

Содержание

Денисов Г. Г., Запевалов В. Е., Литвак А. Г., Мясников В. Е. Гиротроны мегаваттного уровня мощности для систем электронно-циклотронного нагрева и генерации тока в установках УТС	845
Братман В. Л. Релятивистские электронные приборы миллиметрового диапазона длин волн	859
Ельчанинов А. А., Коровин С. Д., Пегель И. В., Ростов В. В., Яландин М. И. Генерация мощных сверхкоротких импульсов СВЧ излучения	874
Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С. Генерация и усиление импульсов черенковского сверхизлучения электронными пучками с изменяющейся энергией частиц	883
Кицанов С. А., Климов А. И., Коровин С. Д., Куркан И. К., Пегель И. В., Полевин С. Д. Резонансная релятивистская ЛОВ дециметрового диапазона длин волн	891
Вихарев А. Л., Горбачёв А. М., Иванов О. А., Исаев В. А., Кузиков С. В., Хиршфилд Дж. Л., Нежевенко О. А., Голд С. Х., Кинкид А. К. Исследование активных СВЧ компрессоров, возбуждаемых излучением магнотрона на частоте 11,4 ГГц	897
Аржанников А. В., Бобылев В. В., Гинзбург Н. С., Иваненко В. Г., Калинин П. В., Кузнецов С. А., Песков Н. Ю., Сергеев А. С., Сеницкий С. Л., Степанов В. Д. Одноканальные и многоканальные планарные мазеры на свободных электронах	907
Зайцев Н. И., Завольский Н. А., Запевалов В. Е., Иляков Е. В., Кулагин И. С., Лыгин В. К., Моисеев М. А., Нечаев В. Е., Петелин М. И., Розенталь Р. М. Десятимегаваттный импульсный гиротрон с длиной волны 1 см и КПД 50%	914

УДК 621.373

ГИРОТРОНЫ МЕГАВАТТНОГО УРОВНЯ МОЩНОСТИ ДЛЯ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННОГО НАГРЕВА И ГЕНЕРАЦИИ ТОКА В УСТАНОВКАХ УТС

Г. Г. Денисов¹, В. Е. Запезалов¹, А. Г. Литвак¹, В. Е. Мясников²

В статье обсуждаются результаты и основные тенденции разработки источников СВЧ излучения — мегаваттных гиротронов для систем электронно-циклотронных волн для установок УТС. Для таких систем требуются непрерывные (с временем работы порядка 1000 с) гиротроны с мощностью не менее 1 МВт, генерирующие излучение на частотах 110–170 ГГц. Основные принципы построения таких гиротронов, наиболее яркие моменты и перспективы их разработки за последние годы также представлены в настоящей статье.

ВВЕДЕНИЕ

Гиротроны являются наиболее мощными источниками СВЧ излучения диапазона миллиметровых волн [1–5] и используются в системах электронно-циклотронных волн во многих существующих установках УТС. Следующее поколение установок УТС, таких, как ИТЭР или W7-X, подразумевает использование гиротронов, генерирующих излучение мегаваттной мощности в непрерывном режиме.

Достижение мегаваттного уровня мощности излучения предполагает работу основных подсистем гиротрона — электронной пушки, резонатора, узла вывода излучения и коллектора — в режиме экстремальных тепловых нагрузок. В обзорной статье [5] обсуждались проблемы разработки таких гиротронов, и было также отмечено, что в период с 1995 по 1999 год были сделаны следующие принципиальные шаги:

— продемонстрирована эффективная и стабильная работа гиротронов на очень высоких объёмных модах резонаторов (например, TE_{25,10}). Использование таких высоких мод позволяет обеспечить отвод тепла с поверхности резонатора при мегаваттном уровне мощности генерируемого излучения;

— продемонстрирована возможность и эффективность использования рекуперации остаточной энергии электронов на коллекторах мощных гиротронов. Этот факт принципиально упрощает построение систем охлаждения коллекторов и источников питания;

— разработаны барьерные окна для гиротронов и плазменных установок, сделанные на основе дисков из искусственного (выращенного по CVD-технологии) алмаза. До этого решения проблема окна, пропускающего миллиметровое излучение мегаваттной мощности, выглядела почти «безнадёжной»;

— мегаваттные гиротроны с длительностью импульсов в несколько секунд успешно использованы в экспериментах на плазменных установках УТС.

Эти шаги создали основу для создания непрерывных мегаваттных гиротронов. В настоящей статье обсуждаются основные принципы построения мегаваттных гиротронов и основные достижения в их разработке за последние 3–4 года. Наиболее важными достижениями являются:

— демонстрация квазинепрерывной работы мегаваттных гиротронов, оснащённых алмазными окнами и коллекторами с рекуперацией;

- успешные испытания прототипов мегаваттных гиротронов с возможностью ступенчатой перестройки частоты;
- успешные испытания прототипов гиротронов с повышенной ($1,5 \div 2$ МВт) мощностью;
- интеграция комплексов мегаваттных гиротронов в основные плазменные установки УТС (см., например, [6–10]).

1. СХЕМА МЕГАВАТТНОГО ГИРОТРОНА

Мегаваттные гиротроны разрабатываются несколькими институтами и промышленными фирмами [1–7, 11–15]. Современный гиротрон состоит из следующих основных узлов (см. рис. 1).

Электронная пушка и канал транспортировки электронного пучка используются для формирования мощного электронного пучка с оптимальными параметрами. Основными параметрами для оптимизации являются относительная энергия поперечного движения электронов $(v_{\perp}/v)^2$ при малом разбросе скоростей $\Delta v_{\perp}/v_{\perp}$ и отсутствии нестабильностей в канале транспортировки пучка к резонатору. Оптимизация проводится с использованием специальных программ для электронно-оптических расчётов [16, 17].

Электронный пучок возбуждает высшую моду сверхразмерного цилиндрического резонатора. Самым критичным параметром при оптимизации резонатора (его размеров и дифракционной добротности) является удельная тепловая нагрузка на его стенку, вызванная омическими потерями.

Квазиоптический преобразователь трансформирует рабочую моду гиротрона в параксиальный волновой пучок с линейной поляризацией и обеспечивает пространственное разделение электронного и волнового пучков, направляя последний к выходному окну перпендикулярно оси гиротрона. Такое разделение позволяет решать проблемы коллектора и окна независимо. Практически во всех случаях волновой пучок гиротрона после окна проходит через систему зеркал согласующей оптики, адаптирующей его к линии передачи. Для расчёта зеркал требуются весьма точные измерения структуры поля выходного пучка [18, 19].

Коллектор отработанного электронного пучка является самой большой частью мегаваттного гиротрона (см. рис. 1, 2). Огромная мощность ($1 \div 1,5$ МВт) рассеивается на поверхности коллектора, для охлаждения которого требуется поток воды $20 \div 30$ л/с. Магнитное поле в области коллектора невелико, поэтому коллектор чувствителен к наличию рассеянных магнитных полей (от магнитов соседних гиротронов, токамака или стелларатора). Принципиальным шагом в разработке гиротронов была демонстрация коллекторов с рекуперацией части остаточной энергии электронов.

Для импульсных гиротронов (длительность импульса до нескольких секунд) возможно использование керамических (BN или SiN) окон. Керамические окна удобны и надёжны, однако в силу относительно низкой теплопроводности длительность импульса ограничена ростом температуры окна вплоть до 1000°C [11, 12]. Мощность непрерывного излучения, пропускаемого керамическими окнами, не превышает $50 \div 100$ кВт.

Мегаваттный гиротрон состоит из многих больших, сложных и точных подсистем и узлов, соединение, пайка и сварка которых представляют собой последовательность изопрённых технологических операций. В настоящей статье эти вопросы не рассматриваются, как и важные и сложные вопросы разработки магнитов, источников питания и систем защиты гиротронов.

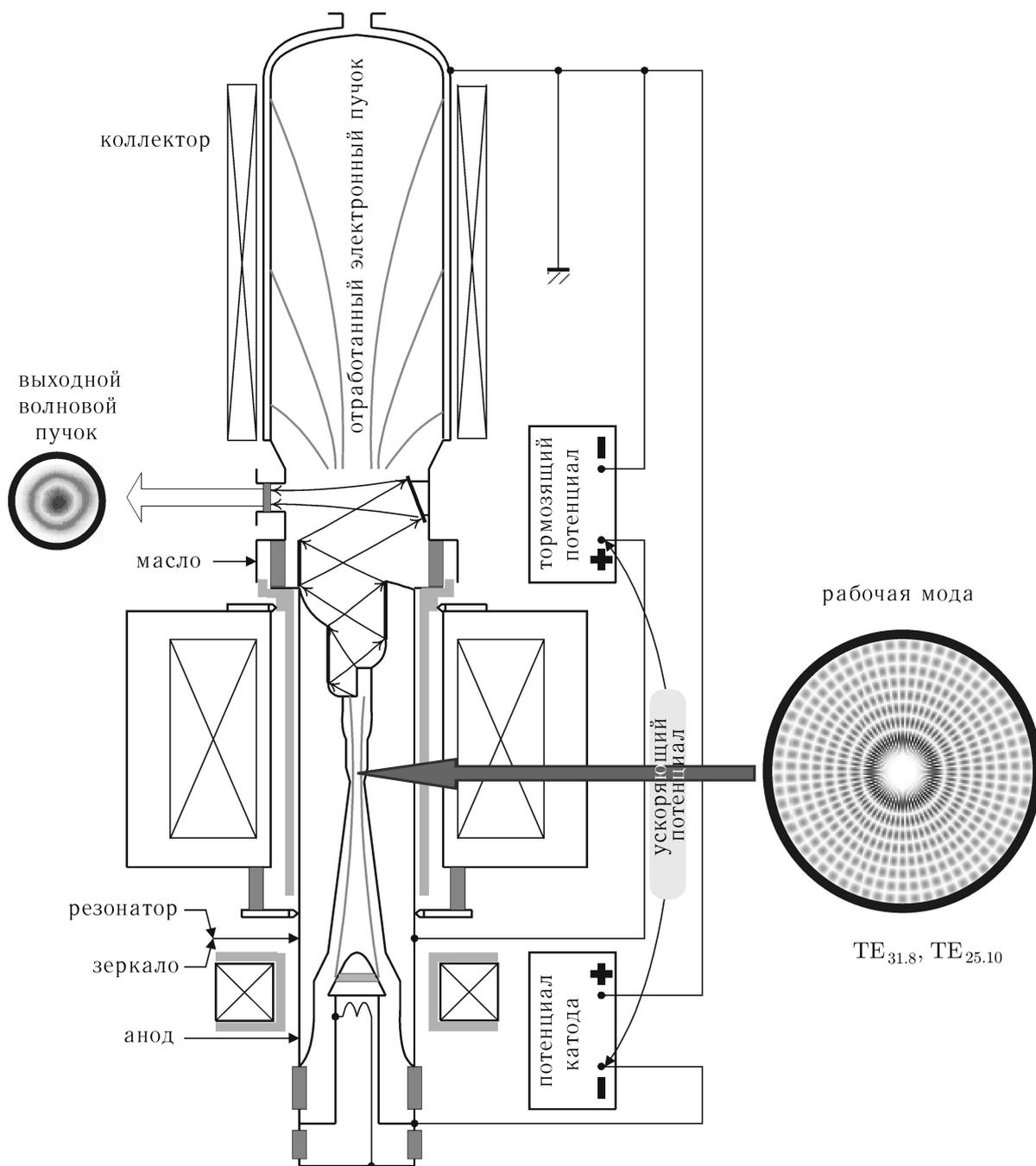


Рис. 1. Схема гиротрона с частотой излучения 170 ГГц, разработанного в ИПФ РАН совместно с НПП «Гиком» для ИТЭР. На рисунке показаны также структуры рабочей моды в резонаторе и выходного пучка, а также схема напряжений источника питания

2. ОТЛИЧИТЕЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МЕГАВАТТНЫХ ГИРОТРОНОВ

2.1. Рабочие моды высшего типа

Получение крайне большой средней мощности излучения в гиротронах возможно, в частно-

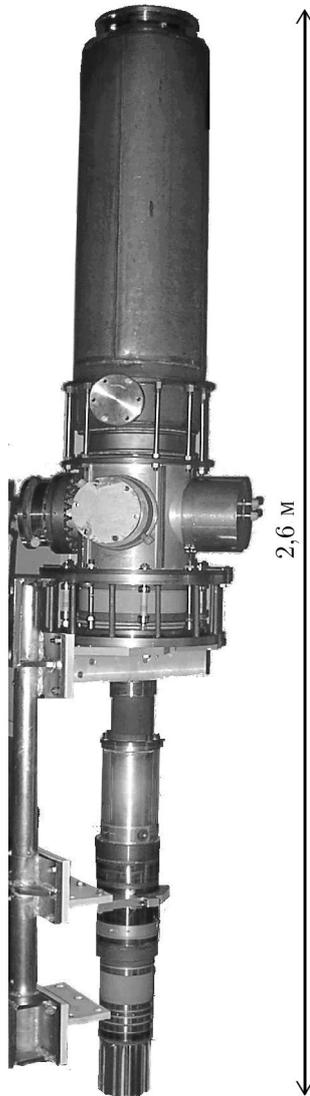


Рис. 2. Фотография российского гиротрона с частотой излучения 170 ГГц для ИТЭР

сти, потому, что в них используются резонаторы в виде отрезков слабонерегулярных круглых волноводов, все размеры которых значительно превышают длину волны. Практически каждый год разработчики демонстрируют работу гиротронов на модах с ещё большими индексами (рис. 3). Десять-двенадцать лет назад мода $TE_{15.4}$ (пятнадцать азимутальных и четыре радиальных вариации поля) казалась очень высокой рабочей модой для гиротрона. В 90-х годах мода $TE_{22.6}$ была одной из «любимых» для разработчиков гиротронов. В последние годы очень высокие моды $TE_{25.10}$, $TE_{28.8}$, $TE_{31.8}$ успешно используются в мегаваттных гиротронах [11–13, 20]. В последнем случае диаметр резонатора составляет около двадцати длин волн. Проекты новых гиротронов предполагают ещё более высокие рабочие моды.

Удельная мощность $\Delta P/\Delta S$, рассеиваемая на поверхности резонатора с радиусом R_c и длиной L_c , обладающего омической и дифракционной добротностями $Q_{ом}$ и $Q_{диф}$ соответственно пропорциональна

$$\Delta P/\Delta S \sim P_{\text{вых}} (Q_{\text{диф}}/Q_{\text{ом}})/(R_c L_c),$$

$$Q_{\text{ом}} = (R_c/\delta) (1 - m^2/\nu^2),$$

где $kR_c = \nu_{m,p}$, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, $\nu_{m,p}$ — соответствующий корень производной функции Бесселя, m и p — азимутальный и радиальный индексы рабочей моды, δ — глубина скин-слоя в материале стенки резонатора.

Удельная мощность $\Delta P/\Delta S$ для гиротронного резонатора и существующих систем охлаждения не может превышать $(\Delta P/\Delta S)_{\text{крит}} = 2 \div 3$ кВт/см², и возможность повышения мощности гиротрона прямо связана с увеличением поперечного размера резонатора. Типичная дифракционная добротность

резонаторов гиротрона составляет $1\,000 \div 1\,500$, омическая добротность резонаторов указанного размера — около 40 000. Соответственно, несколько процентов мощности излучения (десятки киловатт) поглощается стенкой с площадью порядка 10 см², что требует изощёренных систем интенсивного охлаждения.

Использование в гиротронах высших рабочих мод приводит к необходимости решения некоторых принципиальных проблем, основной из которых является обеспечение стабильной и эффективной работы гиротрона на выбранной моде. Рис. 4 иллюстрирует лишь часть сложных процессов, имеющих место при включении гиротрона с высокой рабочей модой [21]. При увеличении

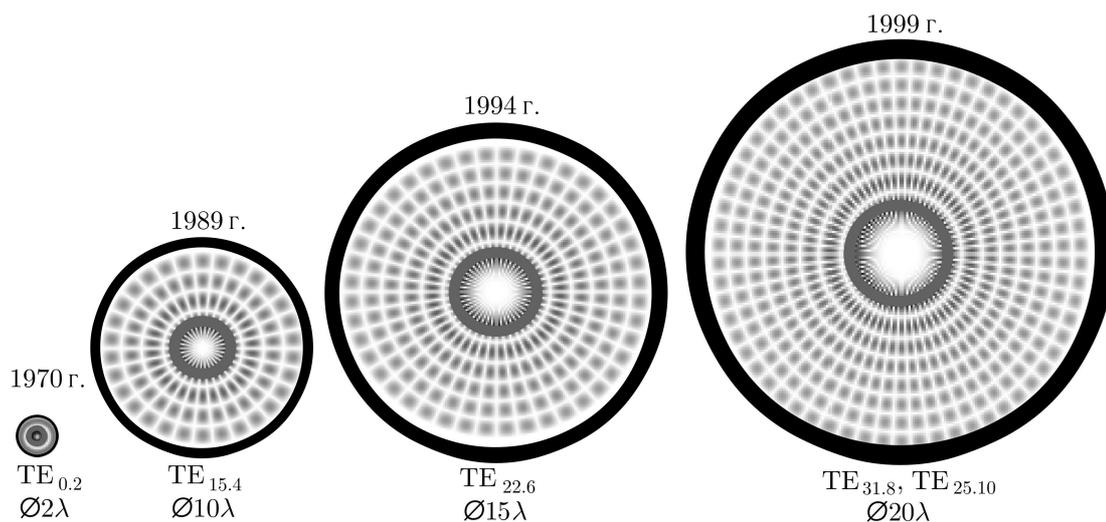


Рис. 3. Масштабное изображение резонаторов с различными рабочими модами. Внутренние круги соответствуют размеру электронного пучка

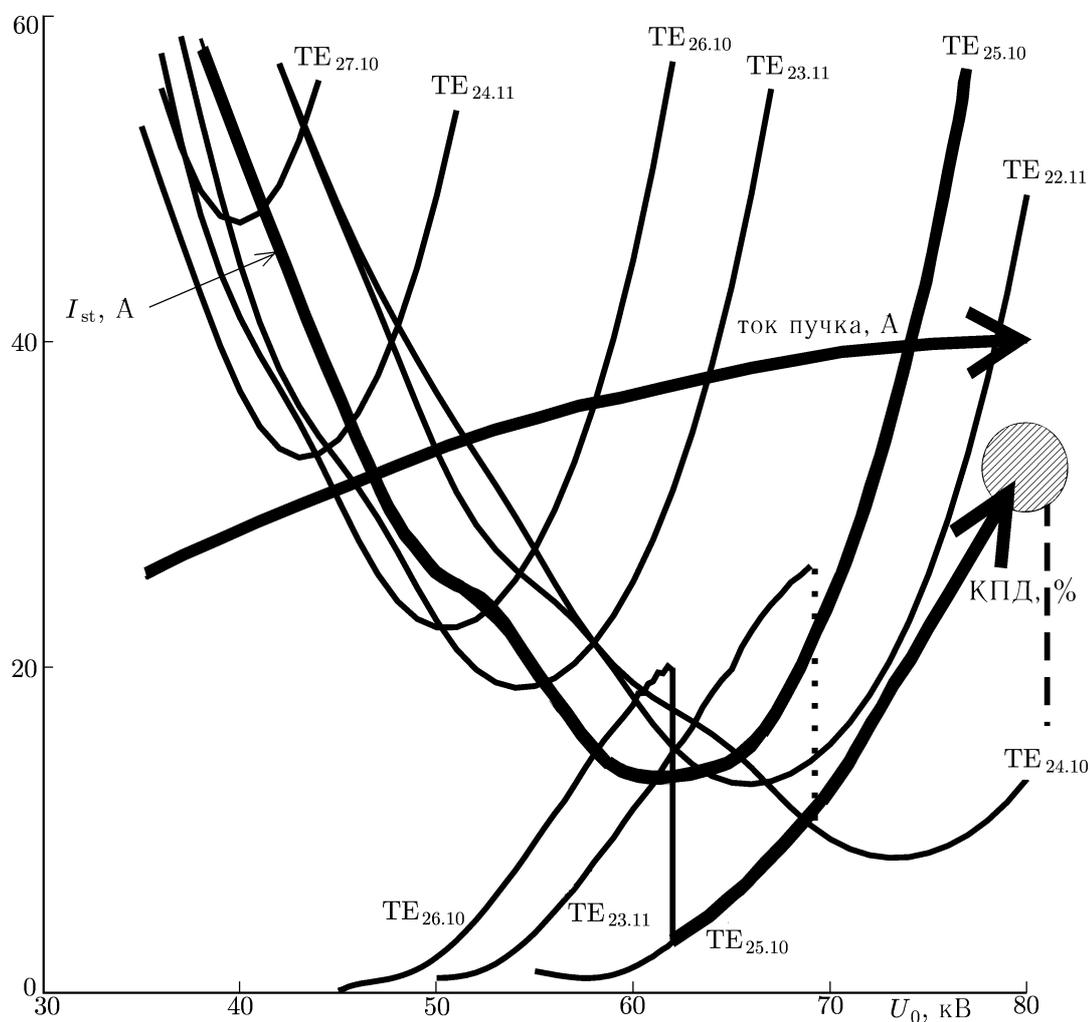


Рис. 4. Сценарий включения гиротрона с частотой излучения 170 ГГц и рабочей модой $TE_{25,10}$. Жирные кривые соответствуют расчётной рабочей моде, тонкие — некоторым другим модам, взаимодействующим с электронным пучком

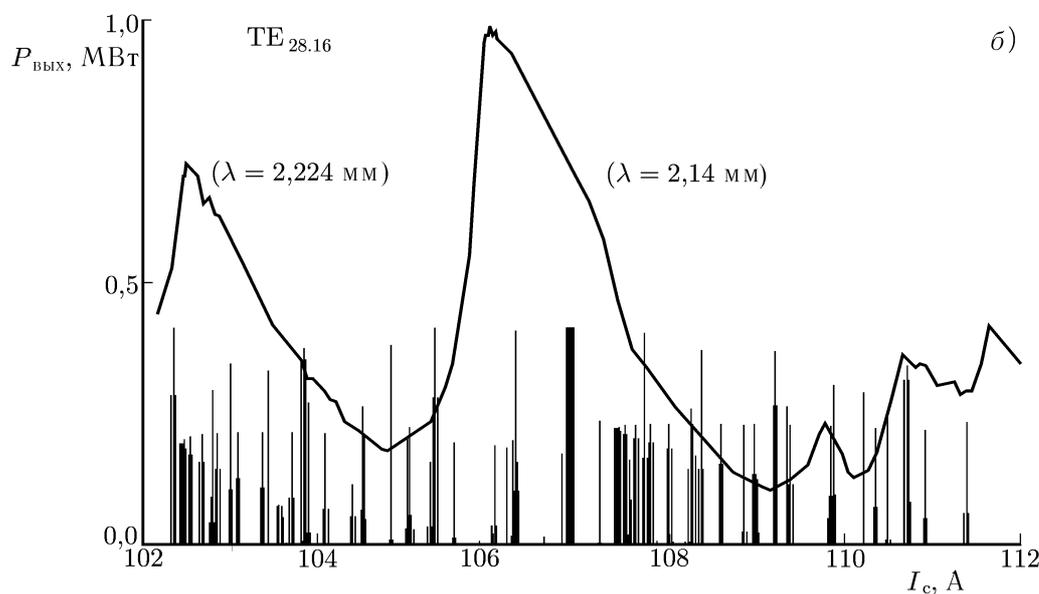
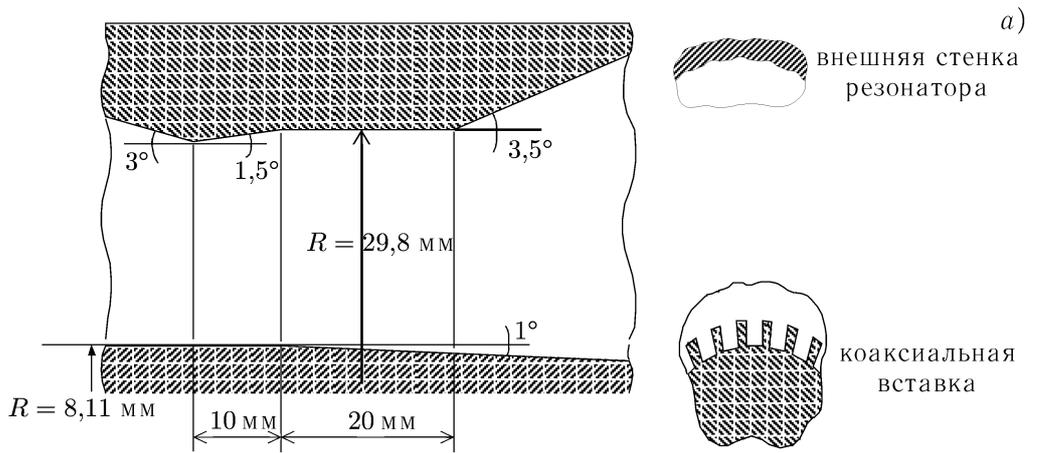


Рис. 5. Устройство коаксиального резонатора гиротрона (а); мощность гиротрона с рабочей модой $TE_{28,16}$ в зависимости от тока основного магнита I_c (б). Вертикальными линиями показан спектр мод коаксиального резонатора

энергии электронов (по горизонтальной оси отложено ускоряющее напряжение U_0) и тока пучка в резонаторе возбуждаются последовательно несколько мод ($TE_{26,10}$, $TE_{23,11}$). Установление генерации на каждой из мод происходит в условиях конкуренции нескольких мод. Только вблизи расчётной энергии (80 кэВ) начинается генерация на выбранной моде $TE_{25,10}$. Отметим, что достаточно высокий КПД гиротрона реализуется в «жёстком» режиме, когда ток пучка ниже стартового тока I_{st} . Выбор моды обусловлен также тем фактом, что плотность спектра поперечных чисел круглого волновода неоднородна, и указанный анализ позволяет выбрать относительно изолированную рабочую моду.

Недавние вычисления и эксперименты дают ощущение, что значение полных поперечных индексов $\nu_{m,p}$ мод в гиротроне с приемлемым КПД (не менее 30% без рекуперации на коллекторе) в достаточном для эксплуатации интервале магнитных полей и энергий электронов ограничено величиной $\nu_{m,p} < \nu_{крит} \approx 100$. Дальнейшее существенное увеличение поперечных размеров резо-

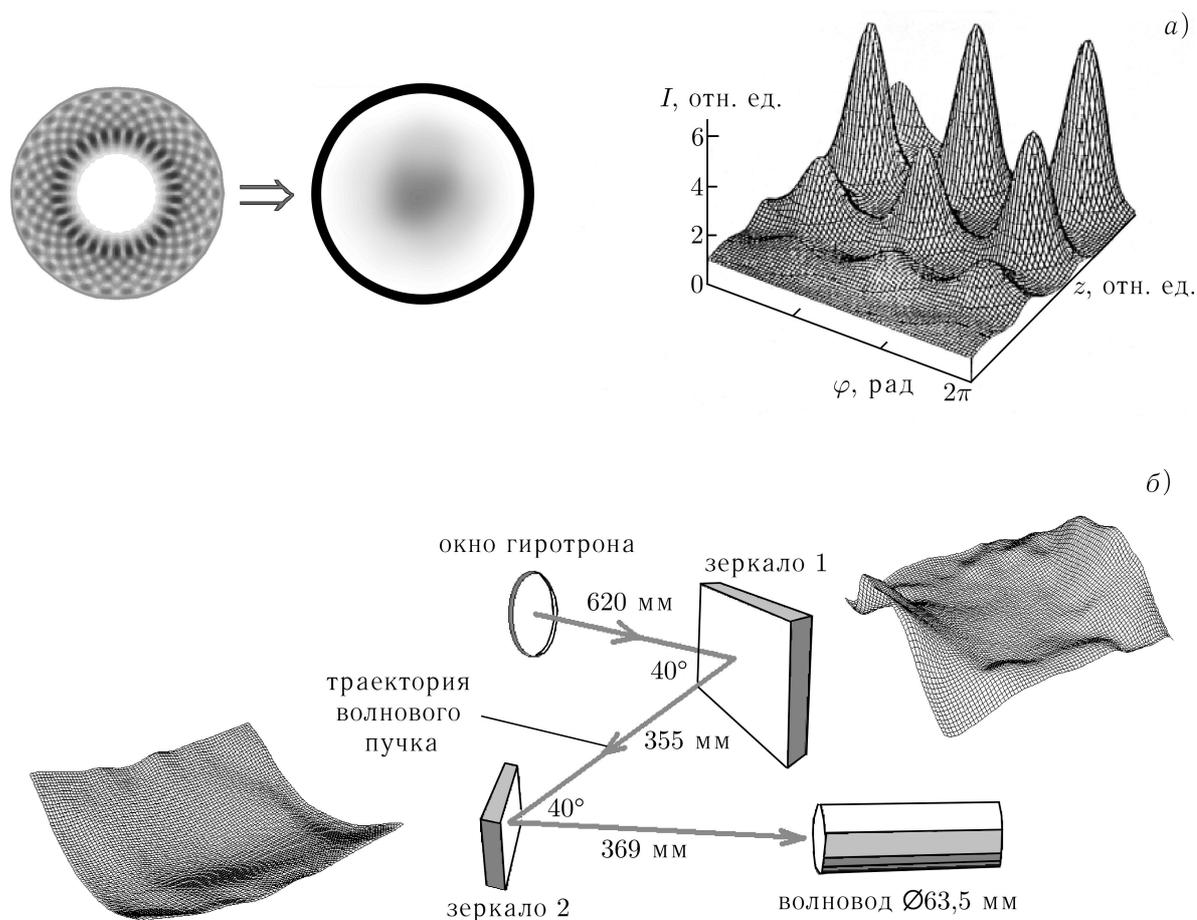


Рис. 6. Основные способы повышения эффективности квазиоптических преобразователей: *a* — специальная деформация стенки волновода, обеспечивающая близкий к гауссовому профиль интенсивности уже в волноводе (справа показана интенсивность I волнового поля на стенке излучающего волновода, φ и z — азимутальный угол и расстояние вдоль оси резонатора соответственно); *б* — использование синтезированных зеркал со сложной поверхностью для коррекции волнового пучка; рядом с зеркалами приведена форма их поверхности

натора требует дополнительной дискриминации мод. Один из проверенных в модельных экспериментах путей заключается в использовании коаксиальной вставки в резонаторе, диаметр которой чуть меньше диаметра каустики рабочей моды (рис. 5). Такая вставка со специальной формой снижает дифракционную добротность некоторых паразитных мод с меньшими каустиками. Изопрённые методы оптимизации профиля коаксиальной вставки и её поверхностного импеданса позволили продемонстрировать эффективную работу гиротрона на очень высоких модах $TE_{28,16}$ и $TE_{31,17}$ (диаметр резонатора около 30λ) [22–25].

Использование высших рабочих мод подразумевает их эффективную трансформацию в параксиальные волновые пучки (например, в гауссов волновой пучок) с простейшей пространственной структурой и поляризацией. Преобразователь мод [26–29] состоит из специального фигурного среза излучающего волновода, квазипараболического рефлектора и нескольких профильных зеркал. Преобразователь является открытой зеркальной линией передачи с присущими ей дифракционными потерями. Для мегаваттных гиротронов приемлемый уровень этих потерь составляет $3 \div 5\%$. Основные методы уменьшения дифракционных потерь (см. рис. 6) заключаются в пред-

варительном формировании волнового пучка с малым полем на краях волноводного среза [27] и в использовании синтезированных профильных рефлекторов [19, 28, 29].

2.2. Коллекторы с рекуперацией для мегаваттных гиротронов

Возможность рекуперации остаточной энергии электронов в гиротронах впервые обсуждалась много лет назад [30]. В те времена проблема КПД и конструкции коллекторов не была такой острой, т. к. гиротроны большой мощности работали в режиме коротких импульсов. Эта проблема проявилась в полной мере, когда началась разработка непрерывных мегаваттных гиротронов в проекте ИТЭР.

Типичный КПД мегаваттного гиротрона без рекуперации составляет $30 \div 35\%$, а с рекуперацией — около 50% . Кроме весьма заметного повышения КПД, использование коллектора с рекуперацией очень сильно снижает мощность, рассеиваемую на коллекторе. Так, при повышении КПД с 33% до 50% , в мегаваттном гиротроне рассеиваемая на коллекторе мощность снижается вдвое: с 2 до 1 МВт. Крайне важно также, что использование коллектора с рекуперацией в гиротроне позволяет работать при больших энергиях и меньших токах электронного пучка, упрощает источники питания, системы защиты гиротрона при пробое, значительно уменьшает уровень рентгеновского излучения с коллектора. Даже в первых испытаниях мегаваттных гиротронов с такими коллекторами было продемонстрировано существенное увеличение КПД [31–33]. В настоящее время КПД $45 \div 50\%$, скорее, является обычным фактом, чем рекордным достижением [20, 34]. Проиллюстрируем ситуацию результатами тестов «низкочастотных» гиротронов разработки НПП «Гиком» (см. рис. 7).

2.3. Алмазные окна для гиротронов

Выращенные по CVD-технологии (Chemical Vapor Deposition) алмазные диски обладают исключительной комбинацией свойств:

— очень высокая теплопроводность. Для CVD-алмазов она близка к теплопроводности кристаллических алмазов (примерно в четыре раза выше теплопроводности меди) в очень широком диапазоне температур;

— малые микроволновые потери. Для большого числа дисков, пригодных для изготовления окон, согласно измерениям в диапазоне миллиметровых волн тангенс диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta < 10^{-5}$;

— механическая прочность. Диск с диаметром 100 мм и толщиной 1,5 мм выдерживает перепад давлений в несколько атмосфер.

Окна на основе CVD-алмазов очень дороги, однако в настоящее время это единственное решение для мегаваттных барьерных окон [35–42]. Расчёты показывают, что окна на основе лучших алмазных дисков способны пропускать излучение даже с мощностью $2 \div 3$ МВт.

Благодаря высокой теплопроводности достаточно охлаждать лишь край окна водой комнатной температуры. Такая схема системы охлаждения проста и удобна в сравнении с ранее рассматриваемыми вариантами окон на основе других материалов (см., например, [39, 43]), требующих очень низких температур или специальных охлаждающих жидкостей.

Стоит отметить, что потери микроволн имеют место как внутри алмазного диска, так и на его поверхности [41, 42]. Поверхностные потери значительны и зависят от обработки и очистки поверхности (см., например, табл. 1). В настоящее время разрабатываются методы снижения потерь на поверхности дисков.

