by a sensitive thermal transducer, the frequency by a microwave filter, a dispersive line or a heterodyne receiver, the field structure by a movable receiver or a mosaic of power pick-ups.

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
От редактора	3
С.П.Бугаев, В.П.Ильин, В.И.Кошелев, Г.А.Месяц, В.Е.Нечаев, Ю.П.Усов, М.И.Фукс, Б.Н.Яблоков. Фор- мирование сильноточных релятивистских электронных пучков для мощных генераторов и усилителей СВЧ.....	5
Н.Ф.Ковалев, М.И.Петелин, М.Д.Райзер, А.В.Сморгон- ский. Приборы типа "О", основанные на индуцирован- ных черенковском и переходном излучениях релятиви- стских электронов.....	76
В.Е.Нечаев, А.С.Сулакшин, М.И.Фукс, Ю.Г.Штейн. Ре- лятивистский магнетрон.....	114
Э.И.Горникер, М.М.Карлинер, Е.В.Козырев, И.Г.Мака- ров, С.Н.Морозов, О.А.Нежевенко, Г.Н.Острейко, В.М.Петров, Г.В.Сердобинцев, И.А.Шехтман. Гирокон...	130
В.Л.Братман, Н.С.Гинзбург, Г.С.Нусинович, М.И.Пе- телин, В.К.Юшатов. Циклотронные и синхротронные мазеры.....	157
В.Л.Братман, Н.С.Гинзбург, М.И.Петелин, А.В.Смор- гонский. Убитроны и скатроны.....	217
В.Л.Братман, Н.С.Гинзбург, Н.Ф.Ковалев, Г.С.Нусино- вич, М.И.Петелин. Общие свойства коротковолновых приборов с длительной инерционной группировкой элек- тронов.....	249
В.И.Белоусов, В.И.Зеленцов, М.М.Офицеров, М.Д.Рай- зер, Л.Э.Цопп. Высокочастотные измерения в ре- лятивистской электронике.....	275
Abstracts	293

Замеченные опечатки

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
17	формула (2.4)	$j = j_0 \frac{\gamma}{\sin \gamma_0}$	$j = j_0 \frac{\gamma_0}{\sin \gamma_0}$
19	формула (2.7)	$\dots i^2(t) dt]^{3/3}$	$\dots i^2(t) dt]^{3/4}$
20	2-я сверху	усилию	усилению
24	1-я снизу	$v_p = \sqrt{\frac{4\gamma}{\gamma-1} (\mathcal{E}_i + Z\mathcal{E}_e)}$	$v_p = \sqrt{\frac{4\gamma}{\gamma-1} (\mathcal{E}_i + Z\mathcal{E}_e)}, (2.9)$
25	6-я сверху	(3.9)	(2.9)
25	15-я снизу	свободного раз- мера	свободного пробега
29	10-я снизу	$d = 3 - 10$ мм	$d = 3 - 10$ мм
33	1-я снизу	Измерения	Измеренная
37	1-я сверху	$U \gg 511$	$U \gg 511$ кВ
37	формула (3.7)	$\dots \frac{dx}{(x^2-1)^{1/4}}]$	$\dots \frac{dx}{(x^2-1)^{1/4}}]^2$
43	18-я сверху	$\delta \approx 0,07$	$\delta \approx 0,07 \gamma_k$
48	12-я снизу	Во втором случае	В третьем случае
51	9-я сверху	изоляция, как	изоляция при $\gamma_a = R$, ка
63	6-я сверху	излучение	излучение
73	2-я сверху	Proc.34, p.371.	Proc.VII Int. Symp.on Disch. and Electr.Ins. in Vacuum, Novo- sibirsk, 1976, p.371.
76	8-я сверху	особенностями:	особенностями [1,2]:
83	9-я снизу, формула	$(\omega - \kappa_{ } v_{ })^2 \dots \kappa_{\perp} a,$	$(\omega - \kappa_{ } v_{ })^2 \dots \kappa_{\perp} a, (2,1)$
83	формула (2.2)	$\hat{\omega}_{n\lambda} \ll e/a$	$\hat{\omega}_{n\lambda} \ll c/a$
87	12-я сверху	$\dots = l_0 \sin \kappa z$	$\dots = l_0 \sin R z$

Замеченные опечатки

Стр.	Строка	Напечатано	Следует читать
90	формула (3.3)	$\frac{\gamma_0 - \gamma(L)}{\gamma_0 - 1}$	$\frac{\gamma_0 - \gamma(L)}{\gamma_0 - 1} d \theta_0$
97 109	3-я снизу 15-я сверху	волны (рис.6) в в сочетании с (3.8) и (3.9)	волны (рис.6); в в сочетании с (1.7) и (2.2a)
117	15-я сверху	Согласно (2.4)	Согласно (2.5)
118	12-я снизу	и в [6]	и в [4]
119	6-я снизу, подрисуночная подпись	рассинхронизма	рассинхронизма α : а) $\alpha = 0$; б) $0 < \alpha < \alpha_1$; в) $\alpha_1 < \alpha < \alpha_{кр}$; г) $\alpha_{кр} < \alpha$
124	17-я сверху	[4-7]	[14-17]
124	16-я снизу	[6,7]	[16,17]
127	8-я снизу	$\bar{E} =$	$\bar{E} =$
127	5-я снизу, формула	$\rho = j \omega_n \rho - e E$	$\dot{\rho} = j \omega_n \rho - e E$
128	2-я снизу, формула	$\bar{v}_y = c H^{-2} [\bar{E}_y \bar{H}]$	$\bar{v} = c H^{-2} [\bar{E} \bar{H}]$
128	1-я снизу, формула	$\bar{E}_y = \bar{E}(x, y)$	$\bar{E} = \bar{E}(x, y)$
194	8-я сверху	первоначальной ско- рости	первоначальной вращатель- ной скорости.
229	7-я сверху, формула	$\eta_l = (\alpha_s \alpha_i)^2$	$\eta_e = (\alpha_s \alpha_i)^2$
239	5-я снизу	приближение накачки	приближение фиксирован- ной накачки