

# Электронные и ионные пучки

УДК 681.7

## Магнетронно-инженерные пушки для релятивистских гиротронов сантиметрового диапазона длин волн

Н. И. Зайцев, Е. В. Иляков, П. В. Кривошеев, И. С. Кулагин,  
В. К. Лыгин, Р. М. Розенталь

Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород

В. Н. Мануилов

Нижегородский госуниверситет, Нижний Новгород, Россия

*Дано описание электронно-оптических систем (ЭОС) для формирования интенсивных винтовых электронных пучков (ВЭП) в релятивистском гиротроне. Путем численного моделирования найдены конфигурации электродов и магнитного поля, обеспечивающие быстрый (в масштабе периода гирочастоты) уход электронов из прикатодной области и быстрый (в масштабе времени пролета электронов в ускоряющей промежулке) перехват отраженных от магнитного зеркала частиц. В результате получены приемлемые для работы гиротрона параметры ВЭП, вплоть до токов 0,5–0,7 от ленгмюровского тока пушки. Указанные системы формирования ВЭП позволили при энергиях частиц 280 кэВ достичь КПД гиротрона 40–50 %.*

Наиболее мощными источниками СВЧ-излучения в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых длин волн являются гиротроны [1]. Однако возможности этих приборов до сих пор раскрыты неполностью как по уровню выходной мощности, так и по рабочему диапазону волн. В частности, гиротроны вполне конкурентоспособны и в коротковолновой части сантиметрового диапазона длин волн, и особенно при переходе к субрелятивистским энергиям электронов [2].

Основной системой для формирования ВЭП гиротронов является адиабатическая магнетронно-инжекторная пушка (МИП) (рис. 1) [3]. Как правило, вследствие действия сил пространственного заряда, возмущающего скоростное распределение электронов, работа таких систем происходит в режиме температурного ограничения эмиссии с токами  $I$ , составляющими не более 0,1–0,2 от ленгмюровского тока  $I_L$  пушки [1, 3–5]. Указанное ограничение связано с необходимостью обеспечения малого разброса осцилляторных скоростей электронов  $\delta v_{\perp} = \Delta v_{\perp} / v_{\perp 0}$  при приемлемом пичч-факторе  $g = v_{\perp 0} / v_{\parallel 0}$  (здесь  $v_{\perp 0}$ ,  $v_{\parallel 0}$  — средние скорости, соответственно, вращательного и поступательного движения в рабочем пространстве;  $\Delta v_{\perp}$  — абсолютный разброс осцилляторных скоростей).

Увеличение рабочего тока относительно ленгмюровского может быть достигнуто за счет ослабления сил пространственного заряда  $F_p$

пучка путем быстрого вывода пучка в область высоких потенциалов уже в приэмиттерной области и уменьшения времени воздействия  $F_p$  за счет снижения числа шагов электронной траектории между катодом и рабочим пространством.

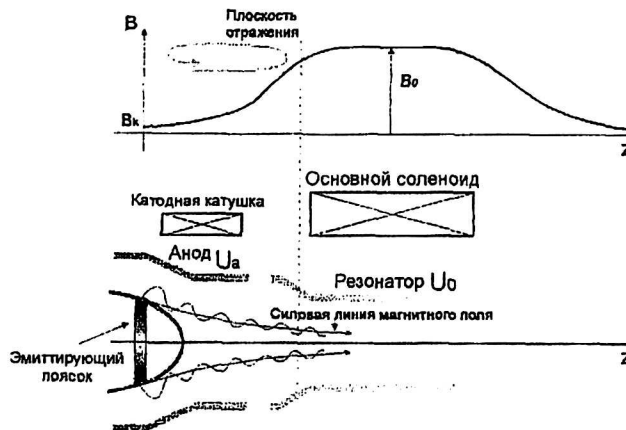


Рис. 1. Общая схема ЭОС гиротрона:  
 $U_a$  и  $U_0$  — потенциалы анода и резонатора относительно катода

Ниже описаны электронно-оптические системы, где указанный подход позволил существенно продвинуться по шкале токов до  $t_j = I / I_L = 0,4–0,5$ . Отметим, что приемлемыми плотностями токов  $j_c$  для МИП обычно считаются величины  $j_c = 3–5 \text{ А/см}^2$ . В исследуемых системах эта величина многократно превышала указанные значения и достигала  $10–15 \text{ А/см}^2$ .