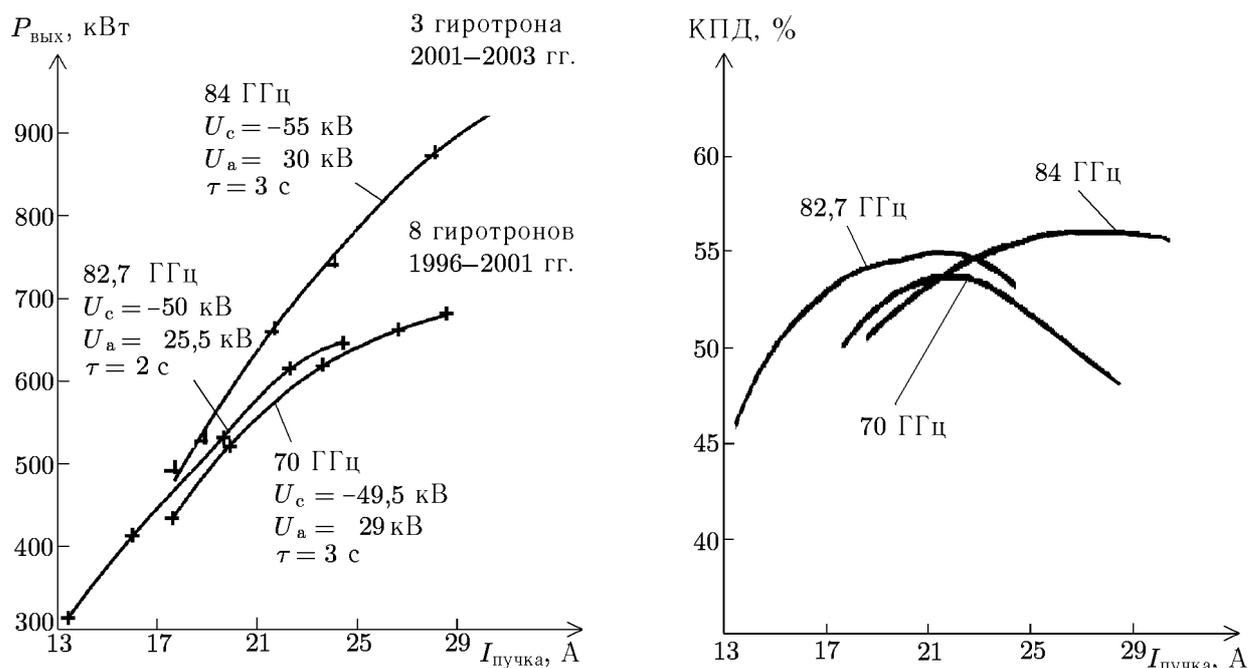


Рис. 7. Зависимости мощности излучения $P_{\text{вых}}$ и КПД от тока пучка для гиротронов с частотой излучения 70 ÷ 84 ГГц; указаны напряжения основного (U_c) и рекуперационного (U_a) источников питания гиротрона, а также длительность импульса τ

Таблица 1
Параметры некоторых недавно тестированных алмазных CVD-дисков

	Резонансная частота, МГц	Поглощение на поверхности * $P_{\text{abs}}/P_0, 10^{-6}$	Поглощение в диске * $P_{\text{abs}}/P_0, 10^{-6}$	$\text{tg } \delta, 10^{-5}$
Окно ТЕХТОР, толщина 1,798 мм	105 257	530	130	1,00
	140 332	590	140	0,79
	175 407	660	140	0,64
Окно «India I», толщина 1,525 мм	82 622	860	170	1,84
	123 920	1 000	240	1,71
	165 220	1 200	300	1,65
Окно ITER2, толщина 1,489 мм	126 958	1 300	95	0,72
	169 261	1 500	97	0,55
Окно «India II», толщина 1,523 мм	164 080	410	57	0,33

* P_{abs}/P_0 — отношение мощностей поглощённого и прошедшего излучения

Наиболее многосторонние исследования свойств алмазных CVD-дисков проводятся в научном центре FZK (Германия) (см., например, [35, 36, 40, 41]).

Более 10 гиротронов с алмазными окнами были изготовлены и испытаны различными группами [6, 7, 10, 14, 15, 20]. Несколько гиротронов с алмазными окнами уже используются на плазменных установках DIII-D, JT-60, ТЕХТОР.

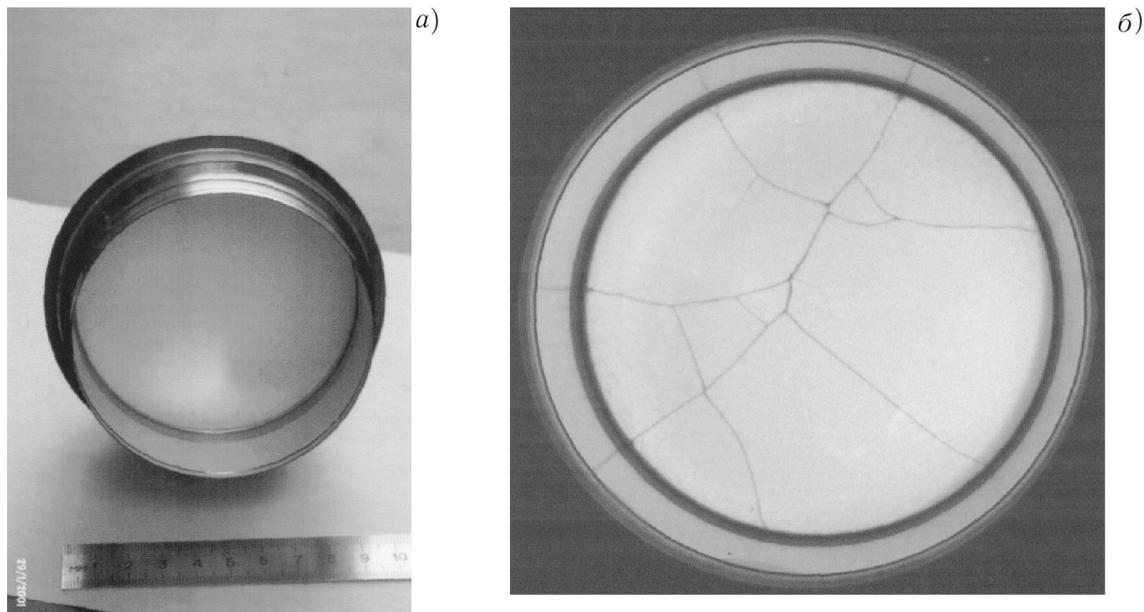


Рис. 8. Фотография алмазного CVD-диска перед установкой в гиротрон с частотой излучения 170 ГГц (а) и после аварии (б)

Надёжность (или разработка достаточно эффективных систем защиты) барьерных окон на основе алмазных CVD-дисков является пока предметом дискуссии. Достаточно большая доля окон ($10 \div 15\%$) треснула в процессе испытания (см. рис. 8) гиротронов. Причины некоторых аварий не поняты.

3. ПОСЛЕДНИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИСПЫТАНИЙ ГИРОТРОНОВ ДЛЯ УСТАНОВОК УТС

В последние 3–4 года всеми разработчиками гиротронов для установок УТС были продемонстрированы впечатляющие параметры приборов [6, 7, 10, 20]. Наиболее значимый результат показан европейской командой [20], которая в испытаниях гиротрона с частотой излучения 140 ГГц достигла генерации с мощностью около 1 МВт в импульсах длительностью сотни секунд. Альянс JAERI/«Toshiba» испытал гиротроны с параметрами 170 ГГц/0,9 МВт/9 с и 110 ГГц/1,2 МВт/4 с, фирма CPI (США) произвела несколько гиротронов 110 ГГц/0,6 МВт/10 с и гиротрон 140 ГГц/0,7 МВт/700 с. Российской командой (ИПФ РАН, ЗАО НПП «Гиком», ИЯС РНЦ «Курчатовский институт») также показаны весьма значимые результаты с гиротронами 140 ГГц/0,7 МВт/10 с (поставлен на установку TEXTOR) и 170 ГГц (0,85 МВт/19 с и 0,5 МВт/80 с).

Во многих случаях КПД гиротронов составлял $40 \div 50\%$ (см. рис. 9). Из рис. 9 также видно, что для испытанного гиротрона оптимальная энергия рекуперации составляет около 25 кэВ, при которой КПД взаимодействия волны с электронным пучком (и, следовательно, мощность) не уменьшаются, а токи на изолированные электроды остаются достаточно малыми.

Работа системы охлаждения резонатора может быть косвенно оценена по изменению частоты генерации из-за его теплового расширения. Рис. 10 иллюстрирует одновременно жёсткость конструкции резонатора и эффективность работы системы охлаждения.

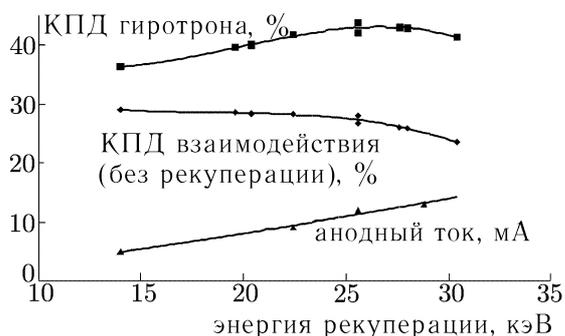


Рис. 9. Параметры гиротрона с частотой излучения 170 ГГц в зависимости от энергии рекуперации. Полная энергия электронов 70 кэВ, ток пучка 39 А, выходная мощность 0,7 МВт

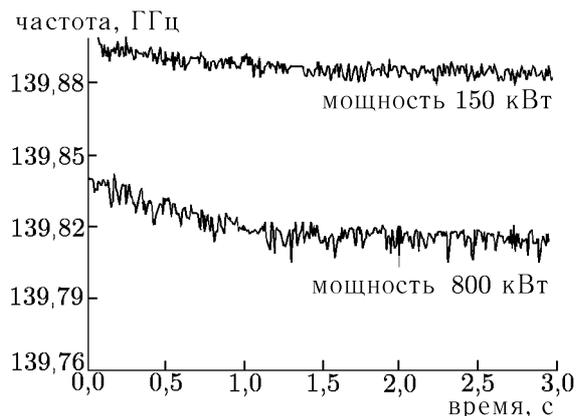


Рис. 10. Временной дрейф частоты генерации гиротрона (140 ГГц). Малая величина дрейфа (порядка 10^{-4}) свидетельствует о правильной работе системы охлаждения

4. ТЕНДЕНЦИИ В РАЗРАБОТКЕ ГИРОТРОНОВ СИСТЕМ ЭЛЕКТРОННО-ЦИКЛОТРОННЫХ ВОЛН ДЛЯ УСТАНОВОК УТС

Последние результаты в разработке гиротронов показали принципиальную реализуемость непрерывных мегаваттных гиротронов. Несомненно, такие гиротроны будут интегрированы в новые установки УТС в течение ближайшего десятилетия. Для следующего этапа разработки гиротронов уже сформулированы два новых требования и, соответственно, два направления: повышение мощности гиротронов до уровня $1,5 \div 2$ МВт и разработка мегаваттных ламп со ступенчатой перестройкой частоты ($5 \div 10$ частот в интервале $30 \div 40\%$). В настоящее время эти требования можно назвать экстремальными, а реализация гиротронов с указанными свойствами подразумевает решение новых физических и технологических задач.

Проекты коаксиального гиротрона с мощностью излучения 2 МВт и частотно-перестраиваемого гиротрона находятся сейчас на стадии испытаний короткоимпульсных прототипов. Мощность 2,2 МВт на частоте 165 ГГц в миллисекундных импульсах была показана в коаксиальном гиротроне, испытанном в научном центре FZK (Германия). ЗАО НПП «Гиком» планирует в 2004 году испытания прототипа промышленной лампы с мощностью излучения 1,5 МВт.

В последние годы активно ведутся исследования с целью разработки мегаваттных частотно-перестраиваемых гиротронов (см., например, [25, 44, 45]). Изменение основного магнитного поля (циклотронной частоты) даёт возможность ступенчатой перестройки частоты излучения (генерации на различных модах) с типичным шагом $2 \div 3\%$, зависящим от размера резонатора. Реализация данных гиротронов подразумевает решение таких задач, как: разработка электронной пушки и коллектора, работающих в широком ($30 \div 40\%$) диапазоне магнитных полей; выбор ряда рабочих мод с одним направлением вращения, эффективно взаимодействующих с электронным пучком; разработка квазиоптического преобразователя, трансформирующего каждую из мод в гауссов волновой пучок; выбор типа и разработка широкополосного или перестраиваемого барьерного окна.

Конструкция частотно-перестраиваемого гиротрона разработана в кооперации ИПФ РАН и ЗАО НПП «Гиком». На центральной частоте излучения 140 ГГц рабочей модой гиротрона является $TE_{22,8}$. Число возможных рабочих частот гиротрона в диапазоне частот $100 \div 160$ ГГц

оценивается как 6–10. В экспериментах с короткими импульсами излучения, проведённых в ИПФ РАН, уже продемонстрирована эффективная (КПД более 40% без рекуперации) генерация излучения в указанном диапазоне частот на 7 модах с мощностью, превышающей 1 МВт. Данный гиротрон базируется на диодном типе электронной пушки, что означает определённое изменение радиуса электронного пучка в резонаторе пропорционально кубическому корню от частоты излучения и, как следствие, сложность в конструировании квазиоптического преобразователя мод. Оптимизация рефлекторов квазиоптического преобразователя позволила обеспечить высокое (94÷96%) содержание гауссовой моды в выходном волновом пучке при работе на всех рабочих модах. Для этого гиротрона исследуются две концепции выходного окна: окно на эффекте Брюстера и двухдисковое перестраиваемое окно. Обе концепции основаны на использовании алмазного CVD-диска. Брюстеровское окно привлекательно широкой мгновенной полосой частот, однако требует более сложной системы квазиоптических зеркал внутри гиротрона. Поэтому в первых тестах частотно-перестраиваемый гиротрон будет оснащён перестраиваемым окном из двух дисков с изменяемым расстоянием между ними.

Авторы благодарны своим коллегам за дискуссии и помощь в написании статьи.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Felch K. L., Danly B. G., Jory H. R., et al. // Proc. IEEE. 1999. V. 87, No. 5. P. 752.
2. Thumm M. State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers. Update 2000. Forschungszentrum Karlsruhe, Germany, 2001.
3. Litvak A. G., Alikaev V. V., Denisov G. G., et al. // 17th IAEA Fusion Energy Conference, Yokohama, Japan, 19–24 October 1998. IAEA-F1-CN-69/FTP/24.
4. Гольденберг А. Л., Денисов Г. Г., Запевалов В. Е. и др. // Изв. Вузов. Радиофизика. 1996. Т. 39, № 6. С. 635.
5. Denisov G. G. // Proc. 4th Int. Workshop “Strong Microwaves in Plasmas”, Nizhny Novgorod, 2000. P. 967.
6. Litvak A. G., Agapova M. V., Denisov G. G., et al. // 27th Conf. on Infrared and Millimeter Waves, San-Diego, USA, 2002. P. 295.
7. Chu T. S., Blank M., Borchard P., et al. // Conf. Digest 25th Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Beijing, China, 2000. P. 13.
8. Darbos C., Magne R., Alberti S., et al. // 21st Symposium on Fusion Technology, Soft 2000, Madrid, Spain.
9. Zohm H., Gantenbein G., Giruzzi G., et al. // Nuclear Fusion. 1999. V. 39. P. 577.
10. Okubo K., Kubo S., Shimozuma T., et al. // Proc. 4th Int. Workshop “Strong Microwaves in Plasmas”, Nizhny Novgorod, 2000. P. 27.
11. Denisov G. G., Flyagin V. A., Kuftin V. A., et al. // Proc. 3rd Int. Workshop “Strong Microwaves in Plasmas”, Nizhny Novgorod, 1996. V. 2. P. 717.
12. Zapevalov V. E., Denisov G. G., Flyagin V. A., et al. // Fusion Engineering and Design. 2001. V. 53. P. 377.
13. Sakamoto K., Kasugai A., Takashi K., et al. // J. Phys. Soc. Japan. 1996. V. 65. P. 1888.
14. Sakamoto K., Kasugai A., Tsuneoka M., et al. // Proc. 23rd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, 1998. P. 363.
15. Felch K., Borchard P., Kaufman S., et al. // Proc. 23rd Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, 1998. P. 367.
16. Kuftin A. N., Lygin V. K., Tsimring Sh. E., Zapevalov V. E. // Int. J. Electronics. 1992. V. 72, No. 5–6. P. 1145.

17. Kuftin A. N., Lygin V. K., Manuilov V. N., et al. // *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*. 1999. V. 20, No. 3. P. 361.
18. Kuznetsov S. O., Malygin V. I. // *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*. 1991. V. 12, No. 11. P. 1241.
19. Aleksandrov N. L., Denisov G. G., Chirkov A. V. // *Optics Communication*. 1995. V. 115. P. 449.
20. Dammertz G., Alberti S., Arnold A., et al. // *Proc. 3rd IEEE Int. Vacuum Electron. Conf., Monterey, USA, 2002*. P. 330.
21. Moiseev M. A., Nemirovskaya L. L., Zapevalov V. E., Zavolsky N. A. // *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*. 1997. V. 18, No. 11. P. 2177.
22. Vlasov S. N., Zagryadskaya L. I., Orlova I. M. // *Radio Eng. Electron. Phys.* 1976. V. 21. P. 96.
23. Flyagin V. A., Khizhnyak V. I., Kuftin A. N., et al. // *Conf. Digest 22nd Int. Conf on Infrared and Millimeter Waves, Wintergreen, USA, 1997*. P. 112.
24. Thumm M., Braz O., Dammertz G., et al. // *Proc. 3rd Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", Nizhny Novgorod, 1997*. V. 2. P. 614.
25. Piosczyk B., Arnold A., Dammertz G., et al. // *IEEE Trans. Plasma Sci.* 2000. V. 28, No. 3. P. 918.
26. Vlasov S. N., Zagryadskaya L. I., Petelin M. I. // *Radio Eng. Electron. Phys.* 1975. V. 20, No. 10. P. 14.
27. Denisov G. G., Kuftin A. N., Malygin V. I., et al. // *Int. J. Electron.* 1992. V. 72, No. 5–6. P. 1079.
28. Katsenelenbaum B. Z., Semenov V. V. // *J. Radiotech. Electron.* 1967. No. 12. P. 244.
29. Bogdashov A. A., Chirkov A. V., Denisov G. G., et al. // *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*. 1995. V. 16, No. 4. P. 735.
30. Fix A. Sh., Flyagin V. A., Goldenberg A. L., et al. // *Int. J. Electron.* 1984. V. 57, No. 6. P. 821.
31. Sakamoto K., Tsuneoka M., Kasugai A., et al. // *Phys. Rev. Lett.* 1994. V. 73. P. 3532.
32. Piosczyk B., Iatrou C. T., Dammertz G., Thumm M. // *Conf. Digest 20th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Orlando, 1995*. P. 491.
33. Glyavin M. Yu., Kuftin A. N., Venediktov N. P., Zapevalov V. E. // *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*. 1997. V. 18. P. 2129.
34. Kurbatov V. I., Malygin S. A., Orlov V. B., et al. // *Proc. 4th Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", Nizhny Novgorod, 2000*. P. 641.
35. Hiedinger R., Sporl R., Thumm M., et al. // *Proc. 23rd Int. Conf. Infrared and Millimeter Waves, 1998*. P. 223.
36. Thumm M. // *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*. 1998. V. 19. P. 3.
37. Kasugai A., Sakamoto K., Takashi K., et al. // *Rev. Sci. Instruments*. 1998. V. 69. P. 2160.
38. Alikaev V. V., Khmara D. V., Khmara V. A., et al. // *ITG Conf. Displays and Vacuum Electronics. Garmisch-Patenkirchen, Germany, 1998*. P. 357.
39. Moeller C. P., Doane J. L., DiMartino M. // *Conf. Digest 19th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Sendai, 1994*. P. 279.
40. Sporl R., Schwab R., Heidinger R., Parshin V. V. *ITG Conf. Displays and Vacuum Electronics. Garmisch-Patenkirchen, Germany, 1998*. P. 369.
41. Heidinger R., Meier A., Rohde M., et al. // *25th Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Beijing, China, 2000*. P. 389.
42. Parshin V., Ralchenko V., Konov V. // *23th Int. Conf. on Infrared and Millimeter Waves. Colchester, England, 1998*. P. 232.
43. Alberti S., Braz O., Garin P., et al. // *Proc. 21st Conf. on Infrared and Millimeter Waves, Berlin, 1996*. P. AF1.
44. Thumm M., Arnold A., Borie E., et al. // *Fusion Engineering and Design*. 2001. V. 53. P. 407.

45. Zapevalov V. E., Bogdashov A. A., Chirkov A. V., et al. // 27th Conf. on Infrared and Millimeter Waves, San-Diego, USA, 2002. P. 1.

¹ Институт прикладной физики РАН;
² ЗАО НПП «Гиком»,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
23 сентября 2003 г.

MEGAWATT GYROTRONS FOR ELECTRON-CYCLOTRON HEATING AND CURRENT-DRIVE SYSTEMS IN CONTROLLED FUSION FACILITIES

G. G. Denisov,¹ V. E. Zapevalov,¹ A. G. Litvak,¹ and V. E. Myasnikov²

We discuss the results and main trends in developing megawatt gyrotrons used as microwave sources for electron-cyclotron wave systems in controlled fusion facilities. Such systems require gyrotrons with power no less than 1 MW operated continuously during a time of about 1000 s in the frequency range 110–170 GHz. We also highlight the main design principles of such gyrotrons and the most striking aspects and prospects of their development in the last years.

УДК 621.385.6

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ПРИБОРЫ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

В. Л. Братман

Дан краткий обзор достижений и новых идей в области получения сверхмощного когерентного излучения на миллиметровых волнах. Рассмотрены приборы, основанные на стимулированном тор-мозном излучении криволинейных и черенковском излучении прямолинейных релятивистских электронных пучков: гиросприборы (включая традиционные гиротроны и гиротроны с большой орбитой, гиро-ЛБВ и гиро-ЛОВ), мазеры на свободных электронах (мазеры на циклотронном авторезонансе и убитроны), ЛОВ, ЛБВ и оротроны. Некоторые из указанных приборов доведены до уровня, позволяющего эффективно использовать их для ряда перспективных приложений.

ВВЕДЕНИЕ

Релятивистскими называются такие электронные устройства, в которых либо скорости частиц близки к скорости света, либо релятивистские эффекты определяют принцип действия (что возможно и при малых скоростях частиц). Поскольку энергия покоя электронов равна 511 кэВ, для них релятивистские скорости достигаются при ускоряющих напряжениях в сотни киловольт. Такие высокие напряжения используют в СВЧ электронике для получения больших мощностей и/или высоких частот излучения, необходимых, в частности, для развития методов ускорения частиц, в физике плазмы и радиолокации, при создании новых материалов и воздействии на удалённые объекты, для передачи энергии на большие расстояния и т. д. [1]. Отдельные попытки использования пучков релятивистских электронов для получения мощного СВЧ излучения предпринимались ещё в 1950-е годы (см., например, [2]), но они были неудачными из-за малой плотности и длительности электронных пучков, доступных в то время. Адекватная база для высокочастотной электроники, основанной на использовании релятивистских пучков, возникла в конце 1960-х годов, когда появились сильноточные ускорители прямого действия, а также линейные индукционные ускорители. В этих ускорителях часто используются взрывоэмиссионные инжекторы электронов, позволяющие получать плотные пучки с мощностью $10^8 \div 10^{12}$ Вт в импульсах длительностью $10^{-9} \div 10^{-5}$ с. Благодаря развитию методов формирования пучков значительно возросла также их плотность в традиционных ускорителях. После получения плотных релятивистских электронных пучков начались поиски эффективных методов преобразования их энергии в когерентное излучение с импульсной мощностью, на порядки величины превышающей мощность традиционных слаборелятивистских СВЧ приборов [3]. Появились возможности достижения гигаваттного и более высокого уровня импульсной мощности СВЧ излучения и, в частности, достижения фундаментальной мощности $P_0 = m^2 c^5 / e^2 \approx 8,7$ ГВт, составленной из мировых констант. Здесь m и e — масса и заряд электрона соответственно, c — скорость света. При фокусировке излучения с мощностью P_0 на область с площадью $S \sim \lambda^2$, где λ — длина волны излучения, волна сообщает электронам вещества релятивистскую осцилляторную скорость.

Другое направление, получившее мощный импульс с появлением плотных пучков, — это генерация когерентного коротковолнового излучения (вплоть до рентгеновского диапазона). Уже из свойств излучения одной частицы очевидно, что для любого механизма стимулированного излучения пучка релятивизм упрощает получение коротких волн. Поясним это для двух наиболее

распространённых случаев: черенковского излучения электронов, движущихся прямолинейно в замедляющей структуре, и тормозного излучения электронов-осцилляторов.

При черенковском излучении электроны движутся прямолинейно со скоростью, близкой к фазовой скорости волны:

$$v \approx v_{\text{ф}}, \quad (1)$$

т. е. синхронны с нею. В этой ситуации увеличение их скорости до релятивистских величин $v \sim c$ означает, что волну надо замедлять намного меньше, чем при слаборелятивистских скоростях частиц. Такая (поверхностная) волна слабее прижата к замедляющей структуре и спадает при удалении от последней в поперечном направлении на сравнительно большом характерном расстоянии

$$L_{\perp} = \frac{\beta\gamma}{2\pi} \lambda. \quad (2)$$

Здесь $\beta = v/c$ и $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$ — нормированная скорость и лоренц-фактор частиц соответственно. В отличие от слаборелятивистского предела, когда $\beta\gamma \ll 1$ и $L_{\perp} \ll \lambda$, для релятивистских частиц масштаб (2) может быть величиной порядка (или даже больше) длины волны. Соответственно, расстояние от электронного пучка до электродинамической структуры и толщина пучка могут быть значительно больше, чем при низких ускоряющих напряжениях.

Для электронов, осциллирующих с частотой Ω и перемещающихся с поступательной скоростью v_{\parallel} , частота излучаемой волны ω близка (с учётом доплеровской поправки $-k_{\parallel}v_{\parallel}$, где k_{\parallel} — продольное волновое число) к частоте колебаний частиц Ω или её гармонике:

$$\omega - k_{\parallel}v_{\parallel} \approx s\Omega, \quad (3)$$

где $s = \pm 1, \pm 2, \dots$. В этом случае волна действует на частицы в такт их колебаниям, т. е. резонансным образом, а её фазовая скорость вдоль направления поступательного движения частиц $v_{\text{ф}} = \omega/k_{\parallel}$ может сильно отличаться от их скорости v_{\parallel} . Соответственно, при любой скорости электронов нет необходимости замедлять взаимодействующую с ними волну. Она может быть сколь угодно быстрой ($v_{\text{ф}} > c$) и не прижатой к электродинамической структуре, а электроны-осцилляторы могут двигаться вдали от структуры. Благодаря эффекту Доплера при релятивистской поступательной скорости электронов частота волны, излучаемой ими вперёд на основном резонансе ($s = 1$), при близкой к скорости света фазовой скорости волны равна

$$\omega \approx \frac{\Omega}{1 - v_{\parallel}/v_{\text{ф}}} \sim \gamma^2 \Omega \quad (4)$$

и намного выше частоты их осцилляций Ω [4, 5]. Если же достаточно велика осцилляторная скорость частиц ($v_{\perp} \geq c\gamma^{-1}$), то могут эффективно излучаться высокие гармоники частоты осцилляций ($s > 1$). Используя большое доплеровское преобразование частоты излучения или работая на высоких гармониках, можно повысить частоту в γ^2 и более раз, где γ достигает $1,5 \div 10^2$ в сильноточных ускорителях и 10^4 в «обычных» линейных ускорителях. Доплеровское преобразование частоты излучения используется в мазерах и лазерах на свободных электронах (МСЭ и ЛСЭ), которые благодаря этому перекрывают диапазон от миллиметровых волн до вакуумного ультрафиолета (см., например, [6] и цитированную там литературу).

Первые успешные эксперименты в релятивистской высокочастотной электронике были выполнены в 1970-е годы. В совместном эксперименте Физического института АН СССР и Научно-исследовательского радиофизического института на сильноточном ускорителе прямого действия был реализован эффективный релятивистский СВЧ генератор 3-сантиметрового диапазона длин

волн с мощностью излучения 0,4 ГВт и КПД 15 % [7], что стимулировало поток работ в этом, относительно длинноволновом, направлении. Ещё больший бум вызвало создание через несколько лет первого ЛСЭ [8] на Станфордском линейном ускорителе, обеспечивающем высокую плотность и малый разброс параметров частиц в пучке. Оба эти направления быстро развивались. После распада СССР темп работ снизился, но всё же много нового сделано и в последующие годы.

К настоящему времени существует много обзоров и монографий по релятивистским СВЧ приборам (см., например, [1, 6, 9–11] и цитированную там литературу). Данная статья посвящена обсуждению сравнительно узкого круга вопросов, а именно описанию некоторых достижений в привлекательном для приложений диапазоне миллиметровых волн. Наиболее подробно излагаются результаты последних лет, полученные в Институте прикладной физики РАН (ИПФ), а также в других организациях при участии сотрудников ИПФ.

1. СЛАБОРЕЛЯТИВИСТСКИЕ И РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ГИРОПРИБОРЫ

Хорошо известно, что на миллиметровых волнах очень эффективны слабoreлятивистские гиротроны [12], представляющие собой разновидность мазеров на циклотронном резонансе (МЦР) [13]. Как и другие разновидности МЦР, эти приборы основаны на стимулированном циклотронном излучении электронов, движущихся по винтовым траекториям в однородном магнитном поле. Такое излучение представляет собой частный случай излучения электронов-осцилляторов, и для него в общем случае справедливо условие резонанса

$$\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} \approx s\omega_B, \quad (5)$$

где $\omega_B = eB/(m\gamma)$ — релятивистская гирочастота электрона. Гиротроны отличаются от других разновидностей МЦР тем, что в них в качестве рабочих используются волны с малыми продольными волновыми числами $k_{\parallel} \ll \omega/c$, так что доплеровская поправка к частоте в условии резонанса (5) мала:

$$\omega \approx s\omega_B. \quad (6)$$

Режим генерации в гиротронах слабо зависит от разброса поступательных скоростей частиц, поэтому в них достигается высокий электронный КПД.

В настоящее время слабoreлятивистские гиротроны обеспечивают мощность излучения до 1 МВт в квазинепрерывном режиме вплоть до длины волны 1,8 мм [11, 14, 15]. Следует иметь в виду, что энергии частиц в приборах такой высокой мощности приближаются к 100 кэВ, т. е. близки к релятивистским значениям. При использовании значительно меньших энергий частиц и очень сильных импульсных магнитных полей с индукцией до 25 Тл в гиротроне получена выходная мощность когерентного излучения в десятки киловатт на волнах вплоть до 0,46 мм [16].

В приборах с сильноточными релятивистскими пучками для сообщения частицам энергии используются ускорители электронов, которые значительно сложнее высоковольтных источников, применяемых в гиротронах. Поэтому в приложениях приборы с релятивистскими пучками могут конкурировать с хорошо развитыми слабoreлятивистскими гиротронами только в случае, если будут превосходить их хотя бы по некоторым параметрам. Это является непростой задачей, тем более что энергетические возможности гиротрона и его модификаций далеко не исчерпаны. В частности, как и для других приборов, эти возможности расширяются при повышении энергии частиц до релятивистских значений.

Может даже показаться, что и в области релятивистских энергий частиц при генерации больших мощностей на миллиметровых волнах гироприборы всегда окажутся эффективнее других приборов. Ведь действие гиротрона целиком основано на релятивистском эффекте, а именно на

зависимости циклотронной частоты от энергии частиц, приводящей к их азимутальной группировке на ларморовских окружностях. Поэтому естественно было бы ожидать, что при увеличении энергии электронов эффективность гиротрона должна дополнительно увеличиться. Однако не всё так просто.

Прежде всего, очевидно, что значительное увеличение энергии ведёт к снижению релятивистской гирочастоты электронов, а значит, и частоты генерации на основном циклотронном резонансе. При релятивистских энергиях частиц и использовании тех же магнитных полей, что и в слаборелятивистских приборах, излучение гиротрона на основном резонансе становится менее коротковолновым. Кроме того, при больших энергиях зависимость гирочастоты от энергии частиц является столь сильной, что во избежание выхода электронов из резонанса с волной приходится расширять полосу циклотронного резонанса, укорачивая пространство взаимодействия, что ведёт к усложнению дискриминации паразитных мод (по крайней мере, при работе с высокими поперечными индексами). Следует отметить, что для достижения высокого КПД гиротронов необходимо формировать пучки с большими вращательными скоростями частиц, что при больших токах тоже представляет сложную задачу. Связанные с этим опасения играли особенно важную роль в начальный период развития релятивистской СВЧ электроники, и в значительной степени из-за них релятивистским гироприборам было посвящено сравнительно мало работ.

1.1. Релятивистские гиротроны на основном циклотронном резонансе

Тем не менее в релятивистских гиротронах, реализованных на ускорителях прямого действия с взрывоэмиссионными инжекторами электронов, в режиме одномодовой генерации при длительности импульсов в десятки наносекунд получена мощность от десятков до сотен мегаватт в длинноволновой части и до десятков мегаватт в коротковолновой части миллиметрового диапазона [17–20]. Из-за усложнения дискриминации паразитных мод в [17] использовались дополнительные меры в виде нанесения продольных селективирующих прорезей в стенке традиционного гиротронного резонатора. В мощном коротковолновом релятивистском гиротроне [18] использовался уникальный по селективности эшелеттный резонатор на поперечно-магнитную моду (эшелеттные резонаторы первоначально были предложены для гиротронов с «обычными» поперечно-электрическими модами и для слаборелятивистских энергий частиц, см. [21]). В экспериментах [22, 23] использовались термоэмиссионные магнетронно-инжекторные пушки (МИП) с энергией частиц около 250 кэВ, причём в [23] благодаря достижению большой вращательной скорости частиц и оптимизации продольного распределения СВЧ поля получен очень высокий КПД гиротрона 50% на волне 10 мм.