В результате численного моделирования и оптимизации конфигурации электродов, а также распределения магнитного поля спроектированы пушки, которые обеспечивали формирование ВЭП с энергией электронов 280 кэВ и рабочим током, составляющим 0,5 от ленгмюровского при питч-факторе  $g > 1$  и  $\delta v_{\perp} < 30\%$ . На основе этого пучка в гиротроне 3-см диапазона длин волн получена генерация с КПД = 50% при мощности 7 МВт и с КПД = 30% — при мощности 11 МВт на моде  $TE_{01}$ .

### Применяемые модели численного расчета

Проектирование практических вариантов МИП разделяется на ряд этапов. Сначала на основе инженерных расчетных соотношений [3], полученных из адиабатической теории [6], определяются параметры пучка и пушки. На следующем этапе используются численные методы и окончательные параметры системы устанавливаются по данным траекторного анализа.

Для оперативного поиска оптимальной по питч-фактору  $g$  и скоростному разбросу  $\delta v_{\perp}$  конфигурации электродов используется статическая моноскоростная модель (начальная скорость электронов на катоде  $v_0 = 0$  [7]). Дополнительные сведения о свойствах реального ВЭП можно получить при рассмотрении статической модели с начальным скоростным распределением, обусловленным совместным влиянием шероховатостей и тепловых скоростей электронов ( $v_0 \neq 0$  [8]) без учета влияния отраженных электронов. В рамках этой модели нарушение унимодальности функции распределения электронов по осцилляторным скоростям  $f(\delta v_{\perp})$  с ростом пучка может служить признаком потери его устойчивости и тем самым определять допустимую границу тока пучка.

При экспериментальном поиске режимов с максимальным КПД и выходной мощностью режим работы МИП, как правило, оказывается предпробочным, когда отраженные от магнитного зеркала и захваченные в ловушку частицы (см. рис. 1) уже значительно влияют на параметры формируемого ВЭП [9, 10]. Поэтому при теоретическом анализе ЭОС гиротронов с предельными энергетическими параметрами необходим учет отраженных частиц, что требует использования динамической модели электромагнитного поля совместно с методом крупных частиц [11]. Последние теоретические и экспериментальные данные указывают также на значительную роль вторичной эмиссии в процессе накопления частиц в ловушке [12]. Использование динамических моделей позволяет дополнить

картину происходящих в пушке процессов при работе на границе устойчивости пучка.

Ниже приводятся данные численных расчетов по всем перечисленным выше моделям.

### Расчет параметров пучка в рамках статической модели

Два рассмотренных варианта электронно-оптических систем изображены на рис. 2, а, б. В обоих случаях использовалась одна и та же геометрия анода и канала транспортировки (второго анода). Нахождение оптимального профиля катода выполнялось на базе модели с нулевыми начальными скоростями ( $v_0 = 0$ ). Рассматривались два варианта ЭОС: пушка с традиционным для большинства МИП углом наклона (ПТУ) к оси ( $20^\circ$  — см. рис. 2, а) и пушка с большим углом (ПБУ) наклона поверхности катода ( $50^\circ$  — см. рис. 2, б). И в том, и в другом случае рассматривалась триодная конфигурация пушек вместо диодной [13], что связано с дополнительной возможностью управления параметрами пучка и улучшением электропрочности (согласно простым оценкам, в диодной пушке электрическое поле на носике катода увеличивается примерно вдвое — до 10–12 кВ/мм). Ширина

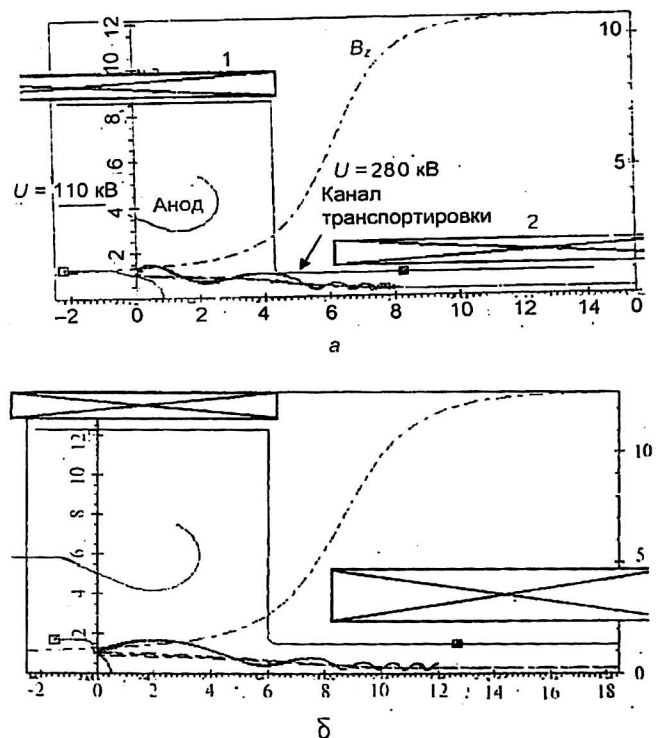


Рис. 2. Общий вид электронно-оптической системы: а — с гладким катодом. Все линейные размеры нормированы на радиус катода  $R_c = 35$  мм; 1 и 2 — дополнительная катодная корректирующая катушка и основной соленоид магнитной системы, соответственно; б — с задним фокусирующим электродом. Все линейные размеры нормированы на  $R_c = 25$  мм

эмиттера в обеих системах выбиралась малой по сравнению с характерными размерами неоднородностей электрического и магнитного полей, что обеспечивало достаточно малый позиционный скоростной разброс.

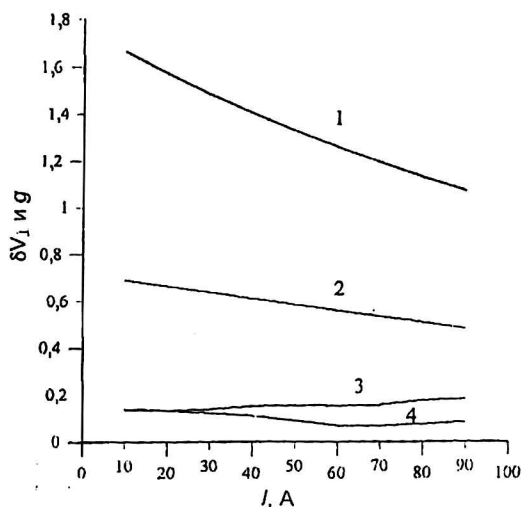
Общей особенностью рассматриваемых ЭОС является быстрый (в масштабе периода гирочастоты) уход электронов из приэмиттерной области, что ослабляет плотность объемного заряда и снижает вносимое им в скоростное распределение возмущение, а также экранировку электрического поля на катоде по сравнению с адиабатическими МИП. Последнее обстоятельство способствует более плавному снижению питч-фактора с ростом тока пучка.

В первом случае геометрия пушки близка к традиционной (МИП с гладким катодом [3, 6]), во втором — на катоде устанавливался дополнительный задний электрод для увеличения вероятности перехвата вторым анодом отраженных от магнитного зеркала частиц.

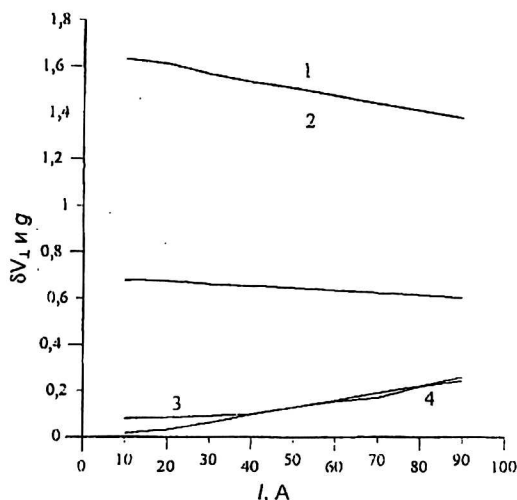
Для адекватного сопоставления меры интенсивности пучка в традиционных адиабатических МИП с пучками рассматриваемых систем по параметру пространственного заряда  $t_j = I/I_L$  необходимо определить величину соответствующих ленгмюровских токов  $I_L$ . Учитывая сложность конфигурации МИП и влияние на величину  $I_L$  магнитного поля, расчет  $I_L$  в рабочих режимах проводился по упомянутым выше программам численного моделирования [7, 14]. Согласно расчетным данным, в системе с ПТУ  $I_L = 165$  А, а в системе с ПБУ  $I_L = 110$  А. Меньшая величина ленгмюровского тока в ПБУ объясняется меньшей площадью эмиттера.

Результаты расчетов параметров пучка ( $\delta v_{\perp}$  и  $g$ ) в системе с ПТУ в модели с нулевыми начальными скоростями приведены на рис. 3, а. Величина скоростного разброса, определенная по модели с начальными скоростями электронов, оказывается несколько выше (см. рис. 3, а), чем по модели с нулевыми начальными скоростями. Как видно, параметры пучка остаются приемлемыми, по крайней мере, до токов 70–90 А ( $t_j \approx 0,3–0,4$ ). Типичная функция распределения  $f(v_{\perp})$  электронов по осцилляторным скоростям при токе, близком к рабочему, приведена на рис. 4. Нарушение унимодальности  $f(v_{\perp})$  не зарегистрировано вплоть до тока 90 А, что, согласно [8, 9], свидетельствует о пониженной вероятности развития неустойчивостей в ВЭП. Отметим также малое расстояние от пучка до второго анода в начале канала транспортировки,

что может способствовать перехвату отраженных от магнитной пробки электронов.



а



б

Рис. 3. Зависимость параметров пучка от тока для: а — МИП (см. рис. 2, а). Расчетный режим; б — МИП (см. рис. 2, б). Рабочий режим; 1 — питч-фактор; 2 — доля вращательной энергии; 3 — разброс по модели с нулевыми начальными скоростями; 4 — разброс по модели с начальными скоростями

Аналогичные зависимости параметров пучка от тока ( $\delta v_{\perp}$  и  $g$ ) в системе с ПБУ приведены на рис. 3, б. Как видно, параметры пучка достаточно близки к полученным в предыдущем варианте пушки. Отметим, что система на рис. 3, б формирует квазиламинарный пучок, что обеспечивает более быстрый снос из эмиттерной области и, соответственно, снижает скорость падения питч-фактора с ростом тока пучка (ср. рис. 3, а и 3, б). Функции распределения электронов по осцилляторным скоростям в рабочем диапазоне токов пучка остаются унимодальными и близки по форме к изображенным на рис. 4.

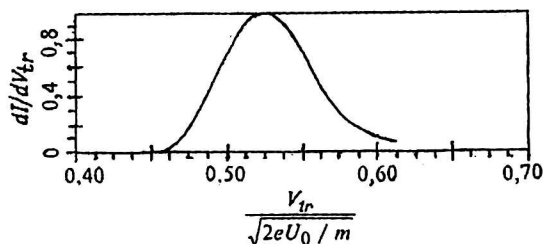


Рис. 4. Функция распределения по осцилляторным скоростям при токе 60 А для системы, показанной на рис. 2, а

Таким образом, согласно расчетным данным обе рассмотренные системы обеспечивают в рамках статической модели формирование ВЭП с приемлемыми параметрами, по крайней мере, вплоть до токов, близких к половине ленгмюровского.

### Токоперехват захваченных в адиабатическую ловушку электронов

При больших величинах питч-фактора на процессы формирования ВЭП существенное влияние могут оказывать отраженные от магнитного зеркала электроны. Последние могут дополнительно ухудшать качество пучка [9] и вызывать неустойчивости, если захваченный в ловушку заряд оказывается достаточно большим [10]. Одним из эффективных способов борьбы с захваченными электронами является их быстрый (в масштабе периода продольных колебаний электронов в адиабатической ловушке) перехват на какой-либо электрод [3]. Именно такой подход и использован ниже.

Отметим, что попытки создать электронно-оптические системы с быстрым перехватом отраженных электронов предпринимались и ранее [3]. Одной из первых систем подобного рода был "жук" [3] — дополнительный электрод, установленный непосредственно в месте прохождения первичного пучка и перехватывающий часть основного потока и почти весь отраженный. Но перехват основного потока приводит к малому времени жизни дополнительного электрода из-за тепловой перегрузки. Рассматривались также системы с профилированным первым анодом, форма которого подбиралась так, чтобы не перехватывать первичный пучок и в то же время осадить отраженный. Однако такой подход эффективен только при работе в слабозакритическом режиме. Отличие использованного ниже подхода состоит в реализации таких условий, при которых из первичного пучка перехватываются лишь электроны с наибольшими осцилляторными скоростями, которые все равно отразились бы от магнитного зеркала, а в то же время из отраженного — почти все. Теоретическое рас-

смотрение указанной задачи, естественно, требует адекватной модели, позволяющей анализировать поведение захваченных частиц.

Для учета отраженных от магнитного зеркала частиц использовались динамические модели [12, 15], основанные на методе крупных частиц и квазистатистическом приближении для электромагнитного поля, позволявшие проводить расчеты без учета и с учетом вторичной эмиссии. В последнем случае применялась простейшая модель, в которой вторичные частицы стартуют с катода с нулевой начальной скоростью, а соответствующий заряд "вторичной" крупной частицы рассчитывается по коэффициенту вторичной эмиссии  $\sigma$ , зависящему от энергии первичной частицы. Предполагалось, что вторично-эмиссионные свойства поверхности катода одинаковы по всей его поверхности. В расчетах использовались величины  $\sigma$ , типичные для молибдена.

Расчеты системы (см. рис. 2, а) проводились для несколько увеличенного значения рабочего питч-фактора ( $g = 1,7$ ), чтобы более наглядно проследить роль отраженных электронов в процессе формирования. Рассматривались два значения тока пучка:  $I = 30$  А ( $t_j \approx 0,15$ ) и  $I = 60$  А ( $t_j \approx 0,3$ ). В отличие от систем формирования ВЭП с малой высотой подъема электронной траектории в пушке [16] захваченный в ловушку заряд  $Q_r$  оказывается весьма небольшим (порядка 3 % от заряда  $Q_0$  первичного, т. е. еще не успевшего отразиться пучка), несмотря на большое значение питч-фактора. Объясняется это тем, что в рассматриваемой системе часть первичного пучка, а также практически весь отраженный поток перехватываются вторым анодом на входе в канал транспортировки (рис. 5). Значительную роль играет и существенно большая степень неадиабатичности формирующих полей. В результате отраженные частицы имеют повышенную вероятность выхода из адиабатической ловушки и, следовательно, меньшие времена жизни в ловушке. Оба эти фактора приводят к снижению захваченного в ловушку заряда и, соответственно, обуславливают малое влияние захваченных частиц на параметры пучка. Учет вторичной эмиссии практически не меняет поведения системы. Соответственно, величины скоростных разбросов слабо отличаются от данных статической модели.

Численное моделирование системы с задним электродом также проводилось для двух значений тока:  $I = 30$  А ( $t_j \approx 0,2$ ) и  $I = 60$  А ( $t_j \approx 0,4$ ). Здесь, как и в системе на рис. 2, а, рассматривался режим с несколько завышенным рабочим питч-фактором  $g$ , близким к 1,7.

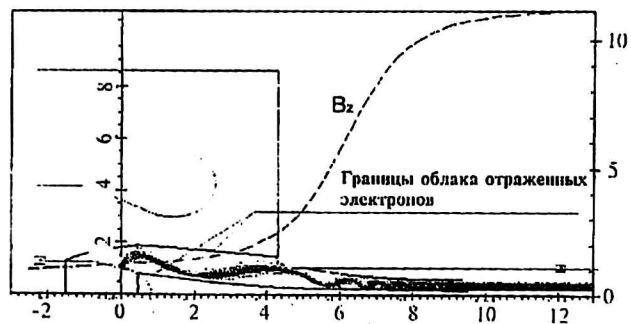


Рис. 5. Первичный пучок и область, занятая отраженными электронами

Для системы с задним электродом при расчетах без учета вторичной эмиссии отношение  $Q_1/Q_0$  составляет 98 % при токе 30 А, при увеличении тока до 60 А это отношение уменьшается и составляет 74 %, что, по-видимому, связано с большей экранировкой электрического поля на катоде зарядом первичного потока и падением пич-фактора в этом потоке. При учете вторичной эмиссии величина захваченного в ловушку заряда по отношению к заряду первичного пучка возрастает для тока 30 А до 110 %, а при увеличении тока до 60 А — до 81 % (см. рис. 6).

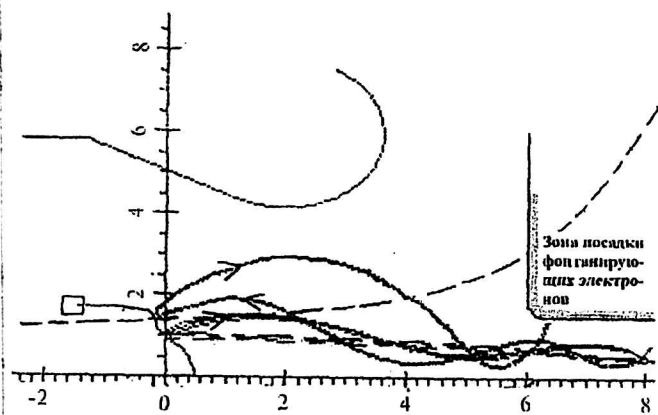


Рис. 6. Качественная картина, объясняющая процесс "формирования" пучка

Отличительной чертой формы заднего фокусирующего электрода по сравнению с рассмотренными в [15] системами является его небольшая высота, меньшая высоты подъема электронной траектории в пушке. Согласно данным нестационарного анализа, этот электрод вызывает "фонтанирование" электронов, залегающих левее области эмиттера (рис. 6, 7). Качественная картина этого процесса приведена на рис. 6. Возвращающиеся от магнитного зеркала электроны в области заднего электрода тормозятся почти до нулевой скорости, а затем начинают двигаться вдоль силовых линий электрического поля по нормали к поверхности заднего фокусирующего электрода (происходит "фонта-

нирование электронов"). Такие электроны приобретают чрезвычайно большие осцилляционные скорости и движутся по орбитам с очень большим радиусом, примерно в 1,5–2 раза превышающим радиус вращения первичных электронов. Это связано как с увеличением электрического поля на заднем фокусирующем электроде с малым радиусом кривизны, так и большим углом между электрическим и магнитным полем в области разворота электронной траектории. В результате ореол пучка (см. рис. 7) в установленном режиме оказывается примерно вдвое выше, чем в традиционных ЭОС гиротронов, или ЭОС с высоким задним электродом.

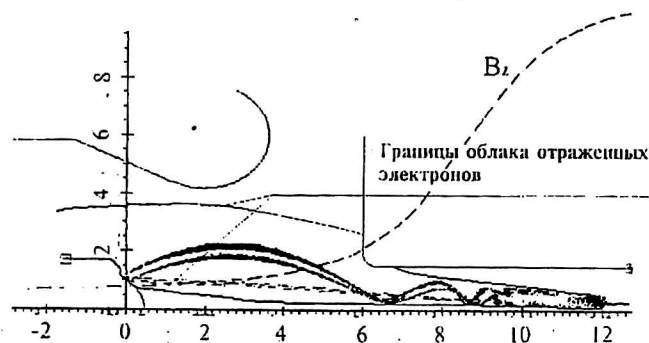


Рис. 7. Ореол из отраженных частиц в системе с задним электродом,  $I = 60$  А

Как уже отмечалось, в адиабатическую ловушку захватывается заряд, сопоставимый с зарядом первичного пучка, следовательно, следовало бы ожидать сильного влияния отраженных электронов на параметры пучка в рабочем пространстве. Однако, как показали расчеты, влияние отраженных электронов в рассматриваемой системе, так же, как и в системе на рис. 2, а, невелико. Это связано с тем, что основная часть заряда (порядка 2/3, согласно расчетным данным) отраженных электронов находится над основным пучком в "фонтане". "Фонтанирующие" электроны мало влияют на параметры проходящего в рабочее пространство пучка, так как имеют большую высоту подъема и, следовательно, находятся достаточно далеко от основного пучка. Кроме того, "фонтанирующие" электроны не могут войти в канал транспортировки и быстро осаждаются на втором аноде (см. рис. 6). В результате появляется дополнительный, по сравнению с традиционными МИП, механизм быстрого удаления отраженных частиц из ловушки.

Заряд отраженных электронов под основным пучком составляет примерно третью часть от заряда основного пучка и поэтому уже носит характер поправки, с точки зрения его влияния на скоростное распределение, по сравнению с силами пространственного заряда первичного пучка.

Таким образом, есть фактор, объединяющий рассматриваемые в данной работе системы и системы с “жуком” — дополнительным механизмом стока частиц из ловушки: в системах с “жуком” — на дополнительный электрод, а в ЭОС релятивистского гиротрона — на второй анод. Однако в рассматриваемом случае перехват отраженных электронов почти не сказывается на токопрохождении первичного пучка в резонатор.

### Результаты экспериментальных исследований

Экспериментальная проверка качества электронного пучка формируемого МИП гиротронов традиционно проводится в моделирующем режиме [5, 9] с полным ускоряющим напряжением не более 10—15 кВ. Справедливость такого подхода базируется на сохранении траекторий в рабочем и моделирующем режимах при понижении напряжения в  $k$  раз, тока — в  $k^{2/3}$  раза и магнитного поля — в  $k^{1/2}$  раза. Однако подобное моделирование корректно лишь для напряжений, при которых можно пренебречь релятивистским изменением массы электронов. В то же время даже при выполнении условий адиабатичности изменение массы электрона в 1,55 раза приводит к значительным вариациям питч-фактора [17]. Кроме того, в системах на рис. 2, а и б численный расчет в моделирующем режиме (коэффициент моделирования по напряжению  $k = 18,7$ , полное ускоряющее напряжение 15 кВ) дает для ПТУ существенно меньшие значения питч-фактора при близких величинах скоростного разброса, хотя, согласно адиабатической теории,  $g$  должен возрасти [6, 17]. В то же время для ПБУ отмечается значительное по сравнению с адиабатической теорией увеличение питч-фактора. Полученные результаты наглядно демонстрируют влияние еще одного зависящего от степени релятивизма фактора — существенную неадиабатичность рассматриваемых систем. Нельзя не отметить и такой существенный фактор как недокал катода в моделирующем режиме, что при таких больших коэффициентах моделирования  $k \approx 20$  может приводить к пятнистости эмиссии и сильной неоднородности плотности тока по азимуту [18]. В результате основным способом проверки качества формирования ВЭП был выбран анализ работы релятивистского гиротрона непосредственно в режиме генерации.

Экспериментальные исследования гиротрона проводились на базе ускорителя “Сатурн” [19]. В качестве эмиттера применялся алюминатно-бариевый металлопористый катод с рабочей температурой 1050—1100 °С.

В экспериментах напряжение на первом аноде устанавливалось близким к расчетному, а значение магнитного поля на катоде минимизировалось так, чтобы реализовать максимально возможный питч-фактор (т. е. соответствующий границе устойчивости пучка). После этого для каждого значения тока пучка подбирались оптимальное по КПД магнитное поле в резонаторе. Оценка качества формируемого ВЭП осуществлялась по величине КПД генерации.

Гиротрон был рассчитан на оптимальный ток 60 А [2]. При оптимальном токе пучков, сформированных в обоих пушках, КПД гиротрона превышал 40 % (см. рис. 8), что свидетельствует о хорошем качестве пучков и соответствии параметров ВЭП расчетам. Рекордный для релятивистского гиротрона КПД  $\sim 55$  % (при мощности 7 МВт) был реализован с пучком, сформированным во втором варианте пушки при токе 40—50 А. При дальнейшем увеличении тока свыше 70 А КПД гиротрона со вторым вариантом пушки начинал быстро падать (быстро нарастал скоростной разброс — см. рис. 3, б). С первым вариантом пушки КПД с ростом тока пучка падал медленнее, что, как показали расчеты, в значительной степени связано с неоптимальностью длины резонатора для этих токов. С этой пушкой гиротрон сохранял относительно высокое значение эффективности вплоть до величины тока, ограничиваемого пространственным зарядом пучка (165 А). При токе около 120 А была получена максимальная мощность выходного излучения гиротрона 11 МВт (КПД 30 %). Максимальная плотность тока эмиссии с поверхности катода в режиме пространственного ограничения тока пучка достигала 15 А/см<sup>2</sup>, что в несколько раз превышает плотность тока эмиссии, используемую при формировании пучков в традиционных гиротронных пушках миллиметрового диапазона длин волн [9].

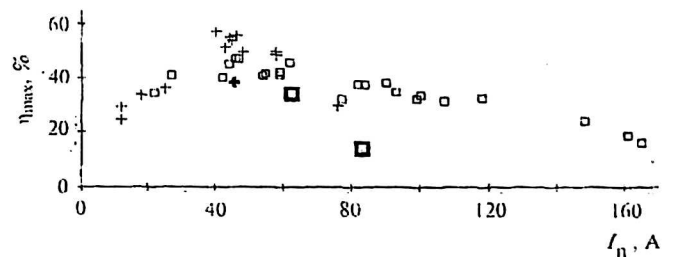


Рис. 8. КПД в зависимости от тока пучка для двух вариантов пушек (эксперимент). “Жирные” значки соответствуют работе с каналом транспортировки увеличенного диаметра: □ □ □ —  $d_c = 70$  мм; + + + —  $d_c = 50$  мм

Получение высоких КПД косвенно свидетельствует о высоком качестве формируемых МИП пучков. Одним из факторов, способст-

вующих улучшению параметров ВЭП, является быстрый перехват отраженных электронов на входную часть канала транспортировки. Согласно результатам, для ПТУ этот эффект должен быть более сильным, чем для ПБУ (сравни ореолы пучков из отраженных частиц на рис. 5, 7). С целью проверки влияния указанного эффекта на качество ВЭП было выполнено экспериментальное исследование гиротрона с двумя формирующими системами, имевшими, соответственно, ту же форму катода и первого анода, что и системы на рис. 2, а и б, но увеличенный на  $1/3$  диаметр канала транспортировки. В этом случае происходит значительное снижение КПД в области больших токов при использовании ПТУ ("жирные" значки на рис. 8), что, по-видимому, связано со снижением действия эффекта токоперехвата отраженных электронов вторым анодом. В то же время в системе на рис. 2, б КПД меняется меньше, так как основной механизм быстрого перехвата отраженных электронов связан с фонтанированием пучка, отраженные электроны движутся гораздо выше и все равно частично перехватываются в начале канала транспортировки.

Отметим, что при пониженных ускоряющих напряжениях (230 кВ), когда расчетный питч-фактор  $g$  не превышает 1, и практически нет отраженных частиц, зависимости КПД от тока для ПТУ и ПБУ практически совпадают как для исходного, так и для увеличенного диаметра канала транспортировки.

### Заключение

Разработаны и реализованы МИП гиротронов, позволившие существенно продвинуться по шкале токов ВЭП вплоть до половины ленгмюровского тока пушки при сохранении удовлетворительного для работы гиротрона качества пучков. Согласно расчетным и экспериментальным данным, улучшение качества ВЭП по сравнению с традиционными адиабатическими МИП гиротронов связано с тремя факторами: быстрым (в масштабе периода гирочастоты) уходом электронов из прикатодной области; уменьшением времени действия сил пространственного заряда на пути пролета электронов от катода до резонатора и быстрым (в масштабе периода продольных колебаний электрона в адиабатической ловушке) перехватом отраженных от магнитного зеркала частиц при малой доле перехваченных частиц из первичного пучка. Первый фактор ослабляет вызванное влиянием поля пространственного заряда увеличение скоростного разброса и снижение питч-фактора, второй — позволяет повысить предельную величину питч-фактора, при

которой пучок еще остается устойчивым. Рассмотренные системы формирования ВЭП впервые позволили достичь при субрелятивистских энергиях частиц (280 кэВ) КПД гиротрона 40–50 %.

*Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 01-02-17173 и № 02-02-17105).*

### Литература

1. Goldenberg A. L., Litvak A. G. Recent progress of high-power millimeter wavelength gyrodevices//Physics of Plasmas. 1995. V. 2. № 6. Pt. 2, June 1995.
2. Зайцев Н. И., Гинзбург Н. С., Запольский Н. А. и др. Высокоэффективный релятивистский гиротрон сантиметрового диапазона длин волн с микросекундной длительностью СВЧ-импульса//Письма в ЖТФ. 2001. Т. 27. Вып. 7. С. 8–16.
3. Циринг Ш. Е. Формирование винтовых электронных пучков. — В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар для инженеров). Кн. 4. — г. Саратов: СГУ. 1974. С. 3–94.
4. Ергакос В. С., Моисеев М. А., Эрм Р. Э. Влияние разброса скоростей на характеристики гиротрона//Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ. 1980. № 3. С. 20.
5. Авдошин Е. Г., Гольденберг А. Л. Экспериментальное исследование адиабатических электронных пушек МЦР//Известие вузов. Сер. Радиофизика. 1973. Т. 16. № 10. С. 1605–1612.
6. Гольденберг А. Л., Петелин М. И. Формирование винтовых электронных пучков в адиабатической пушке//Там же. № 1. С. 141–149.
7. Мануилов В. Н., Циринг Ш. Е. Об учете сил пространственного заряда при траекторном анализе протяженных электронных пучков//Там же. 1981. Т. 24. № 4. С. 491–497.
8. Lygin V. K. Numerical simulation of intense helical electron beams with the calculation of the velocity distribution functions. Int./J. Infrared and MM waves. 1995. V. 16. № 2. P. 363–376.
9. Kuffin A. N., Lygin V. K., Manuilov V. N., Postnikova A. S., Zapevalov V. E. Advanced numerical and experimental investigation for gyrotrons helical electron beams. Int./Ibid. 1999. V. 20. № 3. P. 361–382.
10. Thimring Sh. E., Zapevalov V. E. Experimental study of intense helical electron beams with trapped electrons Int./J. Electronics. 1996. V. 81. № 2. P. 199–205.
11. Хокли Р., Иствуд Дж. Численное моделирование методом частиц. — М.: Мир