1.2. Гиротроны с большой орбитой

Как и в других приборах, основанных на излучении электронов-осцилляторов, при больших осцилляторных (в данном случае — вращательных) скоростях частиц в гиротронах можно рассчитывать на возбуждение высоких (циклотронных) гармоник. Эта возможность была многократно продемонстрирована в слаборелятивистских гиротронах, которые в настоящее время достаточно часто работают на второй гармонике ($s = 2$). Для повышения селективности возбуждения более высоких гармоник может быть использована, в частности, предложенная ещё в работах [24–26] конфигурация так называемого гиротрона с большой орбитой (ГБО, рис. 1а). Эта конфигурация отличается от традиционного гиротрона (рис. 1б) только формой электронного пучка: вместо поливинтового пучка в ГБО используется моновинтовой пучок, представляющий собой одну

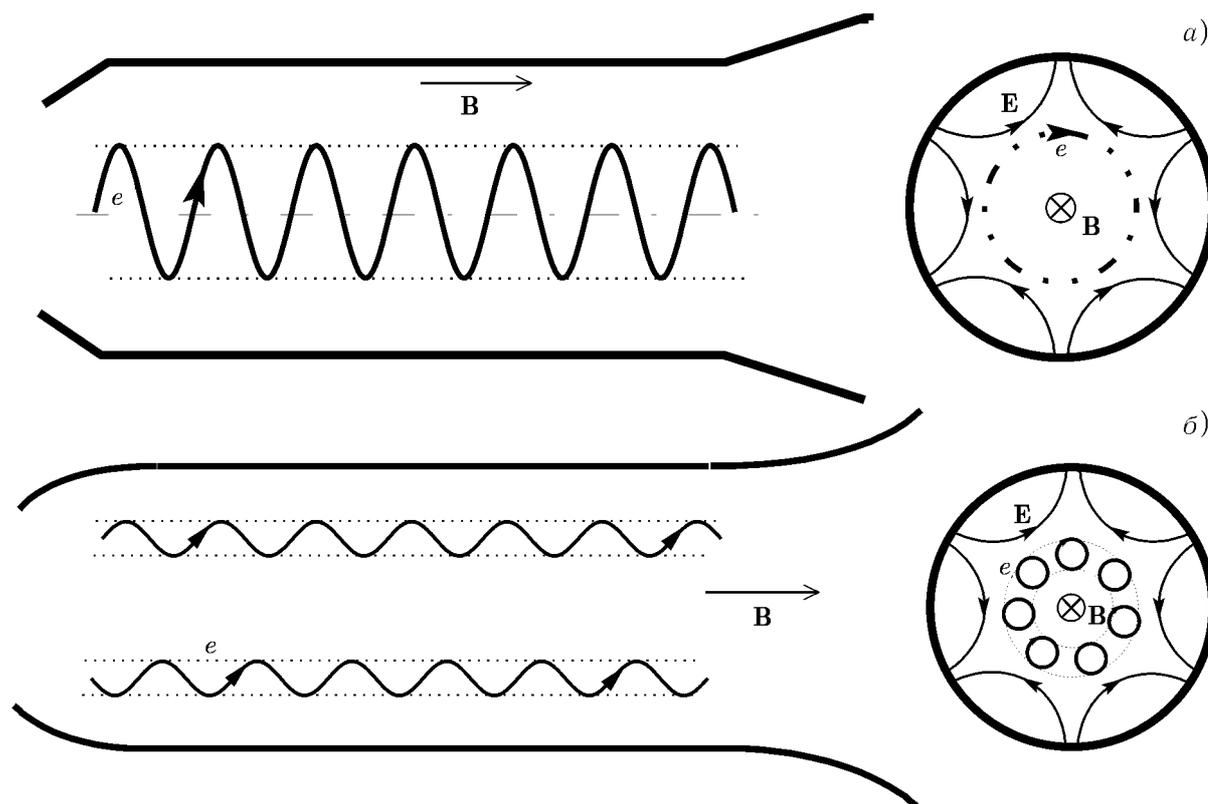


Рис. 1. Схемы рабочего пространства гиротрона с большой орбитой (а) и традиционного гиротрона (б)

ларморовскую трубку или даже одну винтовую линию с осью, совпадающей с осью электродинамической системы. Благодаря этой геометрии в ГБО реализуется сильное правило отбора: возбуждаются лишь моды TE_{mp} с направлением вращения, попутным вращению частиц, и азимутальным индексом m , равным номеру резонансной циклотронной гармоники s :

$$m = s. \quad (7)$$

Вблизи оси поле этих мод очень близко по своей пространственной структуре к полю соответствующего вращающегося резонансного частицам $2s$ -мультиполя (рис. 1а), который группирует электроны на ларморовской окружности в s азимутальных сгустков, а затем (при правильной расстройке резонанса) отбирает у них энергию. Поля мод, для которых $m \neq s$, не содержат резонансных мультиполей на оси системы.

При реализации в ИПФ мощных релятивистских ГБО в первых демонстрационных экспериментах использовался простой взрывэмиссионный инжектор в виде плоского диода, формирующего сплошной сильноточный пучок с длительностью импульса 20 нс [27]. Из центральной части пучка цилиндрическим селектором вырезался тонкий рабочий пучок с относительно небольшим током порядка 30÷50 А, составляющим лишь около одного процента от полного тока диода (такой метод первоначально использовался также в МСЭ [28] и МЦАР [29]). Электроны выделенного селектором пучка приобретали затем вращательную скорость в поперечном поле магнитостатического кикера. Таким пучком в традиционном гиротронном резонаторе (рис. 1б), изменяя магнитное поле, удалось селективно возбудить на пяти первых циклотронных гармониках $s = 1 \div 5$ рабочие моды TE_{m1} с азимутальными индексами m от 1 до 5 и нижшим радиальным индексом $p = 1$. При этом на 5-й гармонике при длине волны 4 мм была получена мощность более 100 кВт.

Последующие эксперименты проводились на установке с термоэмиссионной электронно-оптической системой, обеспечивающей полное использование релятивистского пучка и значительно большую его длительность — вплоть до 10 нс [30]. Эти эксперименты были рассчитаны на получение более коротких волн, поэтому для уменьшения омических потерь радиальный индекс рабочих мод был увеличен с $p = 1$ до $p = 2$. Для формирования электронного пучка была разработана квазипирсовская оптика с магнитным сопровождением частиц, позволившая использовать весь эмитируемый пучок. Эта система позволила получить тонкий и очень плотный (до 3 кА/см^2) прямолинейный пучок с энергией частиц до 250 кэВ и током до 10 А при малом разбросе скоростей частиц. Этот пучок приобретал первоначальную вращательную скорость в поперечном, неадиабатически меняющемся поле магнитоэлектронного кикера, а затем эта скорость повышалась при движении частиц к резонатору в адиабатически нарастающем магнитном поле. В ГБО с таким пучком селективному возбуждению моды TE_{52} на 5-й гармонике в резонаторе простейшей формы (рис. 1а) мешало возбуждение паразитной моды. В то же время удалось селективно возбудить моды TE_{32} и TE_{42} на 3-й и 4-й гармониках с длинами волн 2,6 и 2,3 мм соответственно и выходной мощностью около 100 кВт. В развитие этих результатов в настоящее время готовятся два эксперимента на волнах 0,8 и 0,3 мм, рассчитанные на получение киловаттного уровня мощности на 3-й гармонике при ускоряющих напряжениях 250 и 80 кВ и относительно слабых импульсных магнитных полях 7 и 14 Тл.

1.3. Гироклистроны и магниконы

При слаборелятивистских энергиях частиц наряду с гиротронами-генераторами довольно хорошо развиты гироклистроны, т. е. усилители с несколькими резонаторами, разделёнными участками дрейфа (свободного вращения) частиц, движущихся по винтовым траекториям. При релятивистских энергиях частиц успешные эксперименты с гироклистрономы проведены пока лишь на сантиметровых волнах. В то же время релятивистский гироклистрон представляется перспективным для нового поколения ускорителей частиц [31]. Работы в этом направлении недавно начаты в ИПФ, и первым шагом стал упомянутый выше эксперимент по созданию высокоэффективного гиротрона с термоэмиссионной магнетронно-инжекторной пушкой [23]. В миллиметровом диапазоне длин волн развивается также и другой релятивистский усилитель — магникон [32] — близкий по принципу действия к гироклистроному. В отличие от традиционного гироклистроны с поливинтовым электронным пучком, в магниконе используется тонкий пучок, который в первом резонаторе приобретает вращательную скорость вокруг оси системы под действием «развёртывающего» высокочастотного поля. Расчёты [32] позволяют надеяться, что на частоте 34 ГГц магникон обеспечит в импульсах микросекундной длительности мощность излучения 45 МВт и усиление 55 дБ при КПД более 40%.

1.4. Гиро-ЛБВ и гиро-ЛОВ с винтовыми рабочими волноводами

Одно из наиболее важных новых направлений как для релятивистских, так и для слаборелятивистских энергий частиц связано с предложенной в [33] и развиваемой в работах [34–36] идеей радикального повышения эффективности приборов с бегущими волнами, а именно гиро-ЛБВ и гиро-ЛОВ. До недавнего времени в этих приборах в качестве электродинамической системы обычно использовался круглый цилиндрический волновод с гладкими стенками. Однако из-за неблагоприятной дисперсии волны (гиперболической зависимости частоты от продольного волнового числа, см. рис. 2а) гиро-ЛБВ с таким волноводом обладает сравнительно низким КПД

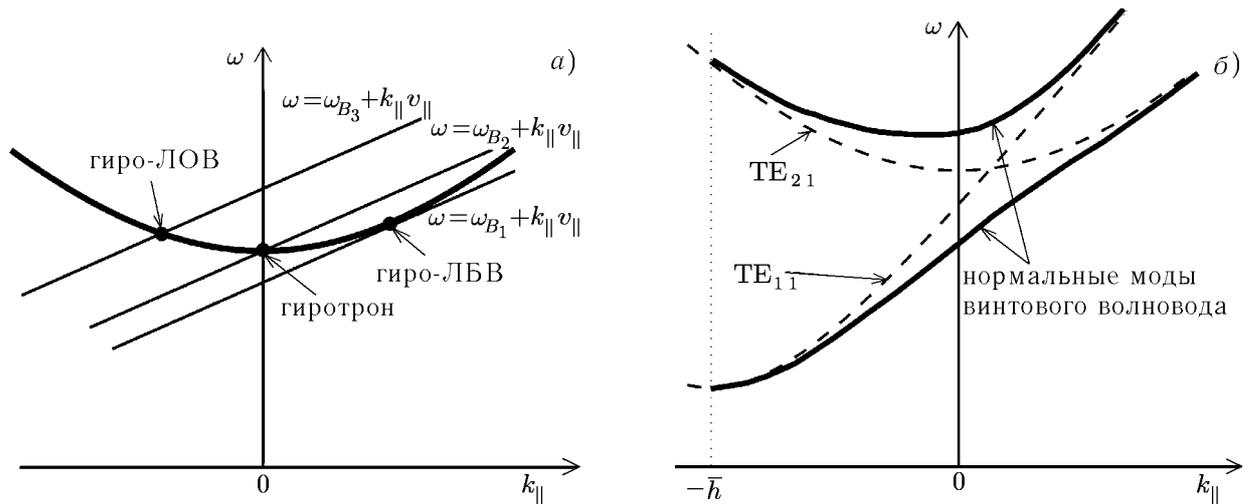


Рис. 2. Бриллюэновская диаграмма для традиционных gyroприборов с круглым волноводом (а) и gyro-ЛБВ с винтовым волноводом (б). Прямыми линиями показаны условия циклотронного резонанса для 3-х значений магнитного поля ($B_1 < B_2 < B_3$)

и усилением. Дело в том, что в такой системе усиление в сравнительно широкой полосе частот возможно лишь при достаточно больших значениях продольного волнового числа, что приводит к сильной чувствительности усилителя к разбросу поступательных скоростей частиц. Кроме того, в слабoreлятивистской gyro-ЛБВ с гладким рабочим волноводом велика опасность возбуждения паразитных гиротронных колебаний (рис. 2а). В предложенном в [33] цилиндрическом волноводe с винтовой гофрировкой внутренней поверхности подходящим выбором периода и глубины гофрировки можно связать две волны круглого волновода таким образом, чтобы получить нормальную волну с линейной частотной характеристикой и достаточно большой групповой скоростью $v_g \approx v_{||}$ в области малых продольных волновых чисел (рис. 2б). Как и в гиротроне, работа при малых волновых числах, т. е. при малой доплеровской поправке к частоте, позволяет во много раз снизить чувствительность к разбросу продольных скоростей частиц и тем самым значительно поднять КПД усилителя. Причём при достаточно глубокой гофрировке и работе на сравнительно низких модах это достигается практически без опасности паразитного гиротронного самовозбуждения, т. к. вторая (квазигиротронная) нормальная мода могла бы возбудиться лишь при значительно более сильных магнитных полях (см. рис. 2б). Благодаря этим свойствам удаётся увеличить усиление и полосу частот, а также эффективно работать на второй циклотронной гармонике, т. е. при более низком магнитном поле. Волноводы с винтовой гофрировкой удобны также и для реализации gyro-ЛОВ. Для обеспечения необходимой степени дискриминации паразитных мод в винтовых gyroприборах, как и в ГБО, часто целесообразно использовать приосевые электронные пучки.

В демонстрационном эксперименте с винтовой gyro-ЛБВ 3-сантиметрового диапазона длин волн с энергией частиц 180 кэВ [35] при максимальных усилении и КПД около 30 дБ и 30 % соответственно и длительности импульса порядка 100 нс были достигнуты мощность 1 МВт и полоса усиливаемых частот более 20 % на уровне половинной мощности. Демонстрационные эксперименты проведены также в миллиметровом диапазоне длин волн, где реализованы релятивистские винтовые gyro-ЛБВ с высоким КПД и gyro-ЛОВ с широкой полосой перестройки частоты излучения [36]. Для селективного возбуждения рабочей моды в этих приборах, как и первоначально в ГБО, использовались пучки, формируемые взрывоэмиссионным инжектором с селектором частиц, которые затем приобретали вращательную скорость в кикере. В последние годы реализованы также эффективные слабoreлятивистские gyro-ЛБВ и ЛОВ с винтовыми волноводами и

термоэмиссионными электронно-оптическими системами [36], которые представляются ещё более перспективными для очень широкого круга приложений. В соответствии с расчётом, при сравнительно низком ускоряющем напряжении 50÷80 кВ и микросекундной длительности импульсов в 8-миллиметровом диапазоне длин волн получена полоса усиления около 10 % при максимальных КПД 27 %, усилении 25 дБ и выходной мощности 180 кВт.

2. МАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

Среди различных вариантов приборов с доплеровским преобразованием частоты излучения, исследуемых на миллиметровых волнах, наибольший интерес вызывают циклотронная и особенно ондуляторная разновидности МСЭ, называемые соответственно мазером на циклотронном авторезонансе (МЦАР) и МСЭ-убитроном.

2.1. Мазеры на циклотронном авторезонансе

В ИПФ был предложен [37, 38] и впервые реализован [39] мазер на циклотронном авторезонансе (МЦАР). Эта релятивистская разновидность МЦР рассматривается как возможная альтернатива гиротрону в области высоких мощностей и частот. МЦАР отличается от гиротрона тем, что в нём используются рабочие волны с большими продольными волновыми числами $k_{\parallel} \approx \approx \omega/c$ и, соответственно, с фазовыми скоростями в направлении поступательного движения частиц, близкими к скорости света: $v_{\phi} = \omega/k_{\parallel} \approx c$. Поэтому при релятивистских поступательных скоростях частиц в МЦАР достигается большое (порядка γ^2) доплеровское преобразование, и частота излучения значительно превышает релятивистскую гирочастоту. Название прибора связано с эффектом авторезонанса [40, 41], имеющим место при скорости волны, близкой к скорости света (точный авторезонанс достигается при $v_{\phi} = c$). В такой ситуации условие циклотронного резонанса, будучи выполненным в начале пространства взаимодействия электронов с волной, долго сохраняется автоматически, несмотря на то, что у электронов отбирается значительная часть их начальной энергии. Поддержание резонанса происходит из-за того, что девиация циклотронной частоты электронов $\Delta\omega_B$, вызванная изменением их энергии, частично (а при $v_{\phi} = c$ — полностью) компенсируется изменением доплеровской поправки к частоте $\Delta(k_{\parallel}v_{\parallel})$, возникающей из-за изменения поступательных скоростей частиц (эффект отдачи при излучении волны). В МЦАР, в отличие от гиротрона, у электронов уменьшается не только вращательная, но и поступательная компонента импульса. Соответственно, энергия черпается и из поступательного движения, а начальная поперечная скорость частиц может быть значительно меньше, чем в гиротроне. Но из-за того же эффекта Доплера МЦАР, в отличие от гиротрона, очень критичен к разбросу скоростей частиц, это его ахиллесова пята. Другая серьёзная проблема связана с трудностью подавления в МЦАР паразитных гиротронных колебаний. Эти два обстоятельства делают реализацию эффективных МЦАР довольно сложным делом.

Из-за указанных обстоятельств почти во всех экспериментах с МЦАР-генераторами и усилителями КПД был ниже 10 %. В совместном эксперименте ИПФ и Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ) на базе линейного индукционного ускорителя (ЛИУ) с энергией частиц порядка 1 МэВ [42] при КПД около 10 % удалось достичь большого (примерно в 6÷8 раз) преобразования частоты излучения при мощности излучения 30÷50 МВт. В эксперименте [29], где использовались более селективный резонатор и электронно-оптическая система, формирующая пучок более высокого качества, удалось получить КПД 26 %, близкий к теоретическому значению и к максимальному КПД МСЭ-убитронов. Как стало ясно позднее [43], максимальный КПД

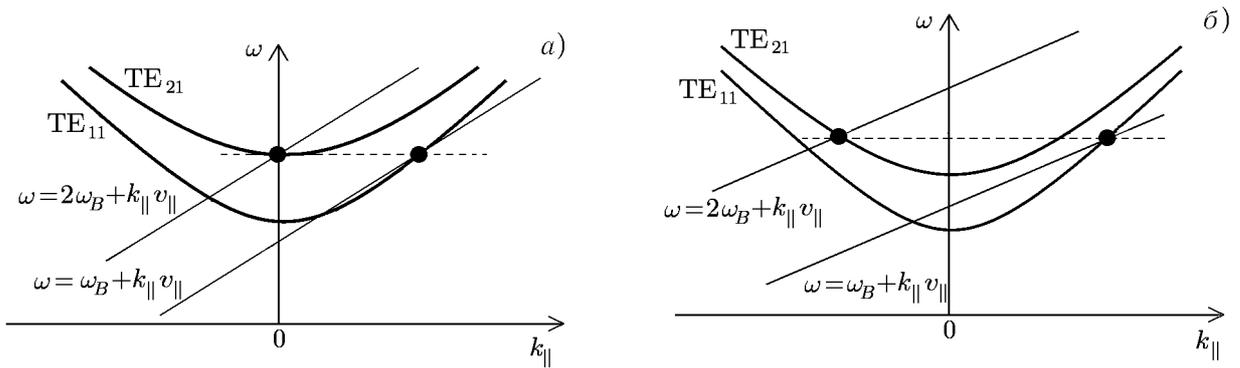


Рис. 3. Бриллюэновская диаграмма для МСАР-гиротрона (а) и МСАР-ЛОВ (б)

достигается в режимах, где имеет место кооперация «рабочей» авторезонансной моды и запертой гиротронной моды, возбуждаемой на второй циклотронной гармонике (рис. 3а). Колебания на второй гармонике преобразуются на винтовом электронном пучке в бегущую авторезонансную волну, которая усиливается и затем выводится из резонатора. Этот механизм менее критичен к разбросу скоростей частиц, чем «чистый» МСАР, который обеспечивает КПД около 20 %. Близкий механизм кооперации мод использован в [44], где авторезонансная мода связывалась не с гиротронной, а со встречной волной, возбуждаемой на 2-й гармонике (рис. 3б), что обеспечивало перестройку частоты и (вследствие более благоприятной продольной структуры поля) более высокий КПД, чем в обычной gyro-ЛОВ на 2-й гармонике.

Итак, в работах [29, 43] было продемонстрировано, что МСАР («чистый» или в кооперации с гиротроном на 2-й циклотронной гармонике) может работать довольно эффективно, но одновременно выяснилось, что часто он более сложен, чем гиротрон. Ситуация может измениться при использовании предложенного недавно в [45] нового режима нерезонансного захвата частиц полем волны и их последующего адиабатического торможения, который реализуется при профилировании магнитостатического поля вдоль направления поступательного движения частиц. Согласно теории [45], для широкого класса приборов, включая МСАР, подобный режим позволяет во много раз снизить критичность к разбросу скоростей частиц и повысить КПД взаимодействия. Оценки показывают, что использование этого метода может позволить существенно улучшить характеристики МСАР в миллиметровом диапазоне длин волн и проникнуть в субмиллиметровый диапазон.

2.2. МСЭ-убитрон

Очень большое число экспериментов, в том числе на миллиметровых волнах, было посвящено реализации другой разновидности МСЭ, а именно релятивистскому убитрону (название «убитрон» происходит от английского «undulated beam interaction»). Следует отметить, что во многих работах термины МСЭ и ЛСЭ вообще применяются только к этой разновидности приборов (см. библиографию, например, в [1, 6, 9, 11]). В отличие от МСЭ, в убитроне электроны приобретают поперечные осцилляции, двигаясь не в однородном, а в пространственно-периодическом магнитном поле (устройства, создающие такие поля, называются ондуляторами и виглерами). В миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн в ряде экспериментов с МСЭ-убитронами — генераторами и усилителями — были продемонстрированы высокие параметры (см., например, [6, 11]). Обратим внимание на серьёзную сложность реализации убитронов, связанную с тем, что в них используются частицы высоких энергий (1÷8 МэВ), которые, как правило, значительно выше, чем необходимо для гиротронов и МСЭ той же мощности и того же частотного диапазона.

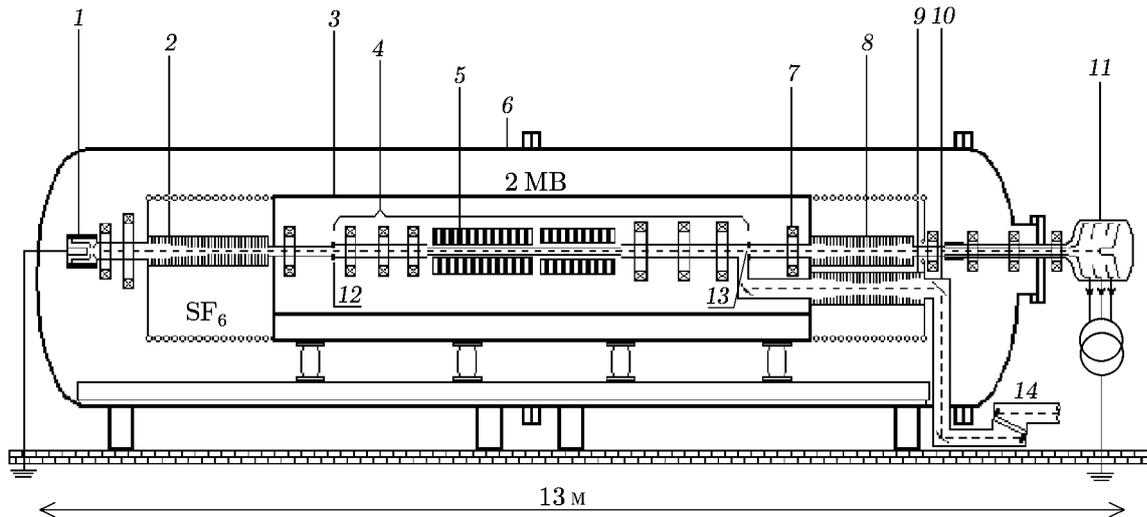


Рис. 4. Схема МСЭ Нидерландского института физики плазмы с частотным диапазоном $130 \div 260$ ГГц [52]: 1 — электронная пушка, 2 — ускоряющая секция, 3 — высоковольтный терминал, 4 — квазиоптический резонатор, основанный на эффекте мультипликации волновых пучков, 5 — плоский ондулятор, 6 — танк высокого давления, 7 — электронная линза, 8 — тормозящая секция, 9 — сверхразмерный волновод для транспортировки СВЧ излучения, 10 — устройство вывода СВЧ излучения, 11 — коллектор электронов при пониженном потенциале, 12 — «глухое» зеркало резонатора с коэффициентом отражения, близким к 100 %, 13 — зеркало резонатора с регулируемым коэффициентом отражения, 14 — вакуумное окно

Это связано с тем, что приходится использовать периодическое поле с относительно большим периодом, т. к. поле малого периода создать труднее, чем сильное однородное поле, и, кроме того, периодическое поле быстро спадает в поперечном направлении.

При энергиях 3 и 8 МэВ, сообщаемых частицам сильнооточного пучка в ЛИУ, в МСЭ-убитроне удалось получить усиление коротких импульсов до гигаваттного уровня мощности при КПД 34 % на волне 8 мм [46] и 13 % на волне 2 мм [47]. Для получения высокого КПД в этих экспериментах был использован виглер с переменными параметрами и реализован захват частиц полем волны с их последующим адиабатическим торможением. ЛСЭ на базе электростатического ускорителя с энергией частиц до 6 МэВ обеспечивают генерацию излучения с мощностью до десятков киловатт в широком диапазоне частот от 120 до 4750 ГГц [48, 49]. Несмотря на громоздкость высоковольтных установок и большую энергию частиц, эти ЛСЭ в течение многих лет интенсивно используются для исследований во многих областях науки. Из значительного числа экспериментов отметим сильноточные МСЭ-убитроны, создаваемые совместно с ИПФ в ОИЯИ на базе ЛИУ [50], а также в Институте ядерной физики СО РАН и Стратклайдском университете (Великобритания) [51]. В последних приборах применяется новый тип резонаторов с двумерной распределённой обратной связью, позволяющей использовать широкие электронные пучки.

При участии сотрудников ИПФ был создан МСЭ в Нидерландском институте физики плазмы [52]. В этом эксперименте (рис. 4) была задействована широкая международная кооперация. В генераторе использовался предложенный в ИПФ квазиоптический резонатор, основанный на эффекте повторения и мультипликации волновых пучков. Важным элементом была также совершенная электронно-оптическая система, обеспечивающая транспортировку пучка с очень малыми потерями на длине более 10 м и малым разбросом параметров частиц (электронная пушка была разработана в США). Генератор рассчитан на электронно-механическую перестройку частоты от 130 до 260 ГГц и глубокую рекуперацию неиспользованной энергии пучка, позволяющую при

невысоком электронном КПД достичь полного КПД выше 50 %. В нескольких диапазонах (в частности, на частотах выше 200 ГГц) в резонаторе очень большого объёма (порядка $10 \times 25 \times 100$ длин волн) в соответствии с расчётом наблюдалась как одномодовая, так и многомодовая генерация с мощностью излучения до 700 кВт при длительности импульса порядка 10 нс и 70 кВт при более длинном импульсе. Работа этого МСЭ продемонстрировала уникальные возможности методов селекции паразитных мод.

3. ЧЕРЕНКОВСКИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ПРИБОРЫ

При релятивистских энергиях частиц наиболее успешно развиваются черенковские приборы с электродинамическими системами в виде участков металлических волноводов, на внутреннюю поверхность которых нанесена периодическая гофрировка. Такая гофрировка приводит либо к замедлению волны до скорости электронов, либо к появлению медленной пространственной гармоника волны. В обоих случаях для эффективного взаимодействия с частицами синхронная компонента волны должна иметь достаточно большую продольную компоненту электрического поля. Черенковские приборы развиваются главным образом на сантиметровых волнах, где получена мощность когерентного излучения в несколько гигаватт. В так называемом многоволновом черенковском генераторе получена мощность излучения до 15 ГВт на волнах с длиной 3 см и до 3 ГВт на волнах с длиной 8 мм [53].

В целом, несмотря на то, что миллиметровый диапазон длин волн представляется очень удобным для реализации мощных короткоимпульсных черенковских приборов, с ними проведено намного меньше экспериментов, чем, например, с МСЭ. По сравнению с сантиметровым диапазоном длин волн миллиметровый диапазон удобен, в частности, благодаря компактности всех устройств и возможности реализации приборов с высокооборотными электродинамическими системами, поскольку длительность сильноточных пучков, как правило, заметно превышает характерные времена установления колебаний в миллиметровом диапазоне. Важно также подчеркнуть, что в этом диапазоне пространственный масштаб (2) спада синхронной частицам гармоника при удалении от электродинамической структуры для релятивистских пучков довольно велик. Поэтому электроны могут двигаться на достаточном расстоянии от поверхности электродинамической системы, а ведущие магнитные поля могут быть не слишком сильными. Черенковские приборы с прямолинейными пучками выгодно отличаются от МСЭ-убитронов значительно меньшей рабочей энергией частиц, а также простотой магнитной и электронно-оптической систем.

В большинстве экспериментов в миллиметровом диапазоне длин волн в той или иной степени применяются схемы, уже опробованные на более длинных волнах. При использовании взрывоэмиссионных инжекторов частиц, как и в сантиметровом диапазоне длин волн, наиболее простым и надёжным прибором остаётся релятивистская черенковская ЛОВ. Её недостатками являются лишь относительно невысокий КПД ($10 \div 15$ %), достигаемый в простейшей конфигурации ЛОВ, а также изменение частоты генерации в течение импульса вследствие непостоянства энергии частиц. Эти недостатки часто окупаются такими важными достоинствами, как малое время переходного процесса и высокая степень адаптивности, т. е. самоподстраивания под меняющиеся свойства пучка, а также сравнительная простота селекции мод при работе на низких модах. При использовании умеренно релятивистских электронных пучков с энергией порядка 500 кэВ и менее в ЛОВ довольно легко была получена мощность излучения порядка 50–100 МВт в длинноволновой и 10 МВт в коротковолновой частях миллиметрового диапазона [54]. Путём оптимизации системы и повышения мощности пучка выходная мощность может быть, по-видимому, значительно повышена и приближена к уровню, достигнутому в сантиметровом диапазоне длин волн. В короткоимпульсной ЛБВ при высоком усилении тоже уже давно получена мощность 100 МВт [55]. В более

сложном варианте черенковского прибора с двумя коаксиальными сильноточными электронными пучками, которые эмитировались одним взрывоэмиссионным инжектором, в совместном эксперименте ИПФ и Института сильноточной электроники СО РАН (ИСЭ) была получена мощность излучения 0,6 ГВт при КПД 20% [56]. Этот прибор совмещал в себе мощный ЛОВ-генератор, возбуждаемый внутренним электронным пучком, и запитываемый от него твистрон-усилитель на внешнем пучке. При энергии частиц, в 7 раз меньшей, чем в МСЭ [46], этот значительно более простой прибор обеспечивал тот же порядок мощности и энергии в импульсе излучения.

Что касается резонансных автогенераторов, то здесь при не слишком больших энергиях частиц очень привлекателен релятивистский оротрон (или генератор дифракционного излучения, ГДИ). При слаборелятивистских энергиях частиц электродинамическая система оротрона представляет собой открытый резонатор с одним из зеркал в виде периодической отражающей решётки. Электроны двигаются вблизи или внутри этой решётки, взаимодействуя с синхронной пространственной гармоникой волны. В большинстве экспериментов с релятивистскими электронными пучками исследовалась осесимметричная модификация оротрона. В экспериментах ИСЭ и МГУ [53] в электродинамической системе в виде гофрированного волновода в режиме ГДИ при одновременном возбуждении нескольких мод была получена мощность излучения в несколько гигаватт. После реализации оротрона с дифракционным выводом излучения на сантиметровых волнах [57] подобные системы были исследованы и на миллиметровых волнах в совместном эксперименте ИПФ и ИСЭ [54]. Следует подчеркнуть, что в [54] одномодового режима генерации удалось добиться лишь за счёт использования достаточно широких селектирующих щелей в боковой стенке резонатора, которые служили для уменьшения добротности паразитных мод. В их отсутствие наблюдалась конкуренция нескольких мод. Мощность генерации составляла 120 и 50 МВт на волнах с длиной 9 и 5 мм соответственно. Осесимметричный оротрон удобен с точки зрения транспортировки сильноточного электронного пучка. Однако в нём сложно осуществить широкодиапазонную перестройку частоты излучения. В ИПФ исследуется и более традиционный вариант релятивистского оротрона, близкий к слаборелятивистскому (двухзеркальному) прототипу, но с модифицированным (гиротронным) квазиоптическим выводом излучения. Подобные системы могут иметь перспективу также и в субмиллиметровом диапазоне длин волн.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При использовании стимулированного излучения сильноточных релятивистских электронных пучков в диапазоне миллиметровых волн продемонстрирован ряд эффективных методов получения импульсной мощности излучения, на несколько порядков превышающей мощность гиротронов. Так, в длинноволновой части миллиметрового диапазона в МЦР, МСЭ-убитроне и черенковских приборах с мегавольтными электронными пучками в импульсах с длительностью в десятки наносекунд получена мощность от сотен мегаватт до нескольких гигаватт. При энергии электронов 8 МэВ такой же уровень мощности был продемонстрирован и в МСЭ-убитроне в коротковолновой части миллиметрового диапазона. При ускоряющих напряжениях порядка сотен киловольт в генераторах и усилителях получена мощность в десятки—сотни мегаватт. Нет сомнений, что этот уровень может быть существенно увеличен. В то же время трудно ожидать, что на миллиметровых и субмиллиметровых волнах генераторы и усилители на сильноточных пучках превзойдут обычные гироприборы по средней мощности излучения. В субмиллиметровом диапазоне длин волн гиротроны и МЦАР с сильным импульсным магнитным полем могут оказаться намного проще существующих ЛСЭ, для работы которых требуются значительно более высокие энергии частиц.

В дополнение к сказанному следует добавить, что новые возможности открываются при использовании предельно коротких СВЧ импульсов, получаемых за счёт так называемого эффекта сверхизлучения протяжённых электронных сгустков [58–60], а также когерентного спонтанного излучения коротких электронных сгустков [61]. Сверхизлучение в классических системах было предложено использовать в цикле работ, результаты которых представлены в обзоре [58]. Затем этот эффект был исследован теоретически и экспериментально для различных механизмов стимулированного излучения электронных пучков наносекундной длительности [59, 60].

Релятивистские электронные приборы миллиметрового диапазона длин волн уже в их существующем виде предоставляют ряд уникальных возможностей для новых физических и технических приложений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Applications of High Power Microwaves / Ed. by A. V. Gaponov-Grekhov, V. L. Granatstein. Boston, London: Artech House Inc., 1994.
2. Миллиметровые и субмиллиметровые волны: Сборник статей / Пер. под ред. Р. Г. Мириманова. М.: Иностранная литература, 1959.
3. Гапонов-Грехов А. В., Петелин М. И. // Вестник АН СССР. 1979. Т. 4. С. 11.
4. Гинзбург В. Л. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1947. Т. 11. С. 165.
5. Motz H. // J. Appl. Phys. 1951. V. 22, No. 5. P. 527.
6. Free Electron Lasers 2002: Proc. 24th Int. FEL Conf. and 9th FEL Users Workshop, 9–12 Sept. 2002, Argonne, Illinois, USA. 2003.
7. Ковалёв Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1973. Т. 18. С. 232.
8. Elias L. R., Madey J. M. J., Smith T. I. // Opt. Commun. 1976. V. 18, No. 1. P. 129.
9. Релятивистская высокочастотная электроника: Сборники статей. Вып. 1–7 / Под ред. А. В. Гапонова-Грехова. Горький: ИПФ АН СССР, 1979–1992.
10. Benford J., Swegle J. High Power Microwaves. Norwood, MA: Artech House, 1992.
11. Thumm M. State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers Update 2002. Forschungszentrum Karlsruhe FZKA 6815, Februar 2003.
12. Гиротрон: Сборник статей / Под ред. В. А. Флягина. Горький: ИПФ АН СССР, 1981.
13. Гапонов А. В., Петелин М. И., Юлпатов В. К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9–10. С. 1414.
14. Dammertz G., Alberti S., Arnold A., et al. // Proc. 5th Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", Aug. 1–9, 2002, Nizhny Novgorod, Russia / Ed. by A. G. Litvak. V. 1. P. 16.
15. Denisov G. G. // Proc. 5th Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", Aug. 1–9, 2002, Nizhny Novgorod, Russia / Ed. by A. G. Litvak. V. 1. P. 29.
16. Flyagin V. A., Luchinin A. G., Nusinovich G. S. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1983. V. 4, No. 4. P. 629.
17. Воронков В. Н., Кременцов В. И., Стрелков П. С., Шкварунец А. Г. // ЖТФ. 1982. Т. 27, № 1. С. 68.
18. Братман В. Л., Ботвинник И. Е., Денисов Г. Г., Офицеров М. М. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10, № 13. С. 792.
19. Gold S. H., Fliflet A. W., Manheimer W. M., et al. // IEEE Trans. Plasma Science. 1988. V. 16, No. 1. P. 142.
20. Cross A. W., Spark S. N., Phelps A. D. R. // Int. J. Electronics. 1995. V. 79. P. 481.
21. Власов С. Н., Копосова Е. В. // ЖТФ. 1996. Т. 66, № 7. С. 156.

22. Botvinnik I. E., Bratman V. L., Grom Yu. V., et al. // Proc. SPIE. XVI Int. Symp. "Discharges and Electrical Insulation in Vacuum", May 23–30, 1994, Moscow—St. Peterburg, Russia / Ed. by G. A. Mesyats. P. 538.
23. Зайцев Н. И., Завольский Н. А., Запечалов В. Е. и др. // Изв. вузов. Радиофизика (в печати).
24. Jory H. R. R & D Techn. Report ECOM-01873-F, Varian Ass., Palo Alto, California. 1968.
25. McDermott D. B., Luhmann N. C., Jr., Kupiszewski A., Jory H. R. // Phys. Fluids. 1983. V. 26. P. 1936.
26. Lawson W., Destler W. W., Striffler C. D. // IEEE Trans. Plasma Science. 1985. V. 13. P. 444.
27. Bratman V. L., Kalynov Yu. K., Ofitserov M. M., et al. // IEEE Trans. Plasma Science. 1999. V. 27. P. 456.
28. Bekefi G., DiRienzo A., Leibovitch C., Danly B. G. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. P. 1302.
29. Bratman V. L., Denisov G. G., Kol'chugin B. D., et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75, No. 17. P. 3102.
30. Bratman V. L., Denisov G. G., Kalynov Yu. K., et al. // Proc. 4th Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", Aug. 2–9, 1999, Nizhny Novgorod, Russia / Ed. by A. G. Litvak. V. 2. P. 683.
31. Granatstein V. L., Lawson W. // IEEE Trans. Plasma Science. 1996. V. 24. P. 648.
32. Nezhevenko O. A., Yakovlev V. P., LaPointe M. A., et al. // Proc. 5th Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", Aug. 1–9, 2002, Nizhny Novgorod, Russia / Ed. by A. G. Litvak. P. S5.
33. Cooke S. J., Denisov G. G. // IEEE Trans. Plasma Science. 1998. V. 26. P. 519.
34. Denisov G. G., Bratman V. L., Phelps A. D. R., Samsonov S. V. // IEEE Trans. Plasma Science. 1998. V. 26. P. 508.
35. Denisov G. G., Bratman V. L., Cross A. W., et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 5680.
36. Bratman V. L., Cross A. W., Denisov G. G., et al. // Proc. 5th Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", Aug. 1–9, 2002, Nizhny Novgorod, Russia / Ed. by A. G. Litvak. V. 1. P. 46.
37. Петелин М. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1974. Т. 17. С. 902.
38. Bratman V. L., Ginzburg N. S., Petelin M. I. // Opt. Commun. 1979. V. 36, No. 3. P. 409.
39. Ботвинник И. Е., Братман В. Л., Волков А. Б. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 418.
40. Коломенский А. А., Лебедев А. Н. // ДАН СССР. 1962. Т. 145, № 6. С. 1259.
41. Давыдовский В. Я. // ЖЭТФ. 1962. Т. 43, № 3 (9). С. 886.
42. Bratman V. L., Denisov G. G., Ofitserov M. M., et al. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1992. V. 13, No. 12. P. 1857.
43. Bratman V. L., Phelps A. D. R., Samsonov S. V., Savilov A. V. // Phys. Rev. E. 2000. V. 62. P. 4207.
44. Bratman V. L., Fedotov A. E., Kolganov N. G., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85, No. 16. P. 3424.
45. Savilov A. V. // Phys. Rev. E. 2001. V. 64. Article no. 066501.
46. Orzechowski T. J., Anderson B. R., Clark J. G., et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 2172.
47. Allen S. L., Lasnier C. J., Felker B., et al. // Proc. Particle Acceleration Conf. IEEE Piscataway, NJ, 1993. / Ed. by S. T. Corneliussen, V. 2. P. 1551.
48. Elias L. R., Ramian G., Hu J., Amir A. // Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 424.
49. Ramian G. // Nucl. Instrum. Meth. A. 1992. V. 318. P. 225.
50. Ginzburg N. S., Kaminsky A. A., Kaminsky A. E., et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 3574.
51. Ginzburg N. S., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. P. 35.
52. Urbanus W. H., Bongers W. A., Bratman V. L., et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. Article no. 214801.

53. Бугаев С. П., Канавец В. И., Кошелев В. И., Черепенин В. А. Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы. Новосибирск: Наука, 1991. 296 с.
54. Bratman V. L., Denisov G. G., Ofitserov M. M., et al. // IEEE Trans. Plasma Science. 1987. V. 15. P. 2.
55. Абубакиров Э. Б., Ботвинник И. Е., Братман В. Л. и др. // ЖТФ. 1990. Т. 60. С. 186.
56. Братман В. Л., Губанов В. П., Денисов Г. Г. и др. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. С. 9.
57. Зайцев Н. И., Ковалёв Н. Ф., Кольчугин Б. Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8. С. 911.
58. Железняков В. В., Кочаровский В. В., Кочаровский Вл. В. // УФН. 1989. Т. 159, № 2. С. 193.
59. Гинзбург Н. С., Сергеев А. С. // ЖЭТФ. 1991. Т. 99, № 2. С. 438.
60. Шпак В. Г., Яландин М. И., Гинзбург Н. С. и др. // ДАН. 1999. Т. 365. С. 50.
61. Bratman V. L., Samsonov S. V., Savilov A. V., Jaroszynski D. A. // Nucl. Instrum. Meth. A. 2001. V. 475. P. 436.

Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
21 июня 2003 г.

MILLIMETER-WAVE RELATIVISTIC ELECTRON DEVICES

V. L. Bratman

We briefly review advances and new ideas in the field of obtaining superpowerful coherent millimeter-wave radiation. Devices based on stimulated emission of curved and on Čerenkov radiation of re-clilinear relativistic electron beams are considered, in particular, gyrodevices (including traditional gyrotrons and large-orbit gyrotrons), free-electron masers (cyclotron-autoresonance masers and ubitrons), backward-wave oscillators (BWOs), travelling-wave oscillators (TWOs), and orotrons. Some of the above-mentioned devices are developed to the level allowing for a number of prospective applications.

УДК 621.385.633

ГЕНЕРАЦИЯ МОЩНЫХ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. Ельчанинов¹, С. Д. Коровин¹, И. В. Пегель¹, В. В. Ростов¹, М. И. Яландин²

Теоретически и экспериментально исследована возможность генерации ультракоротких мощных импульсов СВЧ излучения. Рассматривается режим пространственного накопления электромагнитной энергии в случае, когда импульс распространяется навстречу электронному потоку в протяжённой замедляющей системе. Показано, что при трансформации кинетической энергии электронов в энергию электромагнитного импульса его мощность не ограничена мощностью электронного пучка. В экспериментах с использованием малогабаритных сильноточных ускорителей в 3-сантиметровом и 8-миллиметровом диапазонах длин волн получены СВЧ импульсы гигаваттного уровня мощности при коэффициенте конверсии мощности, превышающем единицу.

ВВЕДЕНИЕ

Среди методов повышения пиковой мощности СВЧ импульсов следует отметить связанные с временной или пространственной компрессией электромагнитной энергии. В первом случае энергия в течение сравнительно большого времени запасается в высокодобротном резонаторе, а затем достаточно быстро с помощью коммутатора направляется в нагрузку. При высокой степени согласования резонатора и нагрузки длительность формируемого импульса определяется двойным временем пробега волны вдоль резонатора. Во втором случае может быть использовано сжатие широкополосного импульса, имеющего частотную модуляцию, при пропускании его через электродинамическую систему с определённым законом дисперсии.

Наибольшие возможности повышения импульсной мощности излучения реализуются в релятивистской высокочастотной электронике. В настоящее время с использованием импульсных сильноточных пучков освоен мультигигаваттный уровень мощности в сантиметровом и дециметровом диапазонах длин волн при эффективности генерации в десятки процентов. Генерация импульсов такой мощности, как правило, реализуется в квазистационарном режиме, когда длительность импульса излучения намного превышает время установления колебаний. В тех случаях, когда эти времена сопоставимы, например для электронных пучков с наносекундной длительностью, наличие задержки в установлении генерации снижает энергетический КПД источника микроволн.

Новые возможности для получения импульсов с большой пиковой мощностью открываются при использовании нестационарных эффектов. Так, например, для лампы обратной волны (ЛОВ) при большой сверхкритичности тока характерен начальный всплеск мощности излучения, заметно превышающий стационарный уровень [1]. Интенсивные пики амплитуды высокочастотных колебаний наблюдались ещё в нерелятивистской ЛОВ (см., например, [2]). Мощные импульсы излучения могут порождаться как при возбуждении встречной волны, когда нарастают возмущения, связанные с фронтом тока, так и при усилении внешнего сигнала в режиме попутной волны. Для последнего случая в работе [3] впервые указывается на возможность получения импульсов излучения с мощностью, превышающей мощность электронного потока. При этом длительность импульса, распространяющегося попутно с пучком, пропорциональна разности между групповой скоростью пакета и скоростью частиц. Сверхизлучательный режим в микроволновом диапазоне

впервые был реализован на основе циклотронного механизма [4]. При использовании электронного пучка субнаносекундной длительности пиковая мощность миллиметрового излучения составила порядка 10^5 Вт. В дальнейшем основное внимание в экспериментах было уделено более простой в практическом отношении схеме на основе черенковского механизма излучения в режиме взаимодействия частиц со встречной волной. Таким образом, пиковую мощность импульсов удалось увеличить до десятков и сотен мегаватт [5–9]. Более того, была показана возможность получения импульсов с пиковой мощностью, превосходящей мощность электронного пучка [10–12]. Последний эффект объясняется аккумулярованием энергии в коротком по сравнению с длиной замедляющей системы (ЗС) электромагнитном импульсе, который, перемещаясь, взаимодействует с новыми частями электронного потока. В ряде экспериментов [9–12] весьма продуктивным оказалось использование относительно сверхразмерной замедляющей системы с пониженной дисперсией групповой скорости. Последующее наращивание пиковой мощности микроволнового излучения обусловлено выбором оптимальных условий такого необычного режима генерации, в частности, с использованием неоднородных замедляющих систем и профилированием ведущего магнитного поля. В данной работе изложена постановка задачи для численного моделирования двумя методами, в сжатом виде приведены основные выводы и дан обзор экспериментальных результатов по генерации коротких СВЧ импульсов в 8-миллиметровом и 3-сантиметровом диапазонах длин волн.

1. ЭЛЕМЕНТЫ ТЕОРИИ И РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЁТОВ

Рассматривается случай одномерного движения частиц вдоль оси z : электронный пучок направляется сильным магнитным полем. Скорость всех электронов на входе в ЗС одинакова и равна V_0 . Ток пучка на входе не модулирован и начиная с некоторого момента времени является постоянным и равным I_0 . Электромагнитный импульс, распространяющийся навстречу электронам, считается достаточно протяжённым в масштабе периода T высокочастотного поля: $\tau_p \gg T$, так что справедливо приближение медленно меняющейся амплитуды поля. Несинхронными полями, полем пространственного заряда, а также дисперсией групповой скорости волны можно пренебречь. Основную роль играет взаимодействие электронов с синхронной пространственной гармоникой встречной волны, поле которой можно представить в виде [1] $E_{zs} = \text{Re}[E_s \exp(i\omega_0 t - i\omega_0 z/V_0)]$, где $\omega_0 = 2\pi/T$ — частота точного синхронизма, определяемая из равенства фазовой скорости гармоники и начальной скорости частиц. Пусть длина замедляющей системы L существенно превышает стартовую длину. Тогда принятым допущениям соответствуют два неравенства, ограничивающие выбор L и параметра усиления $C = [eI_0 Z / (2mc^2 \gamma_0^3)]^{1/3}$ (здесь e и m — абсолютная величина заряда и масса электрона соответственно, c — скорость света, $Z = |E_s|^2 / (2k^2 P)$ — импеданс связи пучка с волной, $k = \omega_0/c$, $\gamma_0 = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$, $\beta_0 = V_0/c$, P — мощность волны):

$$C \ll 1, \quad \omega_0 LC/V_0 \gg 2. \quad (1)$$

Второе неравенство соответствует превышению нормированной длины ЛОВ над стартовой длиной, и при его соблюдении первое неравенство обеспечивает малый относительный инкремент абсолютной неустойчивости, развивающейся в системе при инжекции стационарного пучка: $\text{Im}(\omega)/\omega_0 \approx C/(1 + V_0/V_g)$ [1, 5], где V_g — абсолютная величина групповой скорости волны на частоте ω_0 . Примечательно, что характерное время $\text{Im}^{-1}\omega$ и определяет масштаб длительности формируемого электромагнитного импульса [11]. Очевидно, что для фиксированной начальной энергии частиц можно определить оптимальную длительность импульса аналогично оптимальной длине взаимодействия, руководствуясь принципом компактной группировки частиц [13]. Так, характерное время взаимодействия частицы с импульсом составляет $\tau_p/(1 + V_0/V_g)$, а характерная

длина импульса $L_p = \tau_p V_g$. Из известных условий, налагаемых на динамическое смещение частицы (порядка $\beta_0 \lambda$, где λ — длина волны излучения) и величину потерь её кинетической энергии (порядка начальной энергии), получаем

$$\tau_{p \text{ opt}} \approx T \gamma_0 (\gamma_0 + 1) (1 + V_0/V_g), \quad |E_{s \text{ opt}}| \approx \frac{mc^2}{e\lambda} \frac{(\gamma_0 - 1)^{1/2}}{(\gamma_0 + 1)^{3/2}}. \quad (2)$$

Отсюда следует, в частности, что длительность импульса в ультрарелятивистском пределе может возрастать пропорционально γ_0^2 . Оценка длительности импульса, полученная с использованием инкремента неустойчивости, остаётся в силе, т.к. из условия на поле для параметра усиления можно записать: $C_{\text{opt}} \sim \gamma_0^{-2}$.

В общем случае неоднородной ЗС введём функцию $f(z)$, отвечающую за относительное изменение амплитуды гармоники вдоль оси z при фиксированной мощности волны ($f(0) = 1$). Тогда $Z = f^2 Z_0$, где параметр Z_0 характеризует связь пучка с волной в начальной части ЗС. В общем случае с учётом возможной остановки и разворота частицы уравнение движения и уравнение возбуждения волны запишем следующим образом:

$$\frac{dp}{dt} = -e \operatorname{Re}\{E_s(z, t) \exp[i\omega_0 (t - z/V_0)]\}, \quad p|_{z=0} = mc\gamma_0\beta_0;$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t}\right) \frac{E_s}{f(z)} = -\frac{k^2}{2\pi} f(z) Z_0 \omega_0 \int_t^{t+T} I(z, t') \exp[-i\omega_0 (t' - z/V_0)] dt', \quad E_s|_{z=L} = 0, \quad (3)$$

где $p = mc\gamma\beta$ — импульс частицы, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ — релятивистский фактор, $\beta = V/c$ — безразмерная скорость частицы, $I(z, t)$ — ток пучка через сечение z .

Уравнение возбуждения волны удобнее преобразовать к виду

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t}\right) E_s = -\frac{k^2}{2} Z I_\omega + \frac{E_s}{2Z} \frac{dZ}{dz}, \quad (4)$$

где I_ω — гармоника тока. В качестве эффективности преобразования по мощности (коэффициента конверсии) следует выбрать усреднённое за период высокочастотного поля относительное изменение мощности электронного потока:

$$\eta(z, t) = \frac{\omega_0}{2\pi I_0 (\gamma_0 - 1)} \int_t^{t+T} [\gamma_0 - \gamma(z, t)] I dt. \quad (5)$$

Дальнейший анализ задачи и переход к численному моделированию подразумевает две альтернативы: классическое приближение одностороннего (без остановки и разворота) движения частиц [1] и метод макро-частиц [14, 15].

В классической модели (когда скорость электронов не меняет знак) уравнения (3) и выражение (5) упрощаются в связи с тем, что можно воспользоваться условием сохранения заряда: $I(z, t) dt = I_0 dt_0$, где t_0 — момент влёта частицы в область взаимодействия ($I(0, t_0) = I_0$), и отказать от независимой переменной t , перейдя к комбинации $t_0 + z/V_0$. При таком переходе в уравнении возбуждения волны делается замена $V_g^{-1} \partial/\partial t \rightarrow (V_0^{-1} + V_g^{-1}) \partial/\partial t_0$. В результате можно говорить об «усреднённом» для каждой группы частиц представлении амплитуды волны, что формально соответствует возможности последовательного (последовательного) интегрирования уравнений. Закон сохранения энергии в дифференциальной форме имеет вид

$$\frac{mc^2 I_0 (\gamma_0 - 1)}{e} \frac{d\eta}{dz} = -\frac{1}{2k^2 Z} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \frac{1}{V_g} \frac{\partial}{\partial t}\right) |E_s|^2 + |E_s|^2 \frac{1}{2k^2 Z^2} \frac{dZ}{dz}. \quad (6)$$

Особенностью такой модели является необходимость выбора начального условия для поля (или начальной модуляции тока, обусловленного фронтом импульса) [1, 11]. Несогласованного характера задачи (в методе крупных частиц фронт тока можно задать аналитически) в определённом смысле восполняется тем, что в результате численного анализа удаётся сформулировать требования к уровню начальных возмущений [11, 12]. Перечислим наиболее важные выводы из проведённого анализа для случая однородной ЗС ($f(z) = 1$):

1) оптимальный уровень начальных возмущений должен быть таким, что при заданной длине ЗС область, где происходит нелинейное ограничение амплитуды высокочастотного тока на начальных этапах, соответствует коллекторному краю ЗС;

2) при выполнении условия 1) минимальная длительность электронного пучка должна составлять $\tau_{b\min} = L(1/V_0 + 1/V_g)$;

3) максимальные значения коэффициента конверсии, определяемого в соответствии с (5) и (6) двумя способами (для контроля алгоритма и точности расчёта) из выражений

$$\eta(L, t' + L/V_0) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \frac{\gamma_0 - \gamma(L, \theta_0)}{\gamma_0 - 1} d\theta_0 = \frac{e |E_s(0, t')|^2}{2k^2 mc^2 I_0 (\gamma_0 - 1) Z_0}, \quad \left. \frac{\partial |E_s|}{\partial z} \right|_{\substack{z=0, \\ t=t'}} = 0, \quad (7)$$

при конечной начальной энергии частиц достигаются при выполнении условий остановки частиц и превышают единицу; наибольшее превышение $\eta_{\max} \approx 1,4$ соответствует случаю $\gamma_0 - 1 \ll 1$ при условиях $C_{\text{opt}} \approx 0,2$ и $L > 50\beta_0/k$;

4) как и в стационарном случае, остановки частиц не происходит в ультрарелятивистском пределе $\gamma_0 \rightarrow \infty$ ($\eta_{\max} \approx 1$ при $C_{\text{opt}} \approx 0,5\gamma_0^{-2}$, $L > 20\gamma_0^2/k$).

С другой стороны, было не очевидно, может ли приближение одностороннего движения частиц быть совместимым с возможностью получения наибольшей конверсии мощности. Это был один из основных вопросов к численному эксперименту на основе разработанной одномерной модели с «крупными» частицами [14]. Результаты моделирования для ряда конкретных случаев указывают на соответствие условий максимальной конверсии и появления отражённых электронов. Сравнение результатов расчёта, полученных по классической модели и методом макрочастиц, показало, что оба метода дают близкие результаты.

Важной особенностью уравнения возбуждения волны в форме (4) является принципиальная возможность существования решения в виде бегущего импульса постоянной формы и амплитуды. Действительно, приравнивая к нулю правую часть, получаем, что вдоль каждой из множества линий $z + V_g t = z_i = \text{const}$ на плоскости (z, t) сохраняется постоянство и синфазность поля и высокочастотного тока. Это следует из разделения независимых переменных z и z_i и требования к виду функции $Z(z)$:

$$\frac{I_\omega(z_i)}{E_s(z_i)} = \frac{1}{k^2 Z^2} \frac{dZ}{dz} = \text{const}. \quad (8)$$

Однако существование нетривиального решения для поля и высокочастотного тока в данном случае противоречит краевым условиям $I_\omega(0, t) = 0$ и $E_s(L, t) = 0$ и тому известному факту, что разность фаз высокочастотного тока и поля должна изменяться при переходе от линейной стадии к нелинейной. Следовательно, указанное решение соответствует лишь идеализированной модели системы с бесконечной длиной и бесконечно протяжённым электронным потоком. С другой

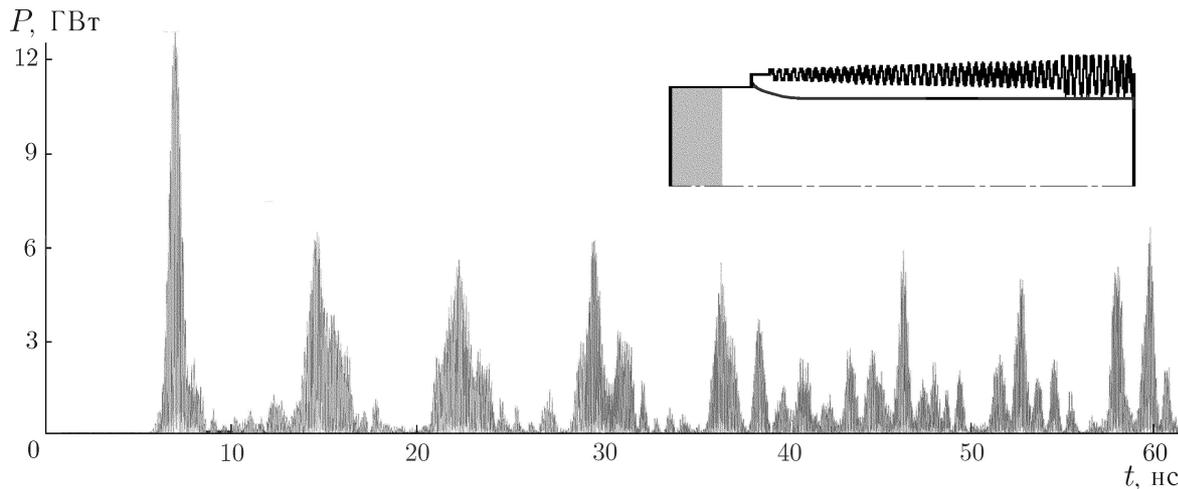


Рис. 1. Результат расчёта мощности СВЧ излучения при большой длительности пучка. На вставке изображена неоднородная замедляющая система

стороны, можно говорить о приближённом соответствии солитоноподобному решению, если: 1) обеспечить достаточно большую по сравнению с длиной импульса длину системы и 2) не интересоваться происхождением импульса на коллекторном краю системы и короткой областью линейного взаимодействия на его фронте. В соответствии с выражением (8) продольное распределение импеданса связи должно иметь вид

$$Z = Z_0 (1 - z/L_a)^{-1}, \quad L_a \approx L + L_p. \quad (9)$$

В этом случае мощность импульса практически на всей длине ЗС линейно нарастает от коллекторного края к катодному, а выигрыш в коэффициенте конверсии по отношению к однородной ЗС в соответствии с выражениями (6), (7) возникает при уменьшении величины Z_0 . Коэффициент конверсии в такой модели можно оценить как $\eta_0 L/L_p$, где η_0 характеризует КПД стационарного режима в генераторе с фиксированной структурой поля, аналогичной огибающей импульса.

Как показали расчёты, коэффициент преобразования мощности пучка в мощность СВЧ излучения может составлять $10 \div 15$ при энергетическом КПД, равном 40 %. Использование программы KARAT [15] (двумерный расчёт для волны и трёхмерный для частиц) показало, что для параметров реальных экспериментов коэффициент конверсии мощности достигает $2 \div 3$ при энергетическом КПД до 25 %. Ограничения на длину замедляющей системы, энергию и мощность СВЧ импульса связаны главным образом с преждевременным возбуждением импульса, взаимодействием частиц с несинхронными полями, а также с конечной величиной ведущего магнитного поля. При достаточной длительности электронного пучка ($\tau_b \gg \tau_{b \min}$) возможна генерация нескольких СВЧ импульсов с убывающей в среднем амплитудой и характерным интервалом, близким к $\tau_{b \min}$ [16]. В качестве источника начальных возмущений для каждого последующего импульса выступает фронт части электронного потока, поступающей вслед отработавшей, а интегральный спектр излучения становится изрезанным, сохраняя свою ширину. Влияние несинхронных полей может приводить к увеличению числа низкоэнергетических частиц, движущихся в разных направлениях, что, в свою очередь, затрудняет возможность циклической генерации импульсов. Если обеспечить удаление замедленных частиц, например, в направлении инжектора (см. рис. 1), то формируется последовательность из $4 \div 5$ импульсов до того, как система переходит к хаосу с относительно низкой средней мощностью излучения и случайным возникновением интенсивных всплесков.

Таблица 1

Параметры проведённых экспериментов

№ п/п	Ссылка, год	Источник высоковольтных импульсов	Режим повторения (B , Тл)	λ , мм	τ_p , нс	P_{\max} , ГВт (коэффициент конверсии мощности)
1	[9, 10, 12], 2001	RADAN-303BP (1 нс, 290 кВ, 2 кА)	Однокр.: < 10 имп./мин (5,5) (2)	8	0,25	0,4 (0,8) 0,3 (0,5)
2	[17, 18], 2002	SM-3NS (1 нс, 270 кВ, 1,8 кА)	Пакет импульсов: 1 с×3,5 кГц (2)	8	0,25	0,3 (0,6)
3	[10–12], 2002	SINUS-150 (4 нс, 330 кВ, 2,6 кА)	Однокр.: 5 имп./мин (2,5)	30	0,60	1,2 (1,4)
4	[19], 2002	SINUS-200 (10 нс, 320 кВ, 5,5 кА)	Однокр.: 1 имп./мин (5)	30	0,65	3,0 (1,8)
5	2003	RADAN-303BPM (1 нс, 290 кВ, 2,3 кА)	Однокр.: 1 имп./мин (6,5)	8	0,20	1,1 (1,6)

2. ОБЗОР ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

К настоящему времени выполнено 5 экспериментов [9–12, 17–19] на основе нескольких сильно-точных ускорителей (см. табл. 1). Повышение среднего диаметра ЗС благоприятно для снижения дисперсии групповой скорости волны, но приводит к необходимости повышать длину системы. Поэтому в качестве компромисса во всех экспериментах использовалась ЗС с диаметром, приблизительно равным $1,2\lambda$. По мере развития теории и получения новых данных численных расчётов изменялась длина ЗС (в сторону возрастания), степень неоднородности ЗС или конфигурация электронно-оптических систем в целом, включая профилирование ведущего магнитного поля. Так, в экспериментах 1)–3) и 5) (см. табл. 1) использовались идентичные рефлекторы в виде широкополосных сосредоточенных элементов, а в 4) реализована схема с необычной инжекцией электронов (см. рис. 2), обеспечивающая единичный проход импульса от коллекторного к катодному краю замедляющей системы [19]. Электронный пучок формировался в неоднородном магнитном поле в режиме компрессии ($B = 1,7$ Тл в диоде и $B = 5$ Тл в ЗС). Это позволило инжектировать электроны в волновод через сетку из тонких продольных проволок. Высоковольтный ввод располагался ортогонально к оси волновода. При увеличении длительности электронного пучка от 10 нс (рис. 3а) до 16 нс в эксперименте удалось зарегистрировать генерацию двух СВЧ импульсов (рис. 3б). При этом, как и в расчёте, мощность второго импульса была в несколько раз меньше мощности первого.

Полученный в эксперименте 4) коэффициент конверсии мощности, равный 1,8, является наибольшим из приведённых в табл. 1, хотя ожидалось, что он будет ещё выше (около 3) в соответ-

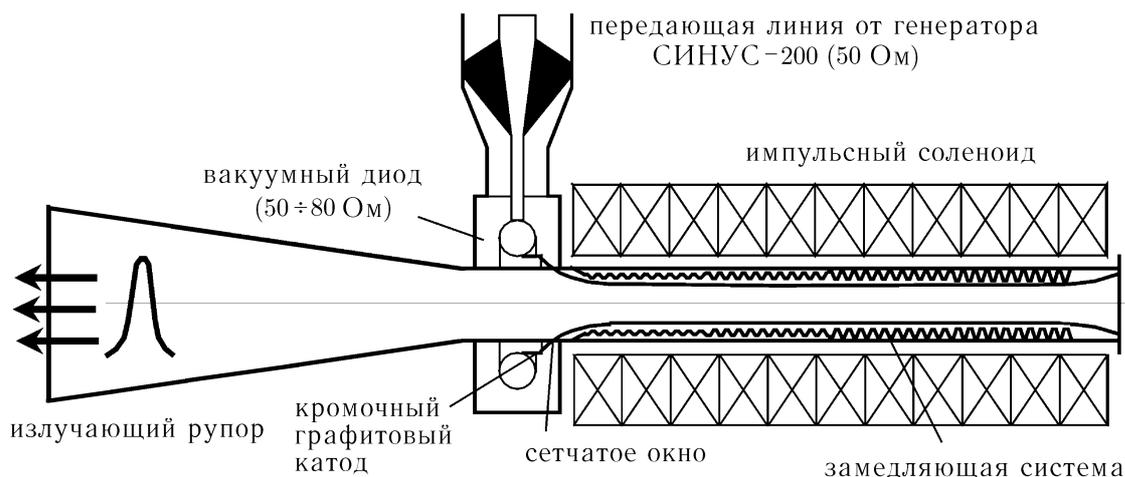


Рис. 2. Схема эксперимента 4)

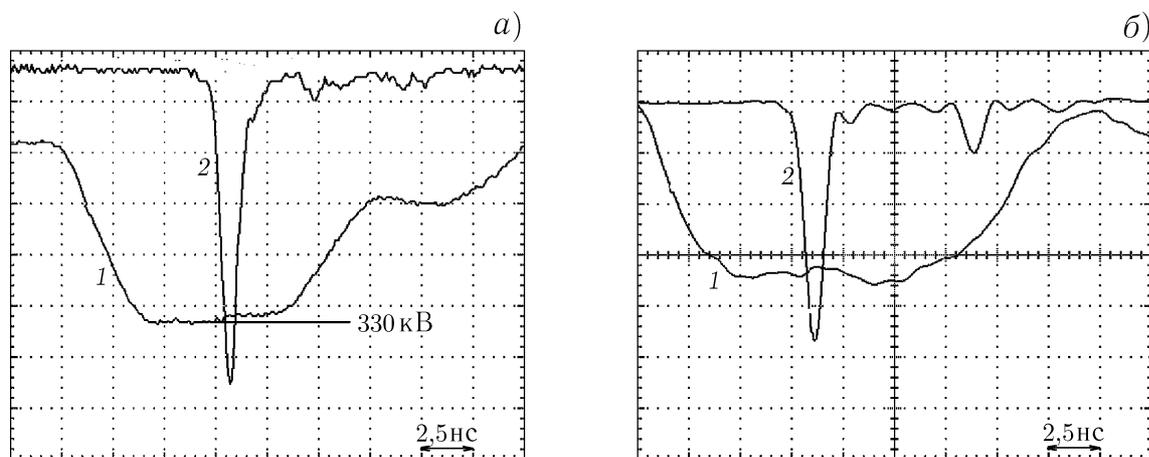


Рис. 3. Оциллограммы ускоряющего напряжения (кривые 1) и сигнала с микроволнового детектора (кривые 2) в относительных единицах

ствии с численными расчётами на основе программы KARAT. Наиболее сложной в данном эксперименте оказалась задача качественной транспортировки пучка, т. к. компрессия пучка создаёт условия для интенсивного развития диокотронной неустойчивости. Расхождение полученных коэффициентов конверсии с расчётными значениями в других экспериментах оказалось в пределах погрешностей измерений (около $\pm 15\%$). Во всех экспериментах использовались дублирующие методики измерений, в том числе различные калориметры для измерения энергии СВЧ импульсов.

Впервые осуществлён режим с высокой частотой повторения СВЧ импульсов (до 3,5 кГц) [17, 18] с использованием комбинированного источника высоковольтных импульсов на основе модулятора SM-3NS, включающего в себя несколько ступеней компрессии энергии с выходным полупроводниковым размыкателем тока и водородным обостряющим разрядником. В этом эксперименте применялась та же замедляющая система, что и в 1).

Отметим, что последний эксперимент 5), завершённый в процессе написания данной статьи, знаменует собой освоение гигаваттного уровня импульсной мощности с помощью весьма компактного ускорителя электронов. Сам ускоритель претерпел модернизацию по отношению к эксперименту 1) в виде добавления тригатронного узла, обеспечивающего возможность наносекундной

синхронизации и стабилизации параметров пучка.

В заключение авторы выражают признательность Н. С. Гинзбургу за постоянный интерес к работе и плодотворные дискуссии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гинзбург Н. С., Кузнецов С. П., Федосеева Т. Н. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 7. С. 1037.
2. Безручко Б. П., Кузнецов С. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21, № 7. С. 1053.
3. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28, № 2. С. 81.
4. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Коноплёв И. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1996. Т. 63, № 5. С. 322.
5. Gubanov V. P., Korovin S. D., Pegel I. V., Rostov V. V., et al. // Proc. of SPIE "Intense Microwave Pulses 4", Denver, Colorado. 1996. V. 2843. P. 228.
6. Ginzburg N. S., Novozhilova N. Yu., Zotova I. V., et al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60. P. 3297.
7. Яландин М. И., Шпак В. Г., Шунайлов С. А., Ульмаскулов М. Р. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, № 10. С. 19.
8. Yalandin M. I., Shpak V. G., Shunailov S. A., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2000. V. 28, No. 5. P. 1615.
9. Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В. и др. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28, № 2. С. 81.
10. Eltchaninov A. A., Korovin S. D., Pegel I. V., et al. // Proc. 14th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Albuquerque. 2002. P. 279.
11. Ельчанинов А. А., Коровин С. Д., Ростов В. В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77, № 6. С. 314.
12. Ельчанинов А. А., Коровин С. Д., Пегель И. В., Ростов В. В. и др. // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 2003. Т. 46, № 3. С. 55.
13. Ковалёв Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д., Сморгонский А. В. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 76.
14. Пегель И. В. // Известия вузов. Физика. 1996. Т. 39, № 12. С. 62.
15. Tarakanov V. P. User manual of code KARAT. Springfield: BRA, 1992.
16. Yalandin M. I., Shpak V. G., Tarakanov V. P. // Digest of Technical Papers of PPS-2001 Pulsed Power Plasma Science Conference, Las Vegas, USA. 2001. P. 544.
17. Гришин Д. М., Губанов В. П., Коровин С. Д. и др. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28, № 19. С. 24.
18. Gubanov V. P., Grishin D. M., Gunin A. V., et al. // Proc. 14th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Albuquerque. 2002. P. 263.
19. Eltchaninov A. A., Korovin S. D., Rostov V. V., et al. // Laser and particle beams. 2003 (в печати).

¹ Институт сильноточной электроники СО РАН, г. Томск;

² Институт электрофизики УрО РАН, г. Екатеринбург,
Россия

Поступила в редакцию
9 июня 2003 г.

GENERATION OF POWERFUL ULTRASHORT MICROWAVE PULSES

A. A. Eltchaninov, S. D. Korovin, I. V. Pegel', V. V. Rostov, and M. I. Yalandin²

We study theoretically and experimentally the possibility of generation of ultrashort powerful microwave pulses. The regime of spatial accumulation of electromagnetic energy is considered in the case where the pulse propagates oppositely to the electron flow in a long slow-wave structure. We show that during transformation of the kinetic energy of electrons to the energy of an electromagnetic pulse, the pulse power is not limited by the electron-beam power. Using compact high-current accelerators, we obtain gigawatt pulses in the 3-cm and 8-mm wavelength ranges with the power conversion factor exceeding unity.

УДК 538.566

ГЕНЕРАЦИЯ И УСИЛЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ ЧЕРЕНКОВСКОГО СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫМИ ПУЧКАМИ С ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ЭНЕРГИЕЙ ЧАСТИЦ

Н. С. Гинзбург, И. В. Зотова, А. С. Сергеев

Предложен метод повышения пиковой мощности импульсов сверхизлучения (СИ) за счёт изменения энергии электронов вдоль электронного сгустка. На основе одномерной нестационарной модели, описывающей эволюцию амплитуды электромагнитного импульса, а также в рамках прямого численного моделирования на базе кода КАРАТ показано, что в случае черенковского СИ использование электронных сгустков с линейно увеличивающейся вдоль сгустка энергией частиц позволяет в несколько раз повысить мощность генерируемых импульсов. Аналогичный метод может быть использован для увеличения пиковой мощности при усилении короткого электромагнитного импульса (в том числе импульса СИ, генерируемого внешним источником), распространяющегося вдоль квазинепрерывного электронного потока со специально подобранным профилем энергии частиц.

ВВЕДЕНИЕ

В последнее время достигнут значительный прогресс в генерации электромагнитных импульсов субнаносекундной длительности на основе эффектов сверхизлучения (СИ) электронных сгустков [1–4]. В экспериментах по генерации таких импульсов использовались электронные сгустки с постоянной вдоль сгустка энергией частиц. В данной работе исследован метод повышения пиковой мощности импульсов СИ за счёт использования электронных сгустков, в которых энергия частиц меняется в зависимости от времени инжекции в пространство взаимодействия. Такой метод рассмотрен на примере черенковского СИ, которое реализуется при взаимодействии электронного сгустка с попутной волной в волноводе с диэлектрической вставкой. Поскольку в данном случае поступательная скорость частиц превышает групповую скорость волны, имеет место проскальзывание волны от переднего к заднему фронту электронного сгустка. В этом случае для повышения пиковой мощности импульсов СИ целесообразно увеличивать энергию электронов вдоль пучка. Тогда сформированный на начальном этапе взаимодействия импульс СИ может эффективно отбирать энергию у электронов, энергия которых тем сильнее превышает значение, соответствующее режиму точного синхронизма, чем больше амплитуда импульса. В результате при оптимальном подборе темпа роста энергии частиц (в соответствии с темпами роста амплитуды импульса) при фиксированной полной энергии электронного сгустка возможно существенное увеличение пиковой мощности импульсов СИ.

Как показано в [5], сверхизлучение электронных сгустков в значительной степени аналогично процессу усиления ультракоротких электромагнитных импульсов (в том числе импульсов СИ, генерируемых внешним источником), распространяющихся вдоль квазинепрерывных электронных пучков. В этом случае возникающее вследствие отличия групповой скорости волны от поступательной скорости электронов проскальзывание электромагнитного импульса относительно электронного потока приводит к тому, что один из фронтов импульса постоянно подпитывается немодулированными фракциями электронного потока. Соответственно, в окрестности фронтальной части электромагнитного импульса возникает эффективный рост амплитуды поля, который, как показано ниже, значительно ускоряется при вариации энергии частиц вдоль электронного потока.

В настоящей работе проведено теоретическое исследование особенностей генерации и усиления ультракоротких электромагнитных импульсов электронными пучками с меняющейся вдоль пучка энергией частиц. Анализ проводился как на базе одномерной нестационарной модели, описывающей эволюцию огибающей электромагнитного импульса, так и в рамках прямого численного моделирования с помощью PIC-кода (от английского «particle in cell») KARAT.

1. МОДЕЛЬ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим взаимодействие электронного пучка, энергия частиц в котором изменяется в зависимости от времени инжекции, с одной из мод волновода, частично заполненного диэлектриком, в условиях черенковского синхронизма

$$\omega \approx hV_{\parallel}, \quad (1)$$

где $V_{\parallel} = \beta_{\parallel}c$ — поступательная скорость электронов, h — продольное волновое число волны, c — скорость света в свободном пространстве. Представим продольную компоненту электрического поля возбуждаемой волны в виде $E_z = \text{Re}[E_z^s(\mathbf{r}_{\perp})A(z, t) \exp(i\omega t - ihz)]$, где $E_z^s(\mathbf{r}_{\perp})$ — функция, описывающая структуру волноводной моды, $A(z, t)$ — медленно меняющаяся амплитуда поля. Несущая частота ω выбрана соответствующей точному синхронизму с электронной фракцией с энергией $E = mc^2\gamma_0$. Тогда при использовании независимых переменных

$$\zeta = \frac{\omega}{c} z, \quad \tau = \frac{\omega}{c} (t - z/V_{\parallel}) \left(\frac{1}{V_{\text{gr}}} - \frac{1}{V_{\parallel}} \right)^{-1}$$

процесс электронно-волнового взаимодействия опишется системой уравнений

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial \zeta} + \frac{\partial}{\partial \tau} \right) a &= f(\tau)GJ, & J &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} \exp(-i\theta) d\theta_0, \\ \frac{\partial \gamma}{\partial \zeta} &= -\text{Re}[a \exp(i\theta)], & \frac{\partial \theta}{\partial \zeta} &= \frac{1}{\beta_{\parallel}} - \frac{1}{\beta_{\text{ph}}} \end{aligned} \quad (2)$$

с граничными условиями

$$a \Big|_{\zeta=0} = a_0(\tau); \quad \theta \Big|_{\zeta=0} = \theta_0 + r \cos \theta_0, \quad \theta_0 \in [0, 2\pi]; \quad \gamma \Big|_{\zeta=0} = \gamma(\tau). \quad (3)$$

Здесь использованы следующие безразмерные переменные: $a = eAE_z^s(R_0)/(mc\omega)$, R_0 — радиус инжекции, $\theta = \omega t - hz$ — фаза электронов относительно волны, r характеризует начальные флуктуации плотности электронов, $\beta_{\parallel} = \sqrt{1 - \gamma^{-2}}$, $\gamma = 1 + eU/(mc^2)$, U — ускоряющее напряжение, m и e — масса электрона и элементарный заряд соответственно, $V_{\text{ph}} = \beta_{\text{ph}}c$ и $V_{\text{gr}} = \beta_{\text{gr}}c$ — фазовая и групповая скорости возбуждаемой волны соответственно, J — амплитуда высокочастотного тока, G — параметр, пропорциональный току пучка I и импедансу связи электронов с волной Z :

$$G = \frac{eI|Z|}{2\beta_{\parallel 0}^2 mc^2}. \quad (4)$$

Функция $f(\tau)$ описывает распределение плотности частиц вдоль электронного потока, а функция $a_0(\tau)$ — распределение электромагнитного поля на входе в систему.

Необходимо отметить, что при записи системы уравнений (2), (3) зависимость поступательной скорости электронов от энергии учитывается только в правых частях уравнений для фазы. В то же время пренебрегается изменением наклона характеристик частиц, возникающим как вследствие изменения энергии инжекции, так и из-за взаимодействия частиц с полем излучения.

2. СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО СГУСТКА С ИЗМЕНЯЮЩЕЙСЯ ЭНЕРГИЕЙ ЧАСТИЦ

Режим сверхизлучения соответствует случаю, когда излучение инициируется за счёт наличия малых начальных флуктуаций плотности электронного потока ($r \ll 1$, начальный электромагнитный сигнал отсутствует: $a_0(\tau) = 0$). С точностью до малых флуктуаций плотность частиц вдоль электронного сгустка предполагалась постоянной, т. е. $f(\tau) = 1$ при $\tau \in [0, T_e]$, где T_e — нормированная длительность сгустка:

$$T_e = \frac{\omega}{c} t_{\text{e beam}} \left(\frac{1}{V_{\text{gr}}} - \frac{1}{V_{\parallel}} \right)^{-1}.$$

При этом считалось, что энергия, с которой частицы инжектируются в пространство взаимодействия (энергия инжекции), меняется по линейному закону, т. е.

$$\gamma \Big|_{\zeta=0} = \gamma_0 + \delta\tau. \quad (5)$$

Заметим, что использование других законов изменения энергии частиц (например, квадратичного или степенного с показателем 1/2) не приводило к существенному увеличению пиковой амплитуды выходного сигнала.

Дальнейший анализ проводился на основе численного моделирования для тока пучка 1 кА, начальной энергии электронов 300 кэВ ($\gamma_0 = 1,6$) и импедансе связи электронов с волной $Z = 3$ Ом. Частота синхронизма соответствовала 32 ГГц. Длина системы составляла $l = 30$ см. Для выбранных параметров, соответствующих экспериментам по генерации импульсов СИ на сильноточном ускорителе РАДАН [1–3], нормированная длина системы $L = \omega l/c \approx 200$, параметр тока $G = 0,0005$. Расчёты проводились при начальной модуляции плотности электронного пучка $r = 0,002$.

На рис. 1 кривая 1 соответствует сверхизлучению электронного сгустка с нормированной длительностью $T_e = 50$ и постоянной вдоль сгустка энергией электронов ($\delta = 0$; $eU = 300$ кэВ; $\gamma = 1,6$). Изменение энергии электронов от 270 до 330 кэВ при сохранении средней энергии частиц вдоль сгустка той же длительности позволяет в несколько раз повысить пиковую мощность импульса СИ (рис. 1, кривая 2). Ещё более существенный рост мощности излучения имеет место при одновременном увеличении длительности электронного сгустка до $T_e = 100$ и диапазона изменения энергии частиц от 250 до 350 кэВ (рис. 1, кривая 3). Для последнего случая на рис. 2 показана зависимость от продольной координаты ζ энергии частиц электронных фракций, инжектируемых в пространство взаимодействия в последовательные моменты времени. Из рис. 2 видно, что большая часть электронов тормозится при взаимодействии с импульсом СИ, сформированном на начальном этапе. При этом максимальное изменение энергии электронов пропорционально квадратному корню из амплитуды действующего поля. В этом смысле описанный процесс аналогичен рассмотренному в [6] торможению электронов при взаимодействии с волной с увеличивающейся фазовой скоростью, когда захват частиц волной отсутствует.

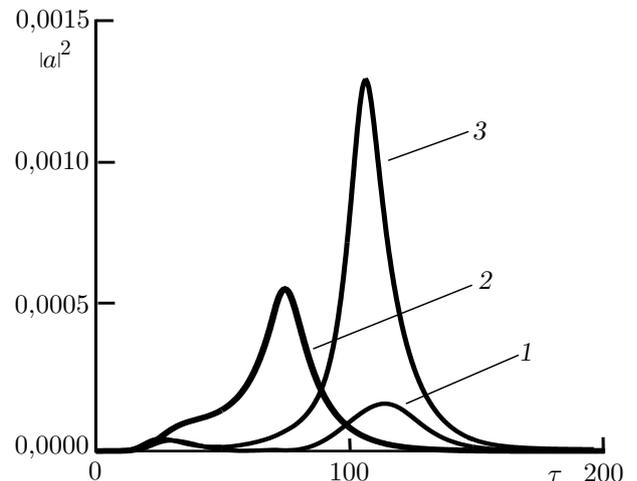


Рис. 1. Импульсы черенковского СИ: кривая 1 — энергия инжекции частиц одинакова и равна 300 кэВ, нормированная длительность электронного сгустка $T_e = 50$; кривая 2 — энергия инжекции частиц линейно увеличивается от 270 до 330 кэВ, $T_e = 50$; кривая 3 — энергия инжекции частиц линейно увеличивается от 250 до 350 кэВ, $T_e = 100$ ($L = 200$; $G = 0,0005$; $r = 0,002$)

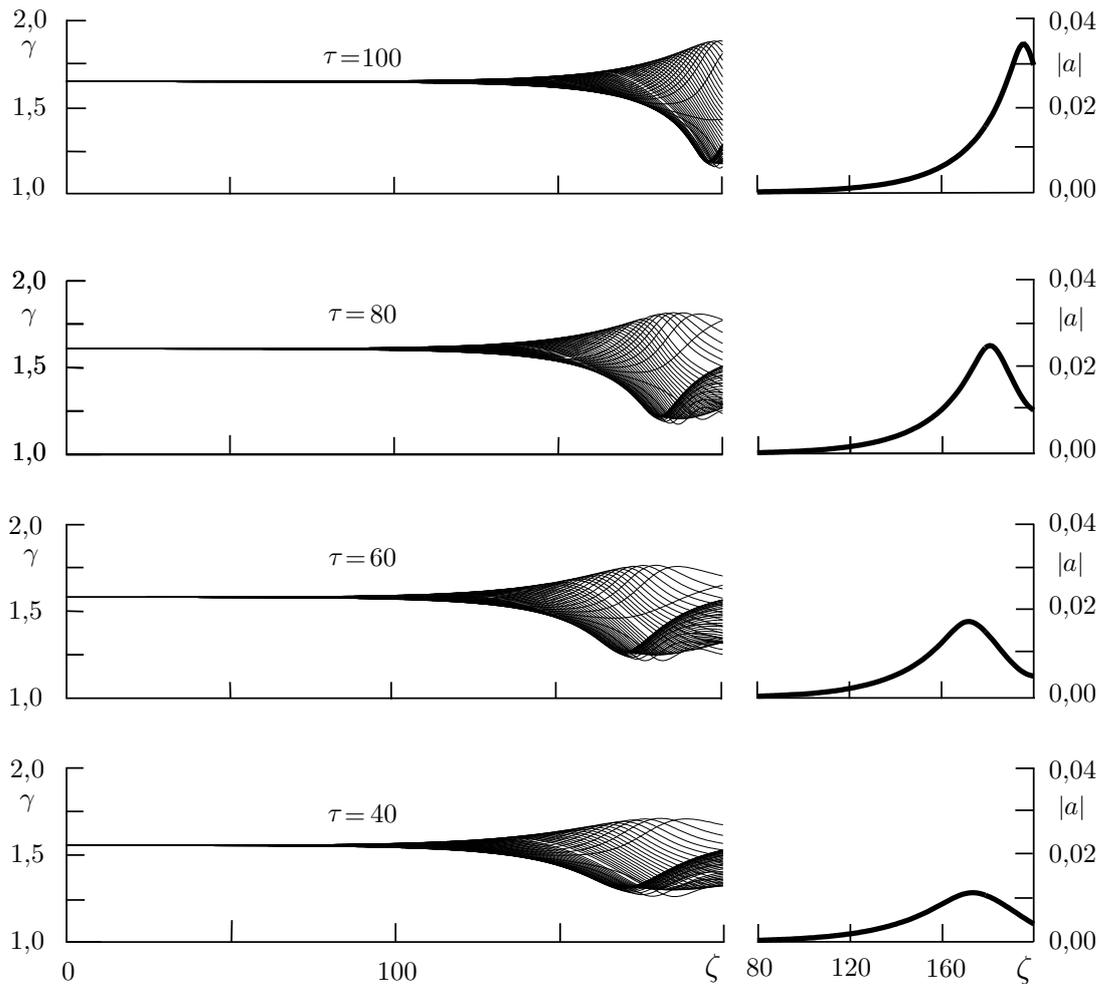


Рис. 2. Зависимость от продольной координаты ζ энергии частиц различных фракций электронного сгустка, инжектируемых в пространство взаимодействия в последовательные моменты времени. Нормированная длительность сгустка $T_e = 100$, энергия инжекции электронов линейно увеличивается от 250 до 350 кэВ. Справа показана форма импульса СИ в соответствующий момент времени

Дополнительный анализ указанных эффектов проводился с помощью прямого численного моделирования на основе двумерной аксиально-симметричной версии PIC-кода КАРАТ. Код КАРАТ позволяет непосредственно (без усреднения) интегрировать уравнения Максвелла совместно с уравнениями движения частиц в геометрии, соответствующей реальному эксперименту. При моделировании считалось, что электронный пучок с длительностью 4 нс и током 1 кА излучает в волноводе радиуса 0,5 см с трубчатой диэлектрической вставкой, примыкающей к стенке волновода. Толщина вставки 0,2 см, диэлектрическая проницаемость 3. Длина однородной части пространства взаимодействия составляла 35 см. В случае постоянной вдоль пучка начальной энергии электронов, равной 300 кэВ, наличие флуктуации плотности частиц приводило к тому, что излучение представляло собой случайную последовательность импульсов с приблизительно одинаковой пиковой мощностью, не превышающей 8 МВт. При линейном увеличении энергии инжекции электронов от 250 до 350 кэВ имеет место генерация нескольких выделенных импульсов излучения с амплитудой, существенно превышающей амплитуду других импульсов (рис. 3). Пиковая мощность импульсов достигала 65 МВт, более чем в 8 раз превосходя, таким образом, пиковую мощность излучения в случае импульса ускоряющего напряжения с плоской вершиной.

3. УСИЛЕНИЕ КОРОТКОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ВДОЛЬ КВАЗИНЕПРЕРЫВНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЕРЕМЕННОЙ ЭНЕРГИЕЙ ЧАСТИЦ

Пусть на вход системы с квазинепрерывным электронным пучком ($T_e \rightarrow \infty$) подаётся колоколообразный электромагнитный импульс $a_0(\tau) = a_0 \sin^2(\pi\tau/T_p)$ с длительностью T_p и амплитудой a_0 . Будем считать, что модуляция концентрации электронов отсутствует ($r = 0$), а энергия частиц, как и в предыдущем случае, меняется по закону (5). Рассмотрим усиление входного сигнала с мощностью 10 МВт, длительностью по полувысоте около 300 пс и частотой заполнения 39 ГГц. При параметрах пучка и импедансе связи, приведённых в предыдущем разделе, в безразмерных переменных начальная амплитуда сигнала составляет $a_0 = 0,01$ при длительности входного импульса $T_p \sim 100$.

На рис. 4а показано пространственно-временное распределение амплитуды высокочастотного поля в случае усиления короткого электромагнитного импульса электронным пучком с одинаковой энергией инжекции частиц в условиях, когда частота входного сигнала совпадает с частотой точного синхронизма (1) для всех электронов потока, т. е. $\gamma(\tau) = \gamma_0$. Как видно из данного рисунка, на заднем фронте электромагнитного импульса имеет место существенное нарастание амплитуды. Коэффициент усиления по пиковой мощности в данном случае превышает 35. Одновременно более чем вдвое укорачивается длительность электромагнитного импульса. Важно подчеркнуть, что пиковая мощность выходного СВЧ импульса более чем в 3 раза превосходит мощность электронного потока:

$$K = \frac{|a_{\max}|^2}{4G(\gamma_0 - 1)} = 3,2.$$

Как показано в [5], это обстоятельство связано с тем, что в процессе усиления вследствие различия групповой скорости волны и поступательной скорости электронов имеет место проскальзывание электромагнитного импульса относительно электронного пучка, благодаря чему вклад в рост пиковой амплитуды импульса вносят различные фракции электронного потока. При этом КПД каждой электронной фракции остаётся меньше единицы. Необходимо отметить, что исследуемый механизм усиления может быть реализован даже в случае, когда уровень начального сигнала превышает уровень насыщения в рамках стационарной теории. В этом случае при тех же параметрах моделирования возможно повышение пиковой мощности начального сигнала более чем в 5 раз.

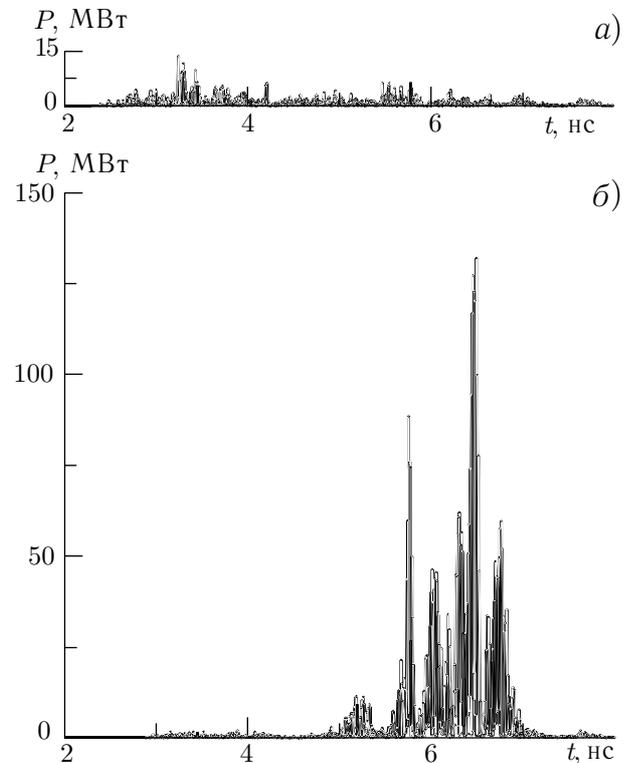


Рис. 3. Моделирование на основе кода КАРАТ черенковского сверхизлучения электронного сгустка в волноводе, частично заполненном диэлектриком, в случае одинаковой (а) и изменяющейся во времени (б) энергии инжекции частиц

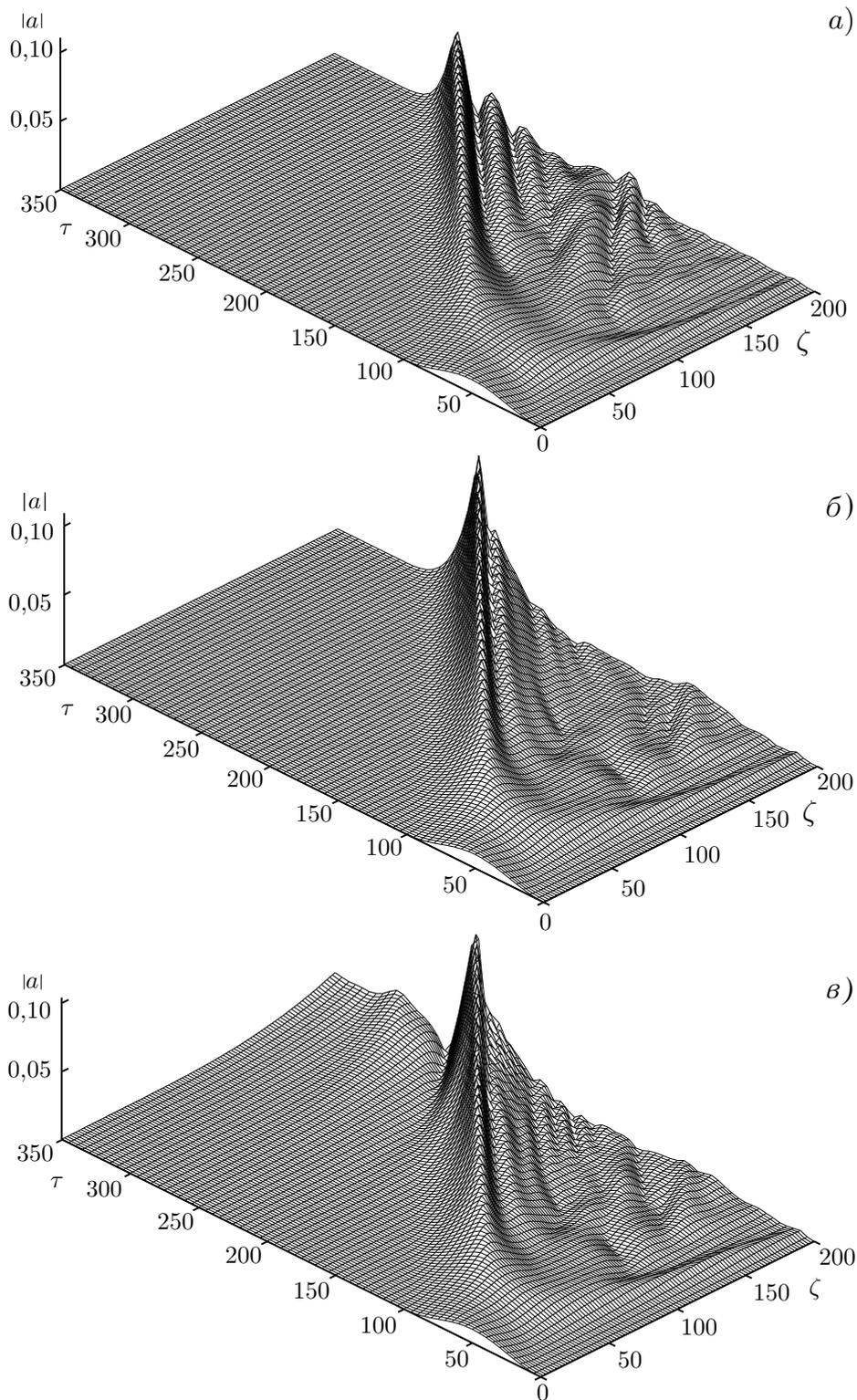


Рис. 4. Пространственно-временное распределение амплитуды поля при усилении короткого электромагнитного импульса, распространяющегося вдоль квазистационарного электронного пучка в случае одинаковой (а) и изменяющейся во времени (б) энергии инжекции частиц ($L = 200$; $G = 0,0005$; $r = 0$). Рисунок (в) соответствует усилению входного сигнала пучком с изменяющейся входной энергией частиц при наличии шумовой модуляции ($r = 0,01$)

Дополнительная возможность увеличения коэффициента усиления может быть связана с изменением начальной энергии инжектируемых электронов, в результате чего частота входного сигнала становится отличной от частоты точного синхронизма. На рис. 5 приведена зависимость мощности выходного излучения от времени. Кривая 1 соответствует режиму точного синхронизма с входным сигналом (начальная энергия электронов 300 кэВ), кривая 2 соответствует случаю, когда имеет место начальная расстройка синхронизма (начальная энергия электронов 470 кэВ). Ещё более существенный рост пиковой мощности выходного сигнала может быть получен при вариации входной энергии электронов от 300 до 600 кэВ (кривая 3). В этом случае пиковая мощность излучения более чем в 100 раз превосходит мощность входного сигнала. Пространственно-временное распределение поля для этого случая приведено на рис. 4б. В такой ситуации, аналогично случаю СИ электронного сгустка, практически все электроны тормозятся после взаимодействия с электромагнитным импульсом.

Рассмотренному выше механизму усиления излучения на фронте импульса может препятствовать нарастание собственных шумов, неизбежно присутствующих в пучке, что должно приводить к модуляции электронного пучка с нескоррелированной с усиливаемой сигналом фазой. Для моделирования влияния шумов начальная фаза электронов задавалась в виде $\theta|_{z=0} = \theta_0 + r \cos[\theta_0 + \varphi(\tau)]$, где амплитуда модуляции r считалась постоянной, а фаза φ принимала случайные значения. На рис. 4в показано пространственно-временное распределение поля с учётом усиления шумов. Как следует из рисунка, если начальная амплитуда усиливаемого электромагнитного импульса достаточно велика, то шумы практически не оказывают заметного влияния на пиковую амплитуду импульса, и процесс усиления остаётся достаточно эффективным.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, на основании проведённого анализа можно утверждать, что изменение во времени ускоряющего напряжения может приводить к существенному увеличению мощности выходного импульса как в случае сверхизлучения электронных сгустков, так и в случае усиления коротких импульсов квазинепрерывным пучком. Для рассмотренного в работе черенковского механизма взаимодействия с попутной волной, когда продольная скорость электронов превышает групповую скорость волны, необходимо, чтобы энергия частиц увеличивалась по мере их инжекции в пространство взаимодействия. Противоположная ситуация, когда групповая скорость излучения, напротив, превосходит поступательную скорость частиц, реализуется, например, в процессе ондуляторного излучения. Очевидно, что при этом необходимо уменьшать энергию электронов

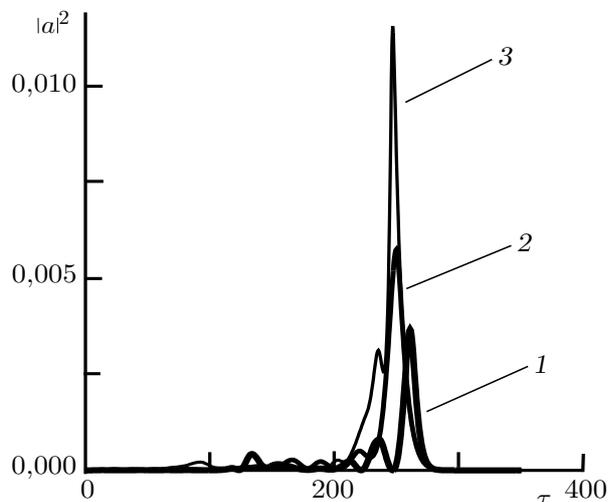


Рис. 5. Усиление коротких электромагнитных импульсов, распространяющихся вдоль квазистационарных электронных потоков. Зависимость мощности выходного сигнала от времени: кривая 1 соответствует режиму точного черенковского синхронизма (начальная энергия электронов равна 300 кэВ), кривая 2 — постоянной вдоль пучка расстройке синхронизма (начальная энергия частиц — 470 кэВ), кривая 3 — изменяющейся по линейному закону расстройке синхронизма (энергия инжекции частиц линейно растёт от 300 до 600 кэВ)

вдоль пучка, поскольку в этом случае по мере увеличения амплитуды излучения сформированный импульс будет сдвигаться от заднего к переднему фронту электронного пучка.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 01-02-17029).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ginzburg N. S., Zotova I. V., Sergeev A. S., et. al. // Phys. Rev. E. 1999. V. 60, No. 3. P. 3 297.
2. Шпак В. Г., Яландин М. И., Гинзбург Н. С. и др. // ДАН. 1999. Т. 365, № 1. С. 50.
3. Ginzburg N. S., Zotova I. V., Sergeev A. S., et. al. // Opt. Comm. 2000. V. 175, No. 1-3. P. 139.
4. Коровин С. Д., Месяц Г. А., Ростов В. В. и др. // Письма в ЖТФ. 2002. Т. 28, вып. 2. С. 34.
5. Гинзбург Н. С., Зотова И. В., Сергеев А. С. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25, вып. 20. С. 25.
6. Kroll N. M., Morton P. L., Rosenbluth M. N., et. al. // IEEE J. Quantum Electron. 1981. V. 17. P. 1 436.

Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
6 июня 2003 г.

GENERATION AND AMPLIFICATION OF ČHERENKOV SUPERRADIANCE PULSES BY ELECTRON BEAMS WITH ENERGY CHIRP

N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, and A. S. Sergeev

We propose a method for increasing the peak power of a superradiance pulse by varying the electron energy along a bunch. A one-dimensional time-dependent model describing the evolution of an electromagnetic pulse, as well as direct numerical simulations based on the KARAT code show that the power of generated pulses becomes several times greater if the particle energy increases linearly along the bunch. A similar method can be applied to increase the peak power in the case amplification of a short electromagnetic pulse (a superradiance pulse generated by an external source, as well) propagating along a quasi-continuous electron beam with certain particle-energy profile.

УДК 621.385.623

РЕЗОНАНСНАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЛОВ ДЕЦИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

*С. А. Кицанов, А. И. Климов, С. Д. Коровин, И. К. Куржан,
И. В. Пегель, С. Д. Полевин*

В статье представлены результаты численных и экспериментальных исследований резонансной релятивистской лампы обратной волны. За счет использования отражений рабочей моды TM_{01} от концов электродинамической системы достигаются оптимальные условия взаимодействия электронного пучка как с (-1) -й гармоникой встречной, так и с основной гармоникой попутной волн. В эксперименте на частоте 3,6 ГГц получена одномодовая генерация с импульсной мощностью 5 ГВт и эффективностью 30 %. Показана возможность перестройки частоты генерации в пределах 15 % (по половинному уровню мощности) посредством изменения периода замедляющей структуры при неизменных параметрах электронного пучка.

ВВЕДЕНИЕ

Релятивистская лампа обратной волны (ЛОВ), впервые реализованная в начале 70-х годов [1], в настоящее время является одним из эффективных источников когерентного излучения гигаваттного уровня мощности в сантиметровом диапазоне длин волн [2, 3]. Обладая распределённой внутренней обратной связью, ЛОВ адаптивна к изменению параметров электронного пучка, обладает малым временем установления колебаний и узким спектром излучения. Конструкция электродинамической системы ЛОВ сравнительно проста и имеет высокую электрическую прочность. Однако в обычной релятивистской ЛОВ, когда электронный пучок взаимодействует с (-1) -й пространственной гармоникой встречной волны, эффективность генерации невелика и для энергии электронов $0,5 \div 1$ МэВ не превышает $15 \div 20$ % [4]. Оптимальная длина пространства взаимодействия в этом случае составляет $L \approx (5 \div 9) \lambda$, где λ — длина волны излучения. Как правило, в реальной конструкции ЛОВ для вывода излучения в сторону коллектора с катодного конца замедляющей структуры (ЗС) используется запредельное сужение, что приводит к появлению в пространстве взаимодействия попутной электронам электромагнитной волны. Численно и экспериментально было показано [5, 6], что при относительно короткой длине пространства взаимодействия, когда угол пролёта электронов в попутной волне составляет

$$\theta = kL \left(\frac{1}{\beta_e} - \frac{1}{\beta_\phi} \right) \approx \frac{5}{2} \pi, \quad (1)$$

где $k = 2\pi/\lambda$, $c\beta_e$ — скорость электронов, $c\beta_\phi$ — фазовая скорость основной гармоники попутной волны, c — скорость света в вакууме, благодаря монотронному эффекту [7] влияние попутной волны на процесс энергообмена становится существенным. В этом случае эффективность генерации зависит от отношения амплитуд и разности фаз (-1) -й гармоники встречной волны и основной гармоники попутной волны, а также от длины пространства взаимодействия.

В теоретической работе [8] исследовалось влияние отражений от концов ЗС на работу релятивистской ЛОВ, однако учитывалось взаимодействие электронного пучка лишь с (-1) -й пространственной гармоникой встречной волны. Как следствие, эффективность одночастотной генерации резонансной ЛОВ не превышала 20 %.

Данная работа посвящена численному и экспериментальному исследованию резонансной релятивистской ЛОВ с учётом взаимодействия электронного пучка как со встречной, так и с попутной электромагнитными волнами с целью повышения эффективности генерации, мощности излучения и уменьшения длины прибора. Последнее требование существенно при создании генератора в дециметровом диапазоне длин волн.

1. СХЕМА ГЕНЕРАТОРА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

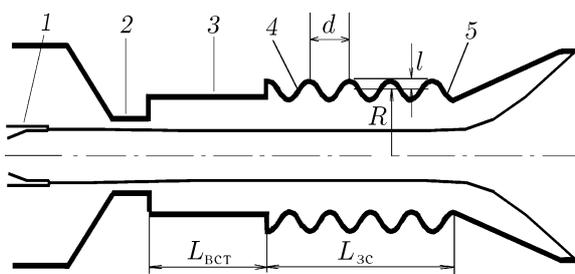


Рис. 1. Конфигурация резонансной ЛОВ: 1 — катод, 2 — запердельное сужение, 3 — волноводная вставка, 4 — замедляющая структура, 5 — выходной отражатель

Конфигурация исследуемой резонансной релятивистской ЛОВ представлена на рис. 1. Электронный пучок формировался в коаксиальном вакуумном диоде с магнитной изоляцией и инжектировался в электродинамическую систему через запердельное сужение, служащее для отражения встречной электромагнитной волны в сторону коллектора. Электроны эмитировались со взрывоэмиссионного цилиндрического графитового катода. Для улучшения продольного распределения высокочастотного поля (с точки зрения повышения эффективности генерации) и реализации оптимальных условий взаимодействия электронного пучка с (-1) -й гармоникой встречной и основной гармоникой попутной волн использовалось частичное отражение рабочей моды TM_{01} от коллекторного конца ЗС. Отражение обеспечивалось уменьшением среднего радиуса ЗС и позволяло варьировать добротность Q электродинамической системы. Отрезок гладкого цилиндрического волновода между запердельным сужением и началом ЗС использовался для подстройки оптимального сдвига фазы между основной гармоникой попутной и (-1) -й гармоникой встречной электромагнитных волн. Отношение амплитуд гармоник на траектории электронного пучка задавалось глубиной гофрировки ЗС.

Импеданс вакуумного диода варьировался изменением зазора между катодом и анодом. Генератор оптимизировался с использованием численного РИС-кода КАРАТ [9]. Моделирование проводилось с магнитоизолированным вакуумным диодом. Напряжение на диод подавалось по коаксиальной линии в виде ТЕМ-волны. Длина ЗС выбиралась в соответствии с соотношением (1) и варьировалась в пределах $L_{зс} = (2 \div 4) \lambda$. Моделирование показало, что при оптимальной геометрии электродинамической системы: $L_{вст} \approx \lambda$, $L_{зс} \approx 2,5\lambda$, $l \approx \lambda/8$, $R \approx \lambda/2$, $d \approx \lambda/2$, $Q \approx 100$, $R_b/R \approx 0,7$ (здесь R_b — радиус электронного пучка), КПД генерации составляет приблизительно 30 % и изменяется незначительно в широком диапазоне мощностей электронного пучка (от 5 до 20 ГВт). Оптимальный импеданс вакуумного диода составляет около 100 Ом, время нарастания микроволновых колебаний — порядка 20 нс (рис. 2). Было обнаружено, что при изменении длины цилиндрической вставки между запердельным сужением и ЗС происходит периодическое скачкообразное изменение продольного индекса стоячей электромагнитной волны. Число вариаций поля на длине электродинамической системы изменялось от 2 до 6. В точках скачков наблюдалась многочастотная генерация при значительном падении мощности. В пределах одного продольного индекса перестройка частоты составляла $3 \div 4$ %.

Были также исследованы возможности широкополосной перестройки частоты генерации резонансной ЛОВ посредством варьирования периода ЗС при неизменных параметрах электронного пучка. При относительно небольшой глубине гофрировки $l \ll R$ условие черенковского синхро-

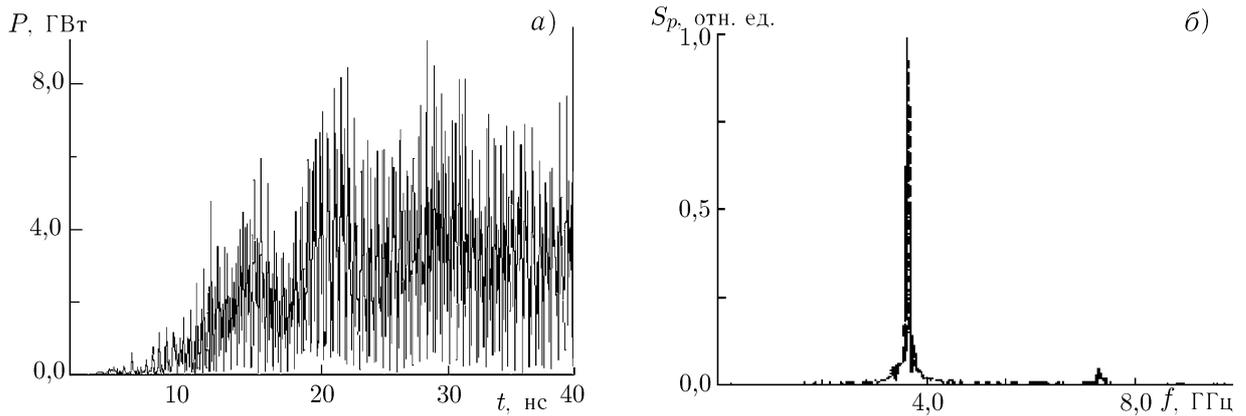


Рис. 2. Осциллограмма мощности (а) и спектр (б) излучения резонансной ЛОВ (численное моделирование)

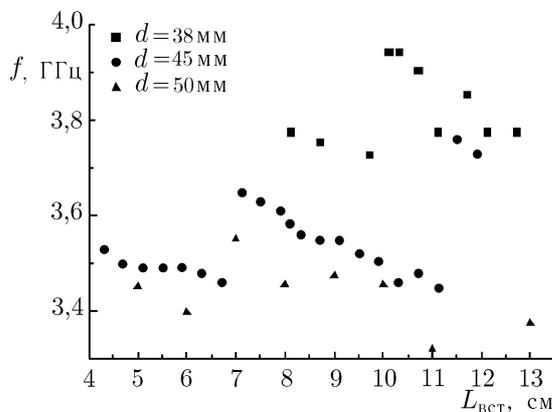


Рис. 3. Перестройка частоты генерации при изменении длины вставки и периода ЗС (численное моделирование)

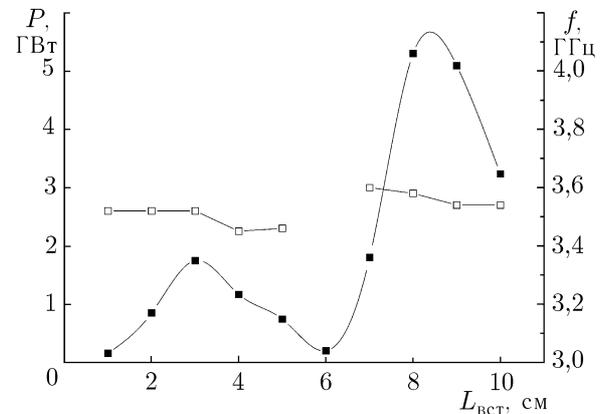


Рис. 4. Зависимости мощности (■) и частоты (□) излучения от длины вставки между запредельным сужением и ЗС ($d = 45$ мм, напряжённость фокусирующего магнитного поля $H = 20$ кЭ)

низма можно записать в виде

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx \frac{\lambda}{d} \frac{\beta_e}{1 + \beta_e\beta_\Phi} \frac{\Delta d}{d},$$

где Δd — изменение периода ЗС, $\Delta\lambda$ — изменение длины волны генерируемого излучения. Для ЛОВ с энергией электронов 1 МэВ

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \approx (0,4 \div 0,5) \frac{\Delta d}{d}.$$

Численное моделирование показало (рис. 3), что полоса перестройки частоты генерации в резонансной ЛОВ ограничена снизу и сверху критическими частотами ЗС и запредельного сужения соответственно и может достигать 25 % (по половинному уровню мощности). Однако при варьировании периода ЗС для оптимизации взаимодействия электронного пучка с попутной волной необходимо изменение длины вставки между запредельным сужением и ЗС.

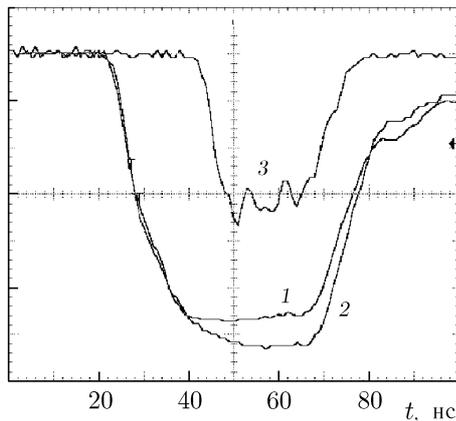


Рис. 5. Типичные осциллограммы напряжения на катоде (1), тока электронного пучка (2) и сигнала с микроволнового детектора (3)

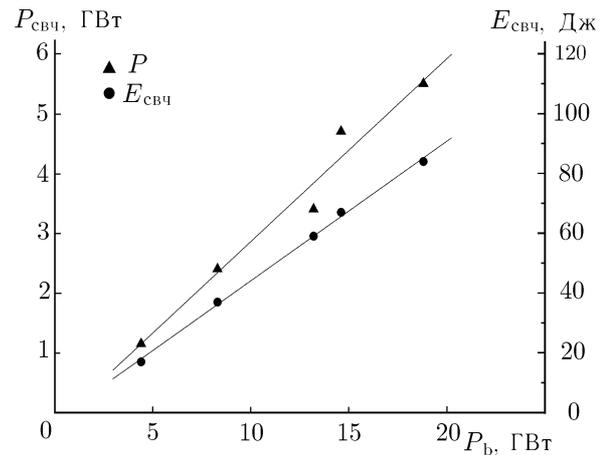


Рис. 6. Зависимости мощности (▲) и энергии импульса (●) излучения от мощности электронного пучка

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Экспериментальные исследования излучения резонансной ЛОВ в дециметровом диапазоне длин волн проводились на сильноточном электронном ускорителе «Синус-7» [10]. Генератор оптимизировался по импедансу вакуумного диода и длине вставки между запердельным сужением и ЗС. Варьирование длины вставки (рис. 4) приводило к изменению частоты генерации приблизительно на 3 %. Многочастотная генерация с характерным провалом мощности излучения наблюдалась при длине вставки около $0,7\lambda$. В оптимальном режиме на частоте 3,6 ГГц была получена генерация с эффективностью около 30 %. При напряжении на катоде 1,2 МВ и токе электронного пучка 15 кА мощность излучения составляла 5,3 ГВт, длительность микроволнового импульса — около 25 нс (по половинному уровню мощности). Мощность микроволнового излучения измерялась как с помощью направленного ответвителя, установленного в выходном тракте генератора, так и с использованием калиброванных дипольных антенн суммированием по диаграмме направленности. Частота генерации определялась с помощью гетеродина. Энергия импульса излучения, измеренная калориметром [3], достигала 100 Дж. Типичные формы импульсов напряжения на катоде, тока электронного пучка и сигнала с микроволнового детектора приведены на рис. 5. Диаграмма направленности соответствовала излучению волны TM_{01} из рупорной антенны. Как и в численном моделировании, эффективность генерации изменялась незначительно при изменении мощности электронного пучка от 5 до 19 ГВт (рис. 6). Мощность электронного пучка варьировалась изменением давления азота в обостряющем разряднике ускорителя «Синус-7» [10]. Оптимальный импеданс диода составлял около 80 Ом.

Зависимость мощности излучения от напряжённости фокусирующего магнитного поля (рис. 7) имеет провал в области ниже 15 кЭ. Как показало численное моделирование, спад мощности обусловлен частичным выпадением электронов пучка на поверхность ЗС под действием интенсивных высокочастотных полей. С уменьшением мощности электронного пучка граница провала смещалась в область меньших магнитных полей. Нижний предел напряжённости фокусирующего магнитного поля может быть также связан с циклотронным поглощением встречной электромагнитной волны электронным пучком [11, 12].

В эксперименте (рис. 8) путём изменения периода ЗС от 38 до 48 мм и соответствующей под-

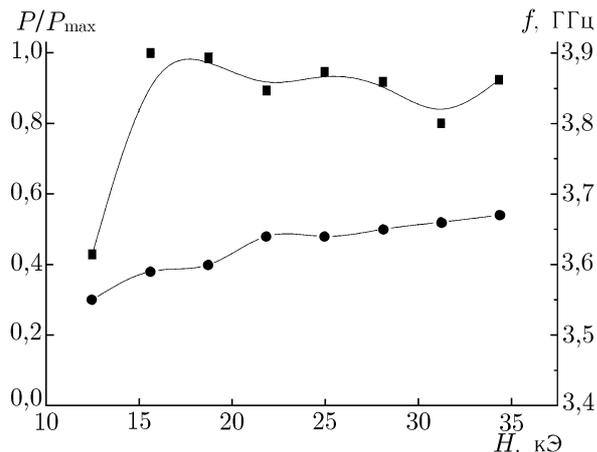


Рис. 7. Зависимости мощности (■) и частоты (●) излучения от напряжённости фокусирующего магнитного поля (напряжение на катоде 1,2 МВ, ток пучка 15 кА)

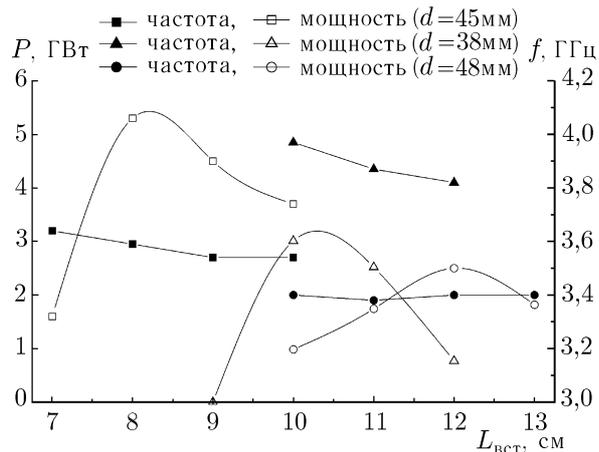


Рис. 8. Зависимости мощности и частоты излучения от длины вставки для различных периодов ЗС

стройки длины вставки была получена перестройка частоты генерации в пределах 15 % (по половинному уровню мощности). Параметры электронного пучка и напряжённость фокусирующего магнитного поля при этом не изменялись. Конструктивная схема перестройки частоты генерации ЛОВ приведена на рис. 9.

ВЫВОДЫ

Таким образом, за счёт улучшения продольного распределения высокочастотного поля посредством отражения рабочей моды TM_{01} от концов электродинамической системы и оптимизации взаимодействия электронного пучка как со встречной, так и с попутной волнами, удалось повысить эффективность генерации резонансной ЛОВ до 30 %. Важным достоинством резонансной ЛОВ в сравнении с обычной релятивистской ЛОВ является также меньшая длина пространства взаимодействия ($L \sim 3\lambda$), требующая меньших затрат энергии на создание фокусирующего магнитного поля. В дециметровом диапазоне длин волн получена импульсная мощность однододового излучения около 5 ГВт. Показана возможность перестройки частоты генерации резонансной ЛОВ в пределах 15 % посредством изменения периода ЗС.

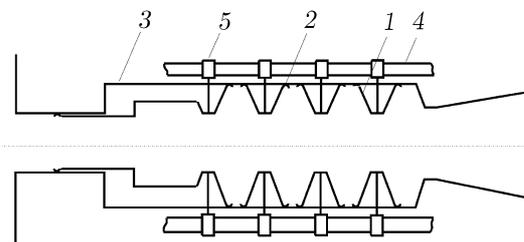


Рис. 9. Конструктивная схема перестройки частоты генерации ЛОВ: 1 — гофра, 2 — скользящий контакт, 3 — труба с прорезями, 4 — винт, 5 — гайка

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ковалёв Н. Ф., Петелин М. И., Райзер М. Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1973. Т. 18, № 4. С. 232.
2. Бункин Б. В., Гапонов-Грехов А. В., Ельчанинов А. С. и др. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18, № 9. С. 61.
3. Гунин А. В., Кицанов С. А., Климов А. И. и др. // Изв. вузов. Физика. 1996. Т. 39, № 12. С. 56.

4. Братман В. Л., Гинзбург Н. С., Ковалёв Н. Ф. и др. // Релятивистская высокочастотная электроника. Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С. 249.
5. Ельчанинов А. С., Загулов Ф. Я., Ковалёв Н. Ф. и др. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 4, № 23. С. 1443.
6. Коровин С. Д., Полевин С. Д., Ройтман А. М. и др. // Письма в ЖТФ. 1994. Т. 20, № 1. С. 12.
7. Юлпатов В. К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1970. Т. 13, № 12. С. 1784.
8. Levush V., Antonsen T., Bromborsky A., et al. // IEEE Trans. on Plasma Science. 1992. V. 20, No. 3. P. 263.
9. Tarakanov V. P. User's Manual for Code KARAT. Springfield: BRA, 1992.
10. Коровин С. Д., Ростов В. В. // Изв. вузов. Физика. 1996. Т. 39, № 12. С. 21.
11. Elchaninov A. S., Zagulov F. Ya., Korovin S. D., et al. // Proc. 4th Int. Conf. on High Power Electron and Ion Beams, Palaiseau, 1981. V. 2. P. 847.
12. Абубакиров Э. Б., Белоусов В. И., Варганов В. Н. и др. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9, № 9. С. 533.

Институт сильноточной электроники СО РАН,
Томск, Россия

Поступила в редакцию
16 мая 2003 г.

DECIMETER-RANGE RESONANT RELATIVISTIC BWO

S. A. Kitsanov, A. I. Klimov, S. D. Korovin, I. K. Kurkan, I. V. Pegel, and S. D. Polevin

In this paper, we present the results of numerical and experimental studies of a resonant relativistic backward-wave oscillator. Using reflections of the operating TM_{01} mode from the ends of an electrodynamic system, optimal conditions for the interaction of an electron beam with both the backward (-1)-st-order spatial harmonic and the forward fundamental harmonic are reached. Single-mode oscillations at 3.6 GHz with a peak pulse power of 5 GW and an efficiency of 30% were obtained in the experiment. We show the possibility of a 15% oscillation-frequency change corresponding to the FWHM power level by varying the period of a slow-wave structure at constant electron-beam parameters.

УДК 621.37

ИССЛЕДОВАНИЕ АКТИВНЫХ СВЧ КОМПРЕССОРОВ, ВОЗБУЖДАЕМЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ МАГНИКОНА НА ЧАСТОТЕ 11,4 ГГц

*А. Л. Вихарев¹, А. М. Горбачёв¹, О. А. Иванов¹, В. А. Исаев¹, С. В. Кузиков¹,
Дж. Л. Хириффилд^{2,3}, О. А. Нежевенко³, С. Х. Голд⁴, А. К. Кинкид⁴*

Представлены результаты исследования одноканального и двухканального компрессоров СВЧ импульсов, работающих на частоте 11,4 ГГц и использующих высокодобротный накопительный резонатор и плазменный переключатель нового типа. В одноканальном компрессоре, возбуждаемом излучением магникона на частоте 11,4 ГГц, получены импульсы мощностью 24 МВт при коэффициенте сжатия 8. В двухканальном компрессоре продемонстрировано когерентное сложение импульсов с использованием направленного 3 дБ-ответвителя. При мощности входного сигнала 1÷1,5 МВт получены сжатые импульсы с мощностью 9÷11 МВт и длительностью 50÷60 нс. Коэффициент сжатия при этом составлял 8÷9,3.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из интенсивно разрабатываемых в последнее время способов получения мощных СВЧ импульсов является метод активной компрессии [1], основанный на накоплении электромагнитной энергии в высокодобротном резонаторе с последующим быстрым её выводом. Метод позволяет использовать для получения коротких наносекундных СВЧ импульсов с мощностью до нескольких сотен мегаватт стандартные генераторы с относительно невысоким уровнем выходной мощности и большой (микросекундной) длительностью импульса. Кроме того, высокая пиковая мощность, возможность работать с большой частотой повторения и сравнительно «чистый» модовый состав излучения делают СВЧ компрессоры весьма привлекательными для различных практических приложений. Так, обсуждается возможность применения активных компрессоров СВЧ импульсов в будущих линейных электрон-позитронных ускорителях [2–6].

В первых компрессорах для накопления СВЧ энергии использовались в основном одномодовые объёмные резонаторы, а для вывода энергии (модуляции добротности) — интерференционные коммутаторы: электрически управляемые или работающие на самопробое волноводные Н-тройники [1, 7–9]. Существенным недостатком таких компрессоров является невысокая добротность накопительных резонаторов и низкая электропрочность переключателя в коротковолновом диапазоне ($\lambda \leq 3$ см).

Для получения мощных сжатых импульсов с высокой эффективностью компрессии привлекательным представляется использование сверхразмерных волноводных резонаторов с аксиальной симметрией, работающей на модах типа TE_{0n} с низкими омическими потерями. При этом высокая электропрочность компрессора обеспечивается применением брэгговских отражателей и распределённых плазменных переключателей в виде набора газоразрядных трубок [10, 11].

В данной работе представлены две конструкции активного брэгговского компрессора на основе сверхразмерных резонаторов с плазменным переключателем нового типа. Приводятся результаты первых экспериментов по исследованию работы этих компрессоров с использованием мощного СВЧ генератора — магникона, разработанного фирмой «Omega-P» совместно с NRL (США).

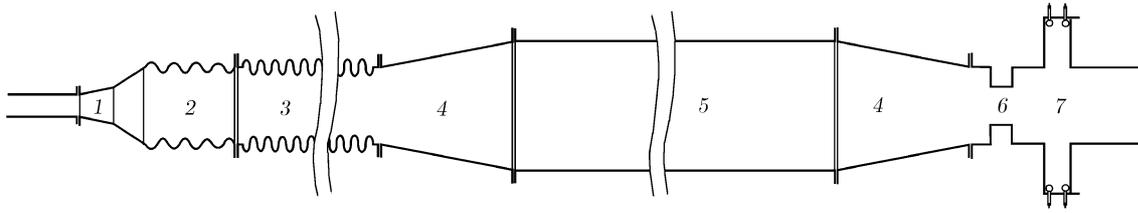


Рис. 1

1. ОДНОКАНАЛЬНЫЙ АКТИВНЫЙ БРЭГГОВСКИЙ КОМПРЕССОР (АВС)

Для работы в 3-сантиметровом диапазоне длин волн был разработан прототип активного СВЧ компрессора с характеристиками, позволяющими использовать его в ускорителях заряженных частиц. Компрессор работает на моде TE_{01}° круглого волновода и рассчитан на получение сжатых импульсов мощностью до 100 МВт при длительности импульсов $50 \div 100$ нс. Схема компрессора приведена на рис. 1.

Компрессор состоит из преобразователей мод $TE_{01}^{\square} \rightarrow TE_{11}^{\circ}$ (1), где TE_{01}^{\square} — основная мода волновода с прямоугольным поперечным сечением, $TE_{11}^{\circ} \rightarrow TE_{01}^{\circ}$ (2) и накопительного резонатора, образованного брэгговским рефлектором (3), отрезком медного цилиндрического волновода (5) и выходным рефлектором (6, 7). Центральная часть резонатора представляет собой отрезок сверхразмерного волновода с диаметром 80 мм и длиной 1 м, который имеет конические переходы (4) длиной 400 мм к волноводам меньшего диаметра. Диаметр меньшего волновода равен 55 мм, и в нём мода TE_{01}° является единственной распространяющейся из всех осесимметричных мод.

Одной из основных проблем, возникающих при создании активных компрессоров СВЧ импульсов, является разработка переключателя, способного обеспечивать эффективный вывод энергии из накопительного резонатора. Такой коммутатор должен иметь короткое время переключения (порядка 10 нс) и обладать высокой электропрочностью. Для компрессора, работающего на моде TE_{01} , был разработан новый тип плазменного переключателя, состоящего из пассивной (6) и активной (7) секций (см. рис. 1). Активная секция выполнена в виде скачкообразного расширения круглого волновода и обеспечивает высокий коэффициент отражения на резонансной частоте $f = 11,4$ ГГц [11]. Диаметр расширенного волновода равен 140 мм, и в нём возможно возбуждение осесимметричных мод высшего типа. Коэффициент отражения электромагнитных волн от активной секции можно регулировать, изменяя длину скачкообразного расширения. В расширении помещались две газоразрядные кварцевые трубки с диаметром 8 мм, имеющие форму кольца с внешним диаметром, равным диаметру волновода. В диаметрально противоположных точках кольца каждая трубка имела электроды для подачи высоковольтных импульсов и патрубки для откачки и напуска газа. На электроды подавалось напряжение от высоковольтного импульсного источника (амплитуда импульсов до 100 кВ, длительность 100 нс, длительность переднего фронта импульса $3 \div 5$ нс). Перед активной секцией устанавливался пассивный широкополосный рефлектор (6 на рис. 1) для увеличения длительности выходного импульса до $50 \div 100$ нс. Пассивный рефлектор выполнен в виде компактного закритического сужения волновода.

Предварительные измерения показали, что в соответствии с численными расчётами частотная характеристика плазменного переключателя имеет резонансный характер. Частотные характеристики выходного рефлектора в режиме накопления энергии и режиме вывода энергии из накопительного резонатора приведены на рис. 2, где показаны частотные характеристики активной секции (кривая 1), диафрагмы (2) и суммарная характеристика рефлектора (3). Принцип работы

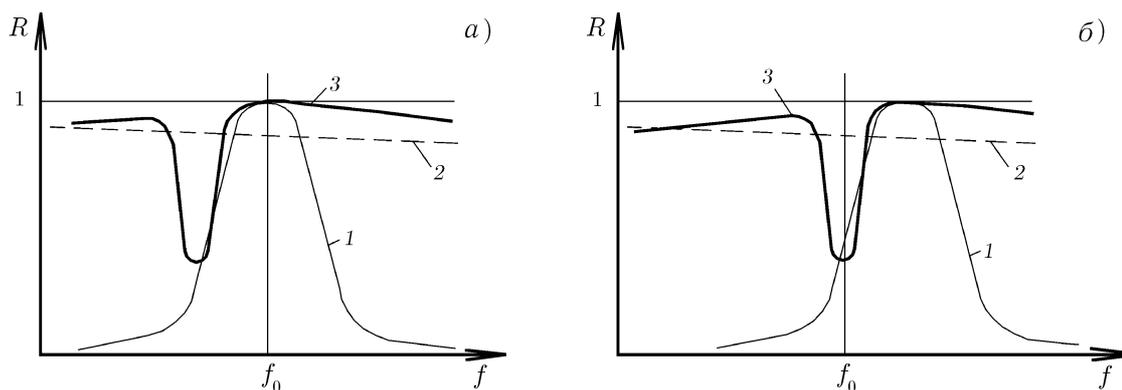


Рис. 2. Частотная зависимость коэффициента отражения выходного рефлектора в режиме накопления энергии (а) и в режиме вывода энергии из накопительного резонатора (б)

коммутатора состоит в следующем: в режиме накопления энергии в компрессоре резонансная частота переключателя смещена относительно рабочей частоты компрессора $f_0 = 11,4$ ГГц, и коэффициент отражения микроволнового излучения от рефлектора близок к единице (см. рис. 2а). При подаче на электроды кварцевых трубок высоковольтных импульсов в газоразрядных трубках образуется плазма. При появлении плазмы резонансная частота переключателя изменяется и становится равной рабочей частоте компрессора (см. рис. 2б). В результате коэффициент пропускания микроволнового излучения через коммутатор на частоте 11,4 ГГц возрастает до $T \approx 0,7$, и накопленная в компрессоре энергия поступает на нагрузку. Отметим, что требования на величину концентрации электронов, при которой наблюдается резонансное просветление рефлектора, не является очень жёстким, т. к. полоса его прозрачности составляет $30 \div 40$ МГц.

Работа компрессора проверялась экспериментально при высоком уровне мощности. В качестве источника излучения использовался магნიкон, работающий на частоте 11,4 ГГц (мода TE_{01}^{\square}) с мощностью $P = 1 \div 5$ МВт и длительностью импульса $\tau = 1 \div 1,2$ мкс. Схема эксперимента приведена на рис. 3. Компрессор (1) подсоединялся к магникону (2) с помощью волноводного тракта (3), в котором стояло окно (4) для разделения вакуумных объёмов магникона и компрессора. Выходной импульс компрессора поступал на согласованную нагрузку (5). Сигналы, пропорциональные мощности падающего на компрессор (P_{inc}), отражённого от компрессора (P_{ref}) и выходного (P_{com}) излучения, через направленные ответвители (6) с коэффициентом ответвления 55,5 дБ и коаксиальные волноводы (7) поступали внутрь экранированной комнаты (8) и через аттенюаторы (9) подавались на детекторы (10). Сигналы с детекторов регистрировались цифровым осциллографом. Внутренний объём компрессора откачивался тремя вакуумными насосами (11) до давления $10^{-7} \div 10^{-6}$ Торр. Генератор (12) высоковольтных импульсов (ГИН) подсоединялся к компрессору через безындукционный делитель-ограничитель (14), обеспечивающий на трубках напряжение 80, 90 или 120 кВ. Синхроимпульсы от генератора (15) поступали на блок управления магниконом (16) и через «генератор задержек» (17), дополнительную линию задержки (18) и развязывающий трансформатор (19) — на блок питания ГИН (20). Такая схема синхронизации позволяет управлять положением импульса ГИН по отношению к входному СВЧ импульсу.

Настройка компрессора на частоту СВЧ генератора осуществлялась путём изменения длины накопительного резонатора. Выходной рефлектор настраивался по минимуму мощности выходного сигнала P_{com} при условии, что разность мощностей падающего и отражённого излучения $P_{inc} - P_{ref}$ оставалась максимальной. Такая настройка соответствовала максимальной добротности резонатора.

В первых экспериментах мощность падающего СВЧ излучения изменялась в диапазоне $1 \div 5$ МВт.

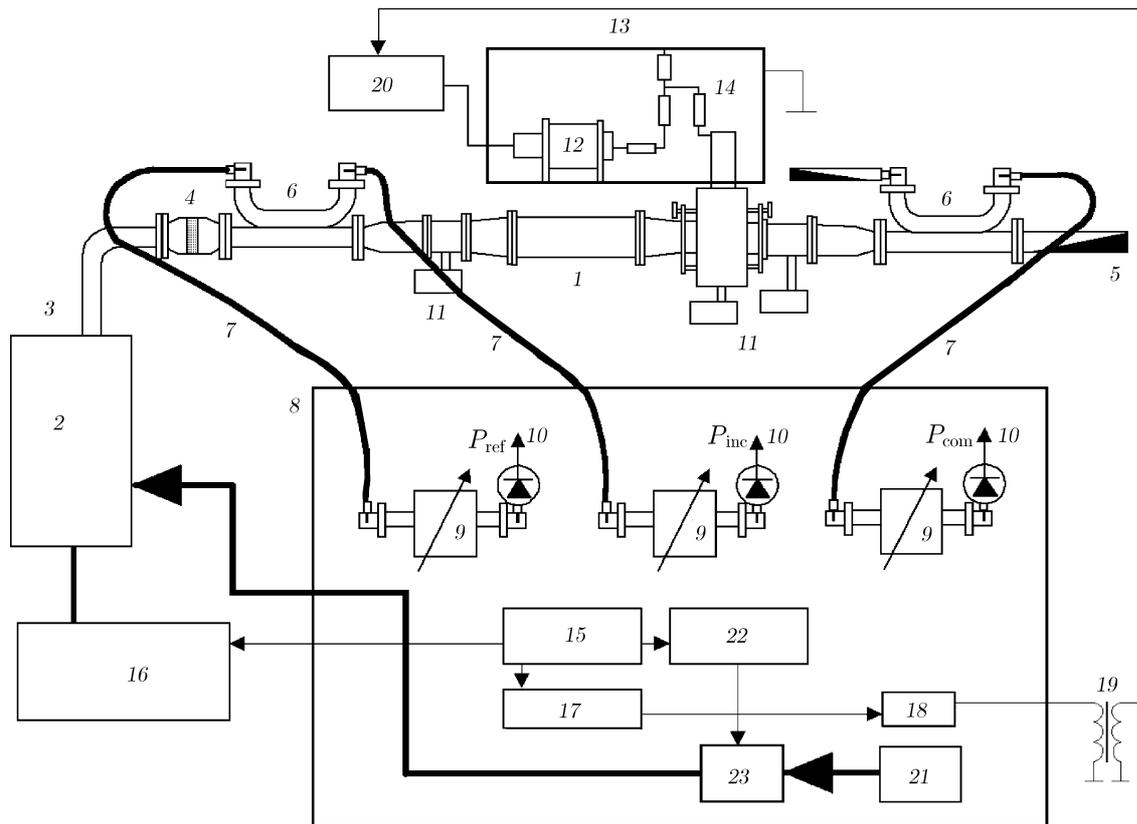


Рис. 3. Схема эксперимента при высоком уровне мощности: 1 – компрессор, 2 – магникон, 3 – волноводный тракт, 4 – окно, 5 – согласованная нагрузка, 6 – направленные ответвители, 7 – коаксиальные волноводы, 8 – экранированная комната, 9 – аттенюаторы, 10 – детекторы, 11 – ионные насосы, 12 – высоковольтный генератор, 13 – экранированный объём, 14 – безындукционный делитель, 15 – генератор синхроимпульсов, 16 – блок управления магниконом, 17 – «генератор задержки», 18 – линия задержки, 19 – импульсный трансформатор, 20 – источник питания ГИН, 21 – свип-генератор, 22 и 23 – задающий СВЧ генератор

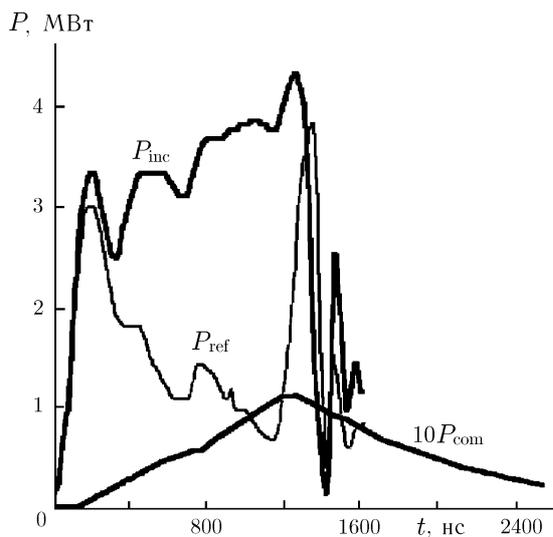


Рис. 4

Характерные осциллограммы падающего, отражённого и прошедшего через компрессор сигналов для режима накопления энергии в резонаторе приведены на рис. 4. После окончания импульса магникона P_{com} уменьшается экспоненциально, что позволяет определить нагруженную добротность резонатора: $P_{com} \propto \exp(-t/\tau)$, где $\tau = Q_L/\omega$. При настройке выходного рефлектора на максимум коэффициента отражения добротность резонатора составляла $Q_L = (4 \div 7) \cdot 10^4$. Эксперименты показали, что отражённый от резонатора сигнал существенным образом влияет на режим генерации магникона. Действительно, увеличение мощности падающего и, соответственно, отражённого от резонатора СВЧ сигналов приводило к существенному искажению формы импульса магникона (см. рис. 4).

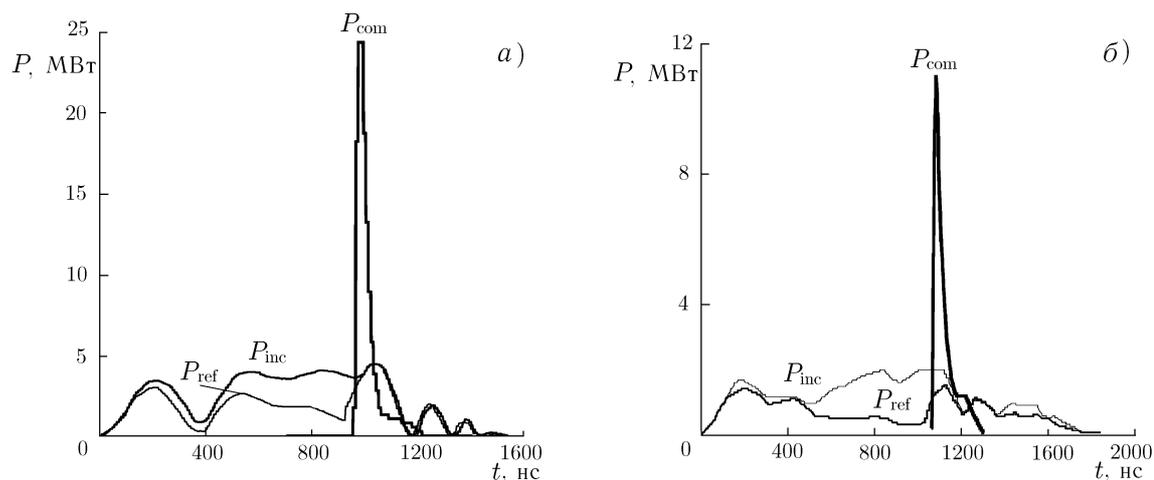


Рис. 5

В эксперименте давление газа в кварцевых трубках можно было регулировать извне. При высокой мощности падающего излучения, когда величина электрического поля в трубках превышала пробойный уровень для выбранного давления, возникал СВЧ разряд, который приводил к неконтролируемому выводу энергии из резонатора и появлению сжатого импульса. Компрессия СВЧ импульсов в режиме самопробоя газоразрядных трубок исследовалась при различных давлениях азота, SF_6 и их смесей. Характерная осциллограмма сжатого импульса для давления азота $p = 1$ Торр приведена на рис. 5а. Максимальная мощность сигнала, полученная в этих экспериментах, составляла $23 \div 24$ МВт в импульсах длительностью $45 \div 55$ нс, а эффективность вывода энергии из накопительного резонатора при самопробое достигала $70 \div 80$ %. Эксперименты показали, что при высоком давлении газа в трубках самопробой происходит при более высокой мощности падающего СВЧ излучения, что позволяет накопить в резонаторе большую энергию. В то же время при понижении давления и увеличении превышения электрического поля в трубках над пробойным уровнем возрастает эффективность вывода энергии из резонатора и мощность в сжатом импульсе.

На следующем этапе исследовалась работа компрессора при создании разряда в трубках с помощью генератора высоковольтных импульсов. При этом синхронно с окончанием импульса магнетрона на электроды газоразрядных трубок через ограничительное сопротивление 300 Ом и безындукционный делитель подавался высоковольтный импульс с амплитудой 80 кВ и длительностью 100 нс. Мощность СВЧ накачки в этих экспериментах была снижена до уровня, когда самопробой газа в трубках не происходит. Характерная осциллограмма сжатого импульса, полученная для смеси N_2 при давлении 10 Торр и SF_6 при давлении 1 Торр при создании плазмы в переключателе с помощью ГИН, представлена на рис. 5б. Достигнутый в этом эксперименте коэффициент сжатия составлял $8 \div 9$, а эффективность вывода энергии из резонатора превышала 90 %. Проведённые эксперименты показали, что при низких давлениях, когда с помощью ГИН удаётся быстро создать плазму, заполняющую весь объём трубки, эффективность и стабильность вывода энергии из накопительного резонатора существенно возрастают.

2. ДВУХКАНАЛЬНЫЙ КОМПРЕССОР С НАПРАВЛЕННЫМ 3 ДБ-ОТВЕТВИТЕЛЕМ (АВС-2)

Эксперименты с одноканальным компрессором показали, что эффективность накопления энергии в резонаторе может быть увеличена в схеме двухканального компрессора с направленным

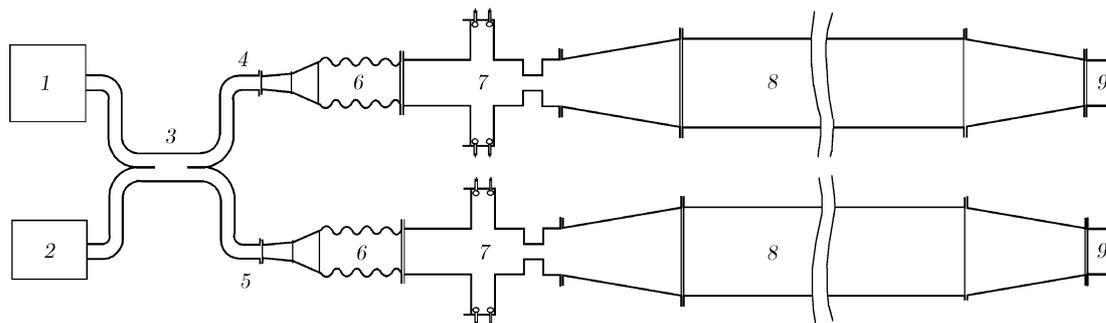


Рис. 6

3 дБ-ответвителем. Использование 3 дБ-ответвителя позволяет устранить влияние отражённого сигнала на режим генерации магникона. При этом двухканальный АВС с объединённым элементом ввода-вывода энергии даёт возможность изменять добротность связи накопительного резонатора с подводящим трактом и, таким образом, оптимизировать эффективность накопления энергии в нём. Схема двухканального компрессора приведена на рис. 6.

Каждый из каналов компрессора представлял собой одноканальный компрессор с объединённым элементом ввода-вывода СВЧ энергии. Накопительный резонатор был образован электрически управляемым рефлектором (7), отрезком круглого медного волновода (8) с закритическим сужением на конце (9). Нагруженная добротность резонаторов $Q_L = Q_0 Q_e / (Q_0 + Q_e)$, где Q_0 — омическая добротность, в значительной мере определялась добротностью связи Q_e резонаторов с волноводным трактом и могла регулироваться путём изменения длины активной секции плазменного переключателя. В эксперименте нагруженная добротность изменялась в пределах $Q_L = (3 \div 5) \cdot 10^4$.

Каналы компрессора соединялись с СВЧ генератором и нагрузкой через специально разработанный квазиоптический направленный 3 дБ-ответвитель (3) и модовый преобразователь (6). Принцип действия ответвителя основан на эффекте мультипликации мод в сверхразмерном прямоугольном волноводе [12] и поясняется на рис. 7. Из рисунка видно, что в сверхразмерном прямоугольном волноводе асимметрично введённый волновой пучок на определённом расстоянии разделяется на два пучка с одинаковой амплитудой и фазой φ , сдвинутой на 90° .

В квазиоптическом направленном ответвителе мощность СВЧ излучения, поступающего на его вход, делилась пополам между каналами компрессора (4 и 5 на рис. 6). В режиме накопления энергии мощность сигнала, отражённого от выходных рефлекторов компрессора, суммировалась в плече нагрузки (2). При этом в плечо магникона (1) СВЧ излучение не поступало (электромагнитные волны, отражённые от каналов компрессора, складывались в этом плече в противофазе). Подобные процессы происходили и при выводе сжатых импульсов из каждого канала компрессора.

Эксперименты по когерентному сложению СВЧ импульсов в двухканальном компрессоре проводились при высоком уровне мощности. Схема эксперимента была аналогична приведённой на рис. 3. Переключение компрессора из режима накопления СВЧ энергии в режим её вывода осуществлялось с помощью электрически управляемых рефлекторов с двумя газоразрядными трубками. Давление азота в трубках изменялось извне без нарушения вакуума в компрессоре. Разряд создавался одновременно в переключателях обоих каналов одним генератором высоковольтных импульсов.

Настройка каналов компрессора на рабочую частоту магникона $f_0 = 11,4$ ГГц проводилась изменением длины накопительных резонаторов. Контроль настройки осуществлялся по частотным характеристикам каналов на экране анализатора спектра. Добротности накопительных резо-

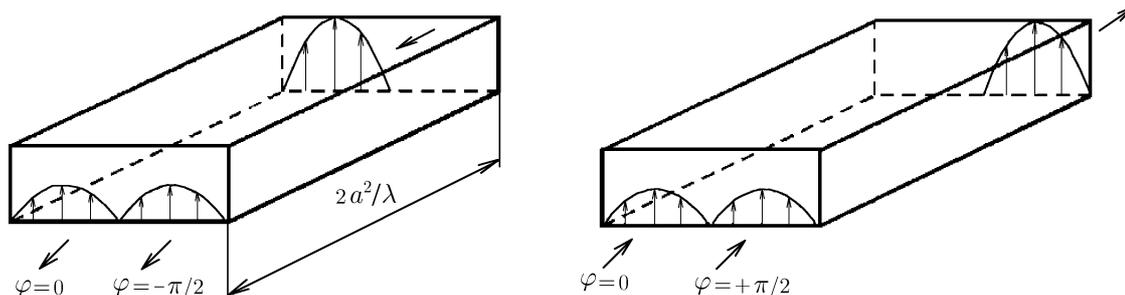


Рис. 7

наторов в каждом из каналов подбирались независимо путём изменения длины скачкообразного расширения волновода в выходных рефлекторах. Для этого резонансные частоты накопительных резонаторов смещались на $1 \div 1,5$ МГц относительно друг друга, что позволяло отдельно наблюдать резонансные кривые на экране анализатора спектра. После установки необходимой добротности накопительных резонаторов резонансные частоты обоих каналов настраивались на рабочую частоту магникона.

На начальном этапе работа каждого из каналов компрессора исследовалась отдельно. Для этого резонансная частота одного из каналов сдвигалась на 30 МГц относительно частоты СВЧ генератора. При этом второй канал настраивался на рабочую частоту магникона. В этом случае на вход данного канала через 3 дБ-ответвитель поступала только половина мощности генерируемого магниконом излучения, а в плечо нагрузки — четверть мощности генерируемого излучения (в случае полного отражения электромагнитной волны от резонатора). Настройка выходного рефлектора тестируемого канала осуществлялась по максимуму мощности закачиваемого в резонатор излучения, когда разность мощности падающего и отражённого сигнала $P_{\text{inc}} - P_{\text{com}}$ была максимальной. После настройки канала исследовалась его работа в режиме сжатия СВЧ импульсов. При этом высоковольтный импульс от ГИН подавался только на плазменный переключатель данного канала. Аналогичным образом проводилось тестирование и другого канала компрессора. Характерные осциллограммы сжатых импульсов, полученные отдельно для каждого из каналов, приведены на рис. 8а, б.

На следующем этапе исследовался режим накопления энергии в двухканальном АВС без включения ГИН. Настройка обоих каналов компрессора на частоту магникона проводилась изменением длины накопительных резонаторов. Точность настройки, как и в предыдущем случае, контролировалась по максимуму мощности закачиваемого в компрессор излучения. Мощность СВЧ накачки в этих экспериментах была снижена до уровня, когда самопробой газа в плазменных переключателях не происходит. Характерные осциллограммы мощности падающего P_{inc} , отражённого в тракт магникона P_{ref} и выходного P_{com} сигналов приведены на рис. 8в. Из рисунка видно, что использование направленного 3 дБ-ответвителя существенно снизило влияние отражённого сигнала на режим генерации магникона. В проведённых экспериментах при оптимальной настройке компрессора доля энергии падающего СВЧ импульса, вводимая в накопительные резонаторы, достигала 60 %. Это значение почти на 10 % превышало аналогичную величину, полученную ранее для одноканального компрессора.

Затем проводились эксперименты по когерентному сложению сжатых импульсов из двух каналов в выходном плече компрессора при одновременном пробое газа в газоразрядных трубках обоих плазменных переключателей. На электроды плазменных переключателей через ограничительное сопротивление $R = 100$ Ом и безындукционный делитель подавался высоковольтный импульс с амплитудой 80 кВ и длительностью 100 нс. Давление азота в газоразрядных трубках

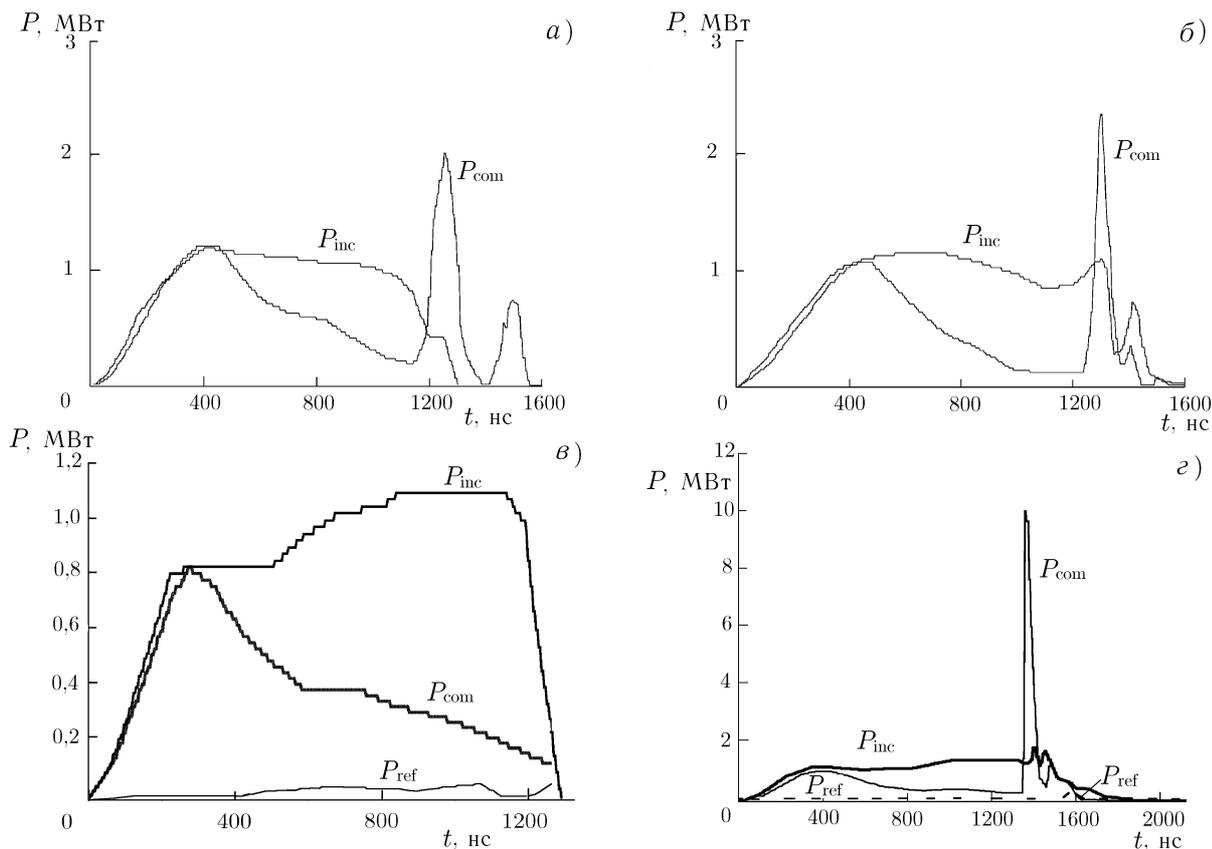


Рис. 8

поддерживалось на уровне $p = (2 \div 6) \cdot 10^{-2}$ Торр. Мощность входного сигнала в этих экспериментах составляла $0,5 \div 1,5$ МВт, когда самопробой газа в трубках ещё не происходит. На рис. 8а представлены характерные осциллограммы сжатых импульсов, полученные при создании плазмы в газоразрядных трубках с помощью ГИН. Максимальная мощность сжатого импульса достигала $10 \div 11,3$ МВт при длительности импульсов $50 \div 70$ нс. Полученный в эксперименте коэффициент сжатия составлял $8 \div 9,3$ в зависимости от настройки выходных рефлекторов компрессора и точности совмещения резонансных частот обоих каналов. Отметим, что при мощности импульса магнিকона 1 МВт мощность суммарного сжатого импульса (рис. 8г) примерно в четыре раза превышает мощность сжатых импульсов на выходе каждого из каналов (рис. 8а, б). Это свидетельствует о когерентном сложении импульсов при использовании активного двухканального компрессора.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в ходе проведённых экспериментов при высоком уровне мощности исследована работа двух конструкций активных компрессоров СВЧ импульсов, работающих на моде TE_{01}° круглого волновода и использующих плазменный переключатель нового типа. Показано, что данные компрессоры являются перспективными для использования в следующих поколениях ускорителей заряженных частиц.

Для одноканального компрессора в режиме самопробоя газа в выходном рефлекторе достигнут высокий (порядка 25 МВт) уровень мощности в сжатом импульсе с длительностью $40 \div 50$ нс.

Эффективность вывода энергии из накопительного резонатора составляла при этом $70 \div 80$ %. В режиме внешнего запуска получены сжатые импульсы с мощностью 10 МВт и длительностью 50 нс при эффективности вывода энергии более 90 %.

Использование разработанного квазиоптического направленного 3 дБ-ответвителя в схеме двухканального компрессора позволило исключить влияние отражённого сигнала на режим генерации магнотрона и увеличить эффективность накопления энергии в компрессоре на 10 % по сравнению с одноканальной схемой.

Эксперименты продемонстрировали возможность когерентного сложения импульсов в схеме двухканального компрессора при внешнем запуске от одного генератора высоковольтных импульсов. В эксперименте получены сжатые импульсы с мощностью $9 \div 11$ МВт и длительностью $50 \div 60$ нс. При этом коэффициент сжатия равнялся $8 \div 9,3$.

Авторы выражают благодарность А. Г. Литваку и М. И. Петелину за постоянный интерес к работе и обсуждение полученных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Диденко А. Н., Юшков Ю. Г. Мощные СВЧ импульсы наносекундной длительности. М.: Энергоатомиздат, 1984. 112 с.
2. Tantawi S. G., Ruth R. D., Vlieks A. E., Zolotarev M. // AIP Conf. Proc. 1997. V. 398. 7th Workshop "Advanced Accelerator Concepts". P. 813.
3. Vikharev A. L., Gorbachev A. M., Ivanov O. A., et al. // AIP Conf. Proc. 1998. V. 472. 8th Workshop "Advanced Accelerator Concepts". P. 975.
4. Vikharev A. L., Gorbachev A. M., Ivanov O. A., et al. // Proc. of the 1999 Particle Accelerator Conference, NJ, 1999. V. 2. P. 1474.
5. Vikharev A. L., Gorbachev A. M., Ivanov O. A., et al. // Proc. of the Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas". Nizhny Novgorod: IAP RAS, 2000. V. 2., P. 896.
6. Vikharev A. L., Gorbachev A. M., Ivanov O. A., et al. // AIP Conf. Proc. 2001. V. 569. 9th Workshop "Advanced Accelerator Concepts". P. 741.
7. Диденко А. Н., Новиков С. А., Разин С. В. и др. // Доклады АН. 1991. Т. 321, № 3. С. 518.
8. Альварес Р. А., Берн Д. П., Джонсон Р. М. Приборы для научных исследований. 1986. № 10. С. 60.
9. Yushkov Yu. G., Avgustinovich V. A., Artemenko S. N., et al. // Proc. of the Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas". Nizhny Novgorod: IAP RAS, 1997. V. 2. P. 911.
10. Вихарев А. Л., Ковалёв Н. Ф., Петелин М. И. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22, вып. 19. С. 41.
11. Вихарев А. Л., Горбачёв А. М., Иванов О. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 22, вып. 20. С. 6.
12. Denisov G. G., Kuzikov S. V. // Proc. of the Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas". Nizhny Novgorod: IAP RAS, 2000. V. 2. P. 960.

¹ Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия;

² Department of Physics, Yale University, USA;

³ Omega-P, Inc., New Haven, USA;

⁴ Plasma Physics Division, US Naval Research Laboratory,
USA

Поступила в редакцию
21 мая 2003 г.

**STUDY OF ACTIVE MICROWAVE COMPRESSORS EXCITED BY MAGNICON RADIATION
AT A FREQUENCY OF 11.4 GHz**

*A. L. Vikharev, A. M. Gorbachev, O. A. Ivanov, V. A. Isaev, S. V. Kuzikov, J. L. Hirshfield,
O. A. Nezhevenko, S. H. Gold, and A. K. Kinkead*

We present the results of a study of single-channel and two-channel compressors of microwave pulses, operated at a frequency of 11.4 GHz, in which a high-Q factor storing resonator and a novel plasma switch are used. In the single-channel compressor excited by magnicon radiation at a frequency of 11.4 GHz, 24-MW pulses have been obtained for a compression ratio equal to 8. In the two-channel compressor, coherent composition of pulses with the use of a 3-dB directional coupler has been demonstrated. Compressed pulses with powers of 9 to 11 MW and durations of 50 to 60 ns have been obtained at the incident-power level 1–1.5 MW, which corresponded to the compression ratio $k = 8$ –9.3.

УДК 537.874+621.385

ОДНОКАНАЛЬНЫЕ И МНОГОКАНАЛЬНЫЕ ПЛАНАРНЫЕ МАЗЕРЫ НА СВОБОДНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ

*А. В. Аржанников*¹, *В. Б. Бобылев*¹, *Н. С. Гинзбург*², *В. Г. Иваненко*¹, *П. В. Калинин*¹,
*С. А. Кузнецов*¹, *Н. Ю. Песков*², *А. С. Сергеев*², *С. Л. Синицкий*¹, *В. Д. Степанов*¹

Обсуждаются результаты исследований по генерации мощных импульсов миллиметрового излучения в одноканальных и многоканальных мазерах на свободных электронах (МСЭ) планарной геометрии, в которых для синхронизации излучения используется двумерная распределённая обратная связь (РОС). Компьютерное моделирование показывает возможность формирования нескольких ленточных пучков с единого катода и последующей синхронизации автоколебаний в различных каналах. Приведены результаты экспериментов на установке ЭЛМИ по генерации мощных микросекундных импульсов излучения с длиной волны 4 мм в одноканальном МСЭ с двумерной РОС, который запитывался ленточным электронным пучком 1 МэВ/3 кА/3 мкс.

ВВЕДЕНИЕ

С начала 90-х годов в сотрудничестве ИЯФ СО РАН и ИПФ РАН развивается концепция планарных генераторов миллиметрового электромагнитного излучения планарной геометрии [1, 2], запитываемых ленточными релятивистскими электронными пучками (РЭП) [3, 4]. Привлекательность использования ленточных пучков обусловлена следующими обстоятельствами. С одной стороны, для ленточного пучка, движущегося между двумя близко расположенными металлическими плоскостями, ослабляется влияние собственного объёмного заряда на процессы транспортировки пучка и генерации излучения [5, 6]. С другой стороны, оказывается возможным обеспечить в генераторе селекцию мод по поперечному индексу при ширинах пучка, на несколько порядков превышающих длину волны, если для синхронизации излучения использовать двумерную распределённую обратную связь (РОС) [7, 8]. Двумерная РОС реализуется брэгговскими структурами планарной геометрии, представляющими собой пластины с дwoякопериодической гофрировкой внутренних поверхностей. Синхронизация излучения осуществляется за счёт поперечных потоков электромагнитной энергии, возникающих на подобной структуре.

Энергетический потенциал ленточных РЭП, формируемых ускорителями У-2 и У-3 [9] (ИЯФ СО РАН), в перспективе должен позволить получить в миллиметровом диапазоне длин волн импульсы гигаваттного уровня мощности и микросекундной длительности. В экспериментальных исследованиях, проведённых к настоящему времени на установке ЭЛМИ на базе ускорителя У-3, при использовании ленточного пучка с током до 3 кА, энергией электронов $0,8 \div 1,0$ МэВ и сечением $0,4 \times 12$ см в планарном МСЭ получены микросекундные импульсы излучения в 4-миллиметровом диапазоне длин волн с энергосодержанием около 100 Дж [10]. Килоджоульный уровень энергосодержания в импульсах миллиметрового излучения может быть достигнут на основе единичного ленточного пучка с шириной около 140 см, который формируется на ускорителе У-2 и имеет энергозапас более 350 кДж [3, 9]. Однако большая (около 1,5 м) ширина генератора при малом (порядка нескольких сантиметров) зазоре между плоскостями резонатора создаёт значительные инженерные и технологические трудности при его изготовлении и эксплуатации. В этой связи интерес представляет альтернативный способ увеличения интегральной мощности излучения, основанный на концепции многоканального МСЭ-генератора, состоящего из совокупности планарных

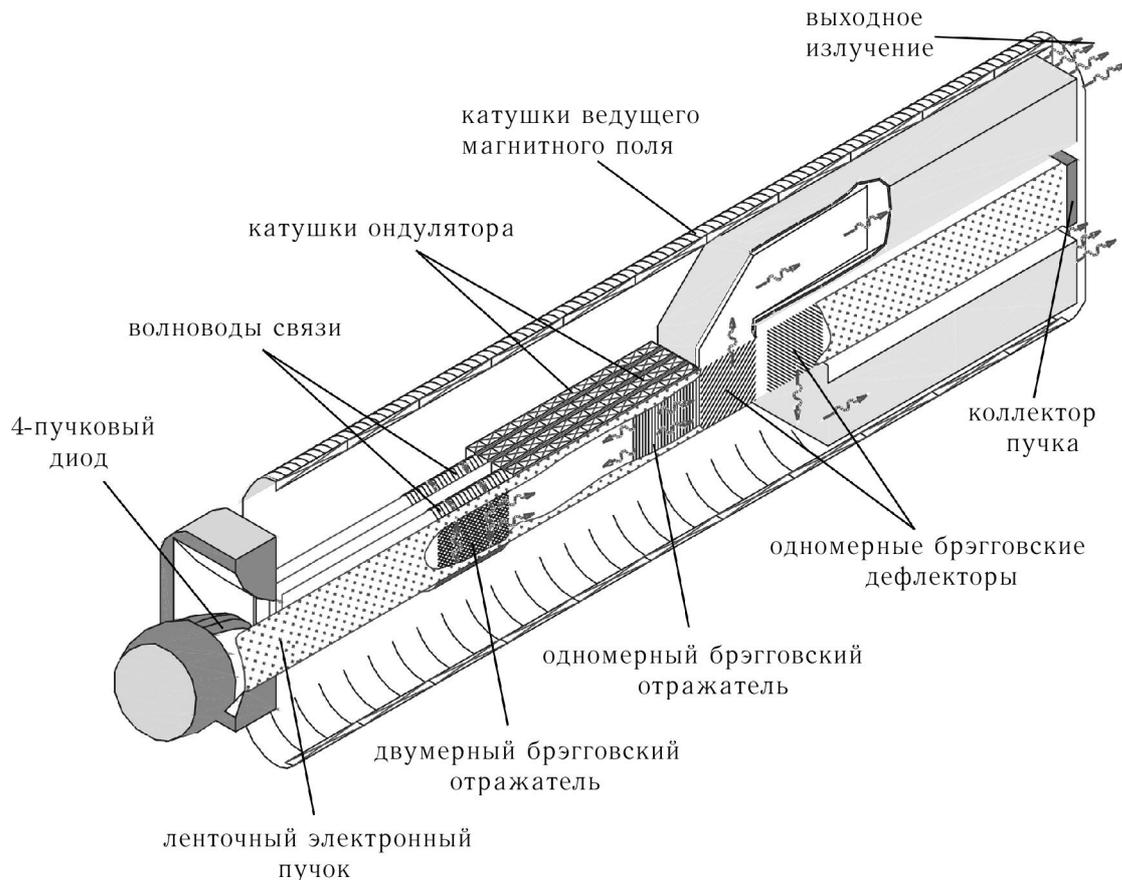


Рис. 1. Схема четырёхканального МСЭ-генератора с двумерной РОС

секций с умеренной (порядка 20 см) шириной, которые примыкают друг к другу и используют единую магнитную систему для транспортировки ленточных пучков и накачки поперечной скорости электронов [11]. В каждом канале в качестве электродинамической системы используется двумерный брэгговский резонатор, связь каналов осуществляется через поперечные потоки энергии (см. рис. 1). Моделирование показывает возможность синхронизации десяти и более различных каналов [12, 13]. В данной работе обсуждаются результаты исследований, направленных на создание генератора с четырьмя параллельными ленточными пучками.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ МНОГОКАНАЛЬНОГО МСЭ

На рис. 1 схематично представлена компоновка 4-канального генератора с рабочей частотой 75 ГГц. Он состоит из четырёх одинаковых модулей, представляющих собой планарные МСЭ. Каждый модуль включает в себя формирователь пучка, активный ондулятор, планарный комбинированный брэгговский резонатор и систему вывода излучения на основе брэгговского дефлектора волн. Комбинированный брэгговский резонатор составлен из одномерного и двумерного брэгговских зеркал [14]. Двумерное зеркало с коэффициентом отражения, близким к единице, расположено у катодного конца пространства взаимодействия и осуществляет синхронизацию излучения ленточного РЭП в поперечном направлении; одномерное брэгговское зеркало расположено у коллекторного конца пространства взаимодействия. Зеркала разделены участком регулярного волновода, на котором происходит основное усиление попутной синхронной волны электрон-

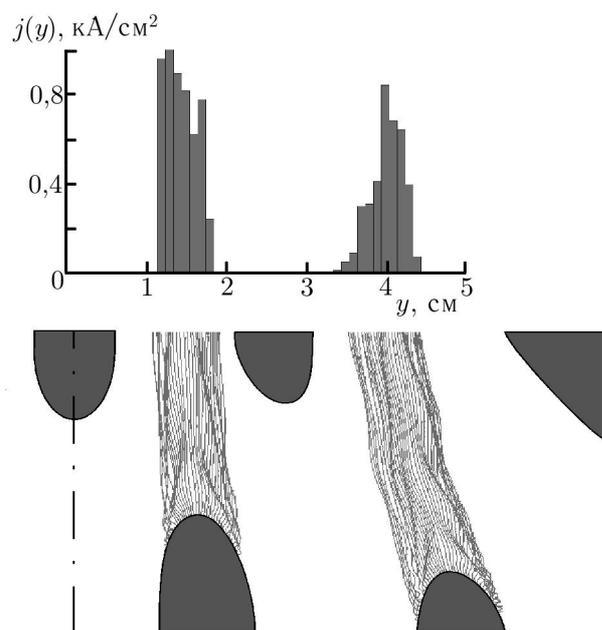


Рис. 2. Распределение плотности тока (верхний рисунок) и траектории движения частиц (нижний рисунок) в четырёхпучковом планарном диоде (компьютерное моделирование)

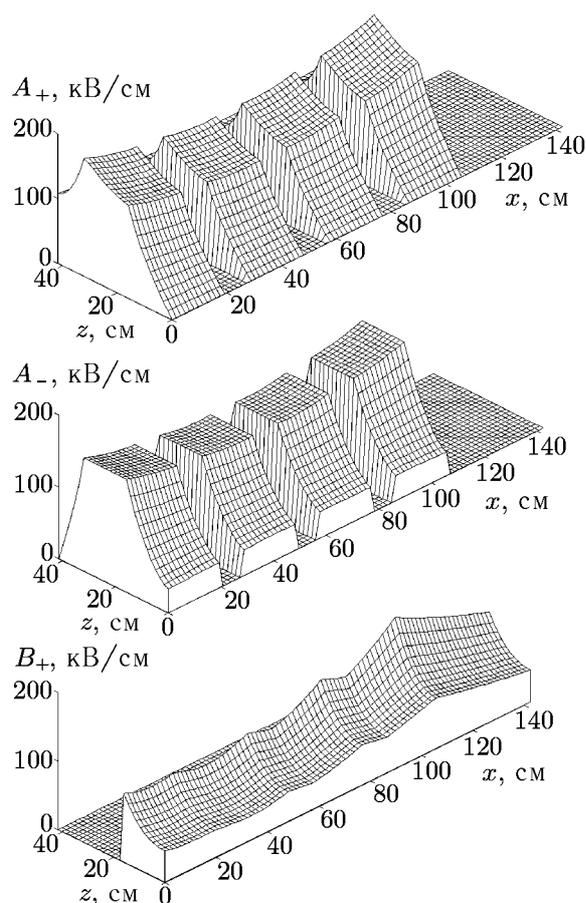


Рис. 3. Распределение амплитуды синхронной A_+ , обратной A_- и поперечной B_+ парциальных волн в зависимости от продольной координаты z и координаты x , отсчитываемой вдоль периметра системы (компьютерное моделирование)

ным потоком. Выходное зеркало имеет относительно небольшой коэффициент отражения, который тем не менее должен быть достаточен для самовозбуждения колебаний. Связь различных модулей осуществляется посредством системы изогнутых гладких волноводов, соединяющих торцевые поверхности двумерных брэгговских зеркал. В результате поперечные потоки энергии, возникающие в каждом из зеркал, свободно циркулируют по всему генератору и обеспечивают синхронизацию колебаний.

Выбор геометрии ускорительного диода для получения одновременно четырёх ленточных пучков осуществлялся по результатам компьютерного моделирования самосогласованного движения электронов пучка в электрическом и магнитном полях диода, которое проводилось в рамках модели трубок тока [15]. На рис. 2 показана геометрия четырёхпучкового диода и траектории электронов в нём (в силу симметрии задачи относительно центра ускорительного диода, на рисунке представлена лишь его половина, содержащая два катод-анодных промежутка). На верхней части рисунка представлено распределение плотности тока пучков по сечению в анодных щелях при данной конкретной геометрии диодного промежутка. Приобретённый вследствие неоднородностей полей угловой разброс скоростей электронов согласно расчётам не должен превышать 5° , что представляется приемлемым для использования пучков в планарном МСЭ.

Результаты моделирования четырёхканального генератора представлены на рис. 3. Модели-

рование проводилось с использованием усреднённых нестационарных уравнений, описывающих взаимодействие электронных пучков с полем электродинамической структуры [12, 14]. Приведённые на рис. 3 распределения амплитуды парциальных волн соответствуют одномодовому стационарному режиму генерации. В рассматриваемой геометрии установление стационарного режима автоколебаний происходит за время порядка 300 нс. При этом установление одночастотного режима имеет место даже при некотором различии (разбросе) параметров электронных пучков в различных каналах. При значительном разбросе параметров пучков в разных каналах происходит срыв генерации.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ОДНОМОДУЛЬНОГО ПЛАНАРНОГО МСЭ С КОМБИНИРОВАННЫМ БРЭГГОВСКИМ РЕЗОНАТОРОМ

В серии экспериментов, проведённых на установке ЭЛМИ в 2002 году, была исследована работоспособность отдельного модуля разрабатываемого четырёхканального МСЭ. Схема эксперимента представлена на рис. 4. Ленточный электронный пучок, имеющий после формирователя сечение $0,4 \times 7$ см и ток до 3 кА, транспортировался в магнитном поле ондулятора внутри комбинированного брэгговского резонатора. Магнитное поле ондулятора имело пространственный период 4 см и амплитуду поперечной компоненты до 2 кГс. Пучок транспортировался в продольном магнитном поле с напряжённостью до 14 кГс. Планарный резонатор, использованный в экспериментах, состоял из входного двумерного и выходного одномерного брэгговских отражателей, соединённых отрезком регулярного волновода сечением $0,95 \times 10$ см и длиной 36 см. Входной отражатель, составленный из двух одинаковых брэгговских решёток с шахматной нарезкой глубиной 0,2 мм, имел длину 19 см. Выходной отражатель с такой же длиной состоял из гладкой пластины и одномерной брэгговской решётки с глубиной нарезки 0,13 мм. За выходным отражателем резонатора располагался дефлектор волн, образованный двумя одномерными решётками длиной 10 см с прямоугольной нарезкой глубиной 0,3 мм, которая имела наклон 45° к направлению распространения выходного излучения. С помощью дефлектора выходное излучение рассеивалось под углом 90° к направлению движения пучка и выводилось из канала транспортировки пучка. Таким образом осуществлялось разделение выходного излучения и электронного пучка. Затем выведенная с помощью дефлектора волна после отражения от зеркала распространялась в выходном волноводе прямоугольного сечения и выходила через тонкоплёночное окно в атмосферу. В свою очередь, электронный пучок после прохождения резонатора транспортировался по выходной части канала к графитовому коллектору, который отстоял от резонатора на значительном (около 0,5 м) расстоянии с тем, чтобы увеличить время задержки прихода плазмы от коллектора в резонатор. Проведённые электродинамические тесты дефлектора излучения показали достаточно высокую эффективность (до 65 %) отклонения исходной волны типа H_{10} в поперечном направлении на резонансной частоте 75,2 ГГц. Ширина полосы резонанса составляла при этом $2 \div 2,5$ ГГц и полностью перекрывала спектр собственных частот планарного резонатора. Для достижения более высоких коэффициентов трансформации необходимо увеличивать глубину гофрировки и/или длину дефлектора. Однако при использовании дефлектора с нарезкой, занимающей всю поверхность пластин, распределение мощности по ширине рассеянного волнового потока оказывается сильно неравномерным, а коэффициент трансформации не максимальным. Как показывают расчёты в рамках модели связанных волн [16], характеристики дефлектора могут быть значительно улучшены выбором специальной геометрии гофрированной области, в результате чего можно существенно повысить коэффициент трансформации, а также создавать различные распределения электрического поля на выходе дефлектора (в том числе синусоидальное распределение, близкое к структуре волны H_{10}).

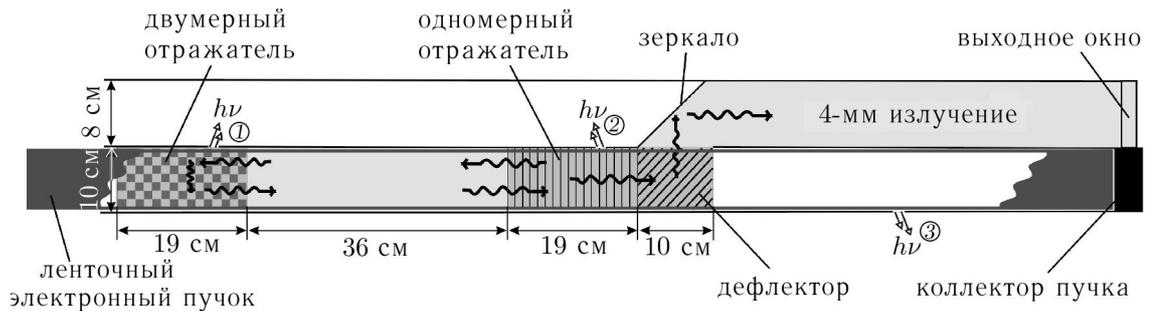


Рис. 4. Схема одномодульного планарного МСЭ-генератора с комбинированным резонатором, составленным из двумерного и одномерного брэгговских зеркал, и выходной секцией на основе брэгговского дефлектора волн

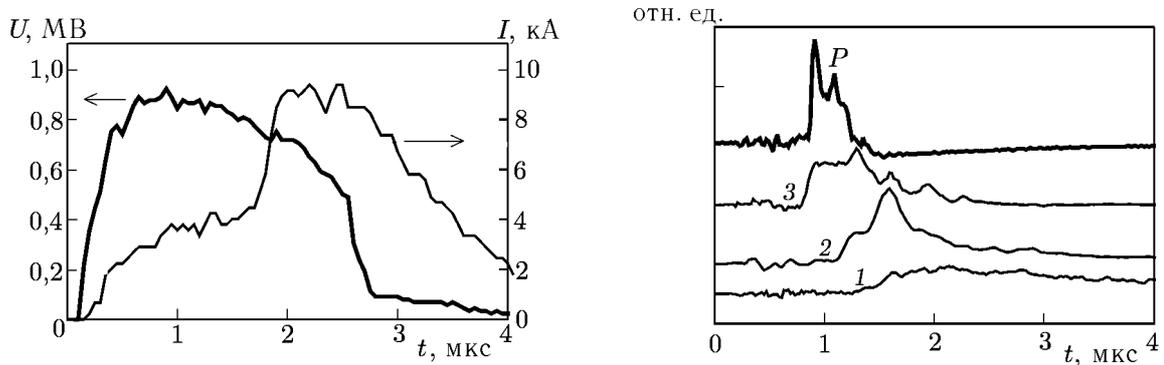


Рис. 5. Характерные осциллограммы импульсов тока пучка и ускоряющего напряжения (левый рисунок), а также СВЧ излучения и сигналов с фотоэлектронных умножителей (правый рисунок)

В данной серии экспериментов на ускорителе ЭЛМИ измерялись локальная мощность миллиметрового излучения с помощью детекторов на горячих носителях с запредельными волноводами. Кроме того, по свечению табло из неоновых ламп анализировалась диаграмма направленности излучения. Одновременно с помощью набора световодов и фотоэлектронного умножителя регистрировалось оптическое излучение из нескольких точек, расположенных по длине резонатора, а также из дефлектора и канала транспортировки пучка в область коллектора.

Результаты измерений, полученные при типичном «выстреле» при амплитуде ондуляторного поля 0,7 кГс и ведущем поле 12 кГс, представлены на рис. 5. Длительность СВЧ импульса в частотном диапазоне вблизи 75 ГГц составляла около $300 \div 400$ нс. В сравнении с предыдущими сериями экспериментов применение дефлектора волн и удалённость коллектора пучка позволили несколько увеличить длительность импульса излучения. Сигналы, характеризующие оптическое

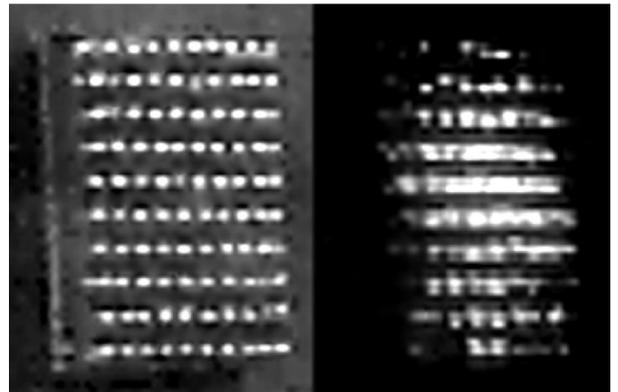


Рис. 6. Фотографии табло неоновых ламп (слева) и их свечения под воздействием СВЧ импульса (справа)

излучение из выходного канала (кривая 3 в правой части рис. 5) и выходного отражателя резонатора (кривая 2), резко нарастают во время СВЧ импульса (кривая P), в то время как свет из входного отражателя (кривая 1) нарастает значительно позднее (места расположения световодов по длине генератора показаны на рис. 4 соответствующими цифрами). Таким образом, по корреляции свечения в канале с его заполнением коллекторной плазмой можно сделать вывод, что возрастание мощности миллиметрового излучения приводит к возникновению СВЧ пробоя, а быстрое движение плазмы от коллектора к резонатору в конечном итоге вызывает срыв генерации.

Распределение мощности генерируемого излучения по сечению выходного потока на качественном уровне можно характеризовать по оптическому свечению неоновых ламп под воздействием мощного СВЧ импульса. На рис. 6 (правое фото) представлена картина свечения табло, помещённого на расстоянии 0,5 м от выходного окна МСЭ и состоящего из 100 неоновых ламп, расположенных равномерно на площадке 20×20 см. В левой части рис. 6 показана геометрия расположения ламп. Зарегистрированная форма области свечения ламп на табло качественно соответствует измеренной в холодных экспериментах картине, а также полученной в расчётах диаграмме направленности излучения при возбуждении в резонаторе моды H_{10} .

Таким образом, проведённые теоретические и экспериментальные исследования показали работоспособность новой схемы МСЭ с двумерной РОС. Важным следующим шагом в экспериментальных исследованиях должно стать измерение тонких спектральных характеристик излучения в рамках метода гетеродинамирования. Это должно позволить оценить степень когерентности излучения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Nikolaev V. S., et al. // 14th Int. FEL Conference, Kobe, Japan, 1992. P. 214.
2. Arzhannikov A. V., Ginzburg N. S., Peskov N. Yu., et al. // 2nd Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", Nizhny Novgorod, Russia, 1993. P. 765.
3. Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L., Yushkov M. V. // 12th Int. FEL Conf., Paris, France, 1990. P. 105.
4. Arzhannikov A. V., Nikolaev V. S., Sinitsky S. L., Yushkov M. V. // J. Appl. Phys. 1992. V. 72, No. 4. P. 1657.
5. Arzhannikov A. V., Lyamzin M. P., Sinitsky S. L., et al. // Int. Conf. on Plasma Physics, New Delhi, India, 1989. P. 961.
6. Arzhannikov A. V., Astrelin V. T., Kapitonov V. A., et al. // Proc. 9th Int. Conf. on High-Power Particle Beams, Novosibirsk, USSR, 1990. V. 1. P. 256.
7. Гинзбург Н. С., Песков Н. Ю., Сергеев А. С. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18, № 9. С. 23.
8. Ginzburg N. S., Peskov N. Yu., Sergeev A. S., Arzhannikov A. V., Sinitsky S. L. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 1995. V. 358. P. 189.
9. Arzhannikov A. V., Bobylev V. B., Koidan V. S., et al. // Trans. of Fusion Technology. 1999. V. 35, No. 1T. P. 136.
10. Agarin N. V., Arzhannikov A. V., Bobylev V. B., et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 2000. V. 445. P. 222.
11. Аржанников А. В., Астрелин В. Т., Гинзбург Н. С. и др. // Тез. докл. 28-й Звенигородской конф. по физике плазмы и УТС, Звенигород, 2001. С. 168.
12. Гинзбург Н. С., Песков Н. Ю., Сергеев А. С. и др. // Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27, № 6. С. 50.

13. Гинзбург Н. С., Песков Н. Ю., Сергеев А. С. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2001. Т. 44, № 5–6. С. 533.
14. Гинзбург Н. С., Песков Н. Ю., Сергеев А. С. и др. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26, № 16. С. 8.
15. Астрелин В. Т., Иванов В. Я. // Автометрия. 1980. Т. 3. С. 92.
16. Arzhannikov A. V., Bobylev V. B., Ginzburg N. S., et al. // 5th Int. Workshop "Strong Microwaves in Plasmas", Nizhny Novgorod, Russia, 2002. P. S30.

¹ Институт ядерной физики СО РАН, г. Новосибирск;

Поступила в редакцию

² Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород,
Россия

6 июня 2003 г.

SINGLE-CHANNEL AND MULTI-CHANNEL PLANAR FREE-ELECTRON MASERS

*A. V. Arzhannikov, V. B. Bobylev, N. S. Ginzburg, V. G. Ivanenko, P. V. Kalinin, S. A. Kuznetsov,
N. Yu. Peskov, A. S. Sergeev, S. L. Sinitsky, and V. D. Stepanov*

We discuss the results of studying generation of powerful millimeter-wave pulses in single-channel and multi-channel planar free-electron masers (FEMs) in which a two-dimensional distributed feedback is used for synchronization of radiation. Computer simulations show the possibility of the formation of several sheet beams from a single cathode along with subsequent synchronization of auto-oscillations in different channels. We present the results of experiments in the device ELMI on generation of powerful microsecond pulses at a wavelength of 4 mm in a single-channel FEM having a two-dimensional distributed feedback and driven by a 1 MeV, 3 kA, 3 μ s sheet electron beam.

УДК 621.385.6

ДЕСЯТИМЕГАВАТТНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ ГИРОТРОН С ДЛИНОЙ ВОЛНЫ 1 СМ И КПД 50 %

*Н. И. Зайцев, Н. А. Завольский, В. Е. Запезалов, Е. В. Иляков, И. С. Кулагин, В. К. Лыгин,
М. А. Мусеев, В. Е. Нечаев, М. И. Петелин, Р. М. Розенталь*

Создан гиротрон на релятивистском электронном пучке с выходной мощностью 10 МВт и КПД около 50 %, генерирующий излучение с длиной волны 1 см при длительности импульса несколько сот наносекунд.

1. В настоящее время рядом исследовательских групп ведутся работы по созданию мощных импульсных источников микроволнового излучения [1–3] для питания линейных электронных ускорителей нового поколения. При этом для диапазона миллиметровых волн наиболее перспективными признаны усилители, основанные на стимулированном излучении периодических электронных пучков, в частности на стимулированном циклотронном излучении [2]. В данной работе описывается вводный эксперимент на пути к созданию одного из вариантов усилителей последнего типа. Цель эксперимента состояла в разработке мультимегаваттного импульсного автономного генератора — гиротрона с рабочей модой объёмного типа, подобной тем, которые используются в гиротронах для плазменных экспериментов [4]. Такие моды, в отличие от используемых в [2], имеют ненулевое электрическое поле на стенках резонатора, однако, основываясь на результатах экспериментов [5], можно ожидать, что при достаточно малой длительности импульса прибор будет работать без СВЧ пробоя.

2. Для эксперимента была рассчитана и изготовлена триодная электронная пушка, формирующая винтовой поток электронов со следующими параметрами: энергия электронов 300 кэВ, ток $70 \div 90$ А, питч-фактор 1,3, разброс по поперечным скоростям менее 30 % при среднем диаметре электронного пучка 20 мм. Оптимизация системы проводилась путём численного моделирования на основе программы «ЭПОС» [6]. Для повышения рабочего тока пучка без ухудшения его качества использован метод, основанный на ослаблении влияния поля пространственного заряда пучка на движение электронов путём их быстрого вывода из прикатодной области в область высоких потенциалов [7] (ранее этот метод был успешно применён в гиротроне 3-сантиметрового диапазона длин волн [8]). На рис. 1 приведены расчётные параметры электронного пучка — питч-фактор g и относительный разброс электронов по поперечным скоростям δv_{\perp} — в зависимости от тока пучка. Видно, что разброс по поперечным скоростям не превышает 30 % вплоть до токов $70 \div 90$ А, что соответствует половине ленгмюровского тока пушки.

Для измерения параметров электронного пучка в рабочих режимах был разработан анализатор [7], в котором сепарация электронов по скоростям (в отличие от электростатического способа [9]) осуществлялась в адиабатически нарастающем магнитном поле. Электроны, прошедшие через секторный коллиматор, попадают в область адиабатически нарастающего магнитного поля. Из потока электронов, прошедшего через секторный коллиматор, электроны с малым питч-фактором двигаются к коллектору, а с питч-фактором, превышающим некоторое критическое значение, отражаются от магнитной пробки и, совершив азимутальный дрейф в прикатодной области, возвращаются к коллиматору, на котором оседают. На рис. 2 слева представлена кривая «отсечки» для рабочего тока 50 А и ускоряющего напряжения 280 кВ, а справа — соответствующее распределение электронов по поперечным скоростям. Если отвлечься от пьедестала у функции распределения (который может быть обусловлен отражением электронов от коллиматора),

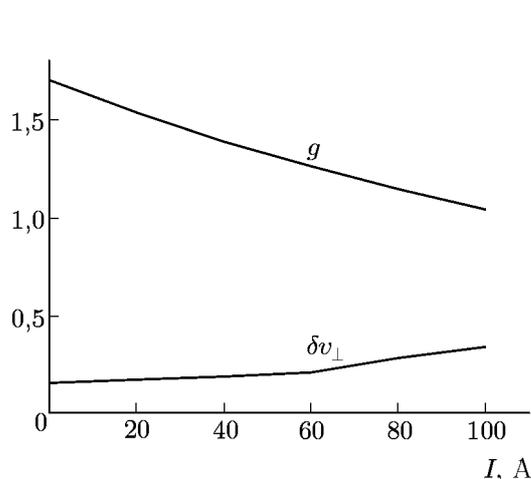
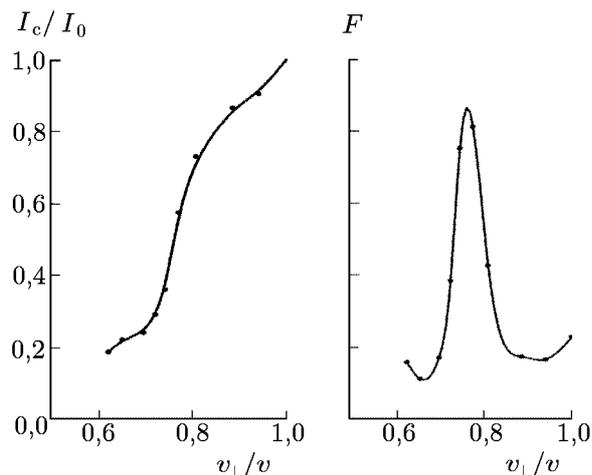


Рис. 1

Рис. 2. Кривая «отсечки» (слева) и распределение электронов по поперечным скоростям (справа); I_c — ток коллектора, I_0 — полный ток электронного пучка, v — скорость электронов

можно оценить, что разброс по поперечным скоростям не превышает 20 %, а питч-фактор больше 1,2.

3. В гиротроне в качестве рабочей была выбрана вращающаяся мода магнитного типа TE_{53} . Эта мода имеет на стенке резонатора нормальный компонент электрического поля, но, согласно оценкам, его величина при выходной мощности 10 МВт не превышает 45 кВ/см, что значительно ниже значений (150 кВ/см), которые допускает наша технология [5]. Расчёты КПД гиротрона проводились с использованием стационарной модели релятивистского гиротрона [10], стартовые токи определялись для многоволновой модели с учётом трансформации мод на неоднородных участках выходного волновода. Для оценки устойчивости генерации рабочей моды и её конкуренции с паразитными модами использовалась нестационарная модель с самосогласованной структурой поля. Оптимизация профиля резонатора была проведена с учётом пространственного заряда пучка [11]. На рис. 3, кроме типичной вольт-амперной характеристики $I(U)$, представлены стартовые токи рабочей моды TE_{53} (кривая 5) и конкурирующих мод TE_{73} (кривая 1), TE_{63} (кривая 2), TE_{15} (кривая 3), TE_{34} (кривая 4), TE_{24} (кривая 6), TE_{43} (кривая 7) в зависимости от ускоряющего напряжения для оптимизированного профиля резонатора (сценарий включения гиротрона). Из рис. 3 видно, что стартовый ток наиболее «опасной» паразитной моды TE_{63} ниже рабочего тока пучка только при напряжениях ниже 200 кВ, где ток и КПД генерации, а следовательно, и выходная мощность паразитной моды невелики. При напряжении от 200 до 270 кВ должна возбуждаться только рабочая мода TE_{53} .

4. Экспериментальные исследования были проведены на электронном ускорителе «Сатурн» [12]. В дежурном режиме вакуум 10^{-5} Торр обеспечивался азотным адсорбционным насосом. В рабочем режиме вакуум 10^{-7} Торр обеспечивался гелиевым криосорбционным насосом. Точность установки ведущего магнитного поля составляла $\pm 0,1\%$, а катодного магнитного поля — $\pm 1\%$. Энергия СВЧ импульса измерялась специальным твёрдотельным калориметром [13]. Форма СВЧ импульса, тока и напряжения регистрировалась цифровым осциллографом «Gould C6000». Параллельно велась запись гетеродинированного СВЧ сигнала осциллографом TDS 3052 с последующим анализом сигнала и получением спектра. Точность измерений напряжения составляла $\pm 4\%$, тока — $\pm 2\%$, мощности СВЧ импульса — $\pm 7\%$.

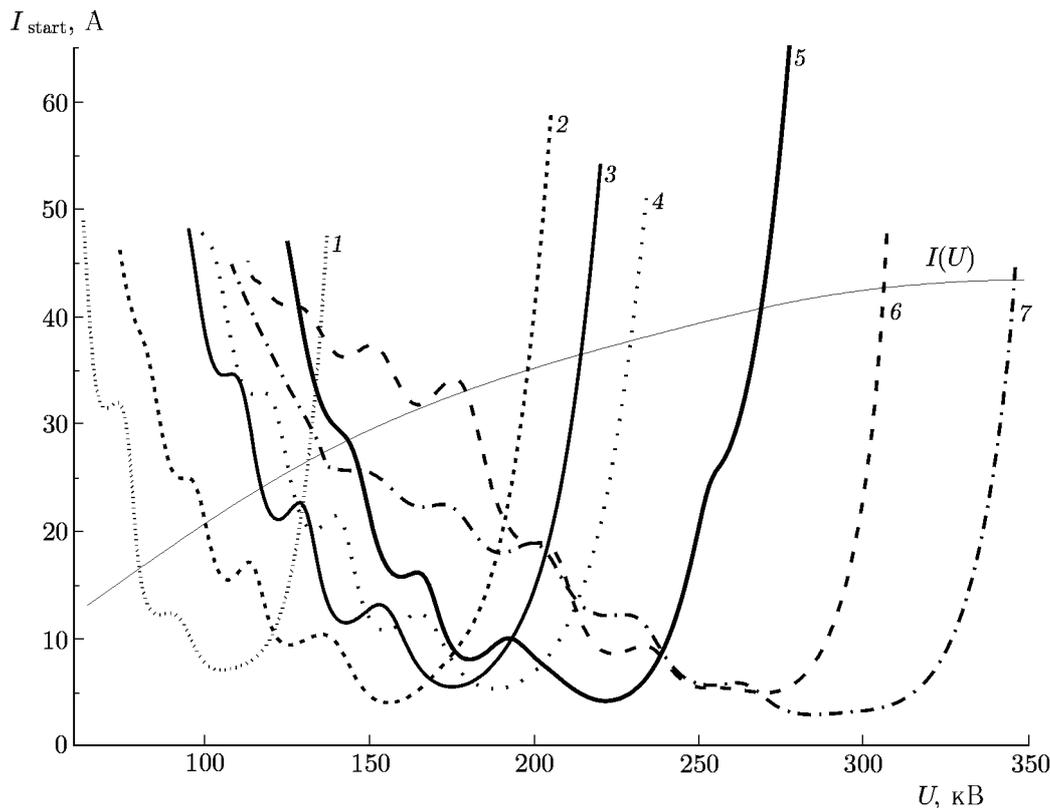


Рис. 3

На рис. 4 представлена форма импульса питающего напряжения U (максимальные значения напряжения и тока составляли 270 кВ и 50 А соответственно) и серии огибающих СВЧ импульсов при последовательном уменьшении ведущего магнитного поля (импульс P_1 соответствует магнитному полю 15,01 кЭ, импульс P_2 с пиковой мощностью 7 МВт соответствует полю 14,97 кЭ, P_3 — 14,85 кЭ, P_4 — 14,80 кЭ, P_5 — 14,72 кЭ, P_6 — 14,64 кЭ), а также типичный спектр выходного излучения гиротрона (внизу). Из рисунка видно, что величина магнитного поля должна устанавливаться с точностью не хуже $\pm 0,15\%$. Ширина спектра обусловлена перестройкой частоты гиротрона с напряжением на фронтах высоковольтного импульса и не превышает 20 МГц на уровне 0,1 от максимума. В эксперименте удалось поднять значение пич-фактора до $1,6 \div 1,7$ (согласно оценкам) и получить КПД, превышающий 50%. Максимальная мощность, полученная в эксперименте при длительности СВЧ импульса 200 нс, равнялась 12 МВт при КПД свыше 50%. Этот результат был получен путём форсирования питающего напряжения до 315 кВ. В режимах с длительностью высоковольтного импульса около 10 мкс ширина спектра не превышала 1 МГц, а КПД приближался к 40%. При этом максимальная мощность P выходного излучения ограничивалась СВЧ пробоем на уровне 5 МВт (см. рис. 5).

5. Полученные экспериментальные результаты свидетельствуют о достаточной электропрочности резонатора и высоком качестве электронного пучка, что позволяет надеяться на создание многорезонаторного гироклистрона с выходной мощностью 10 МВт при длительности импульса несколько сот наносекунд. Повысить устойчивость гироклистрона к самовозбуждению предполагается путём смены радиального индекса рабочих мод от резонатора к резонатору.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований гран-

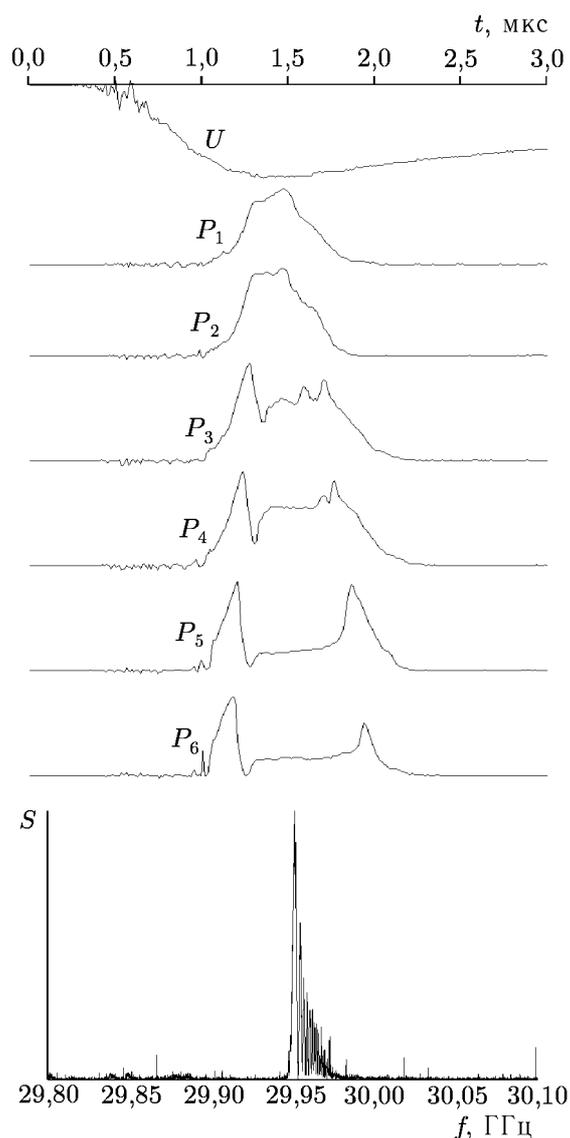


Рис. 4

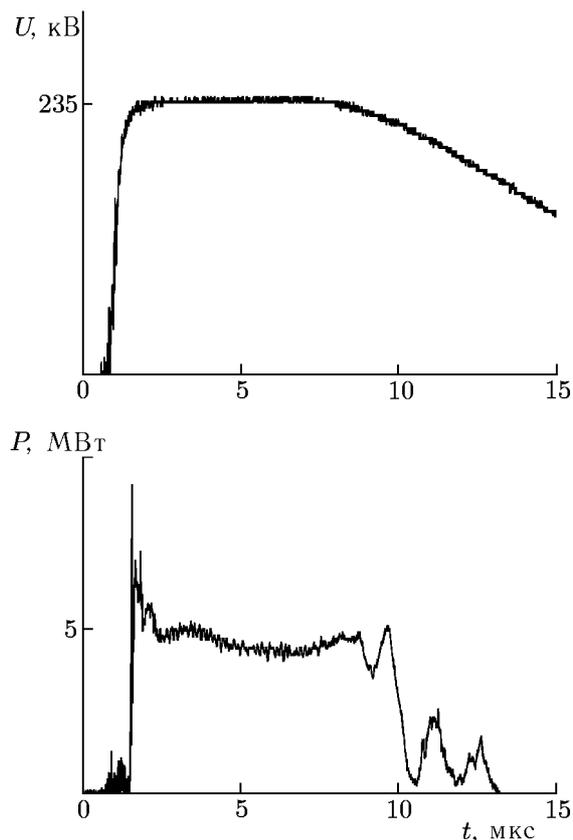


Рис. 5

ты № 01-02-17173 и 03-02-16650 и Федеральной целевой научно-технической программы «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники» на 2002–2006 годы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Caryotakis G. // Phys. Plasmas. 1998. V. 5, No. 5. P. 1590.
2. Cheng J., Xu X., Lawson W. J., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1999. V. 27, No. 4. P. 1175.
3. Nezhevenko O. A., Danilov O., Kazarezov I., et al. // AIP Conference Proceedings. New York: AIP, 1995. V. 337. Pulsed RF Sources for Linear Colliders / Ed. by R. C. Fernow. P. 174.
4. Goldenberg A. L., Litvak A. G. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2, No. 6. P. 2562.
5. Пляков Е. В., Короблыов Г. С., Кулагин И. С., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 1998. V. 26, No. 3. P. 332.
6. Лыгин В. К., Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. // Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1987. № 7. С. 36.
7. Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Кулагин И. С. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. (в печати).

8. Zaitsev N. I., Ginzburg N. S., Ilyakov E. V., et al. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2002. V. 30, No. 3. P. 840.
9. Авдошин Е. Г., Гольденберг А. Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 1973. Т. 16, № 10. С. 1605.
10. Moiseev M. A., Zapevalov V. E., Zavolsky N. A. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 2001. V. 22, No. 6. P. 813.
11. Moiseev M. A., Nemirovskaya L. L., Zapevalov V. E., et al. // Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 1997. V. 18, No. 11. P. 2117.
12. Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Кораблёв Г. С. и др. // Приборы и техника эксперимента. 1995. № 3. С. 138.
13. Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Ковнеристый Ю. К. и др. // Приборы и техника эксперимента. 1992. № 2. С. 153.

Институт прикладной физики РАН,
г. Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию
28 мая 2003 г.

TEN-MEGAWATT PULSED GYROTRON WITH 1 CM WAVELENGTH AND 50% EFFICIENCY

*N. I. Zaitsev, N. A. Zavolsky, V. E. Zapevalov, E. V. Ilyakov, I. S. Kulagin, V. K. Lygin, M. A. Moiseev,
V. E. Nechaev, M. I. Petelin, and R. M. Rozental*

Development of a gyrotron driven by a relativistic electron beam and generating radiation at the wavelength 1 cm with an output power of 10 MW, an efficiency of 50%, and a pulse duration of a few hundreds of nanoseconds is reported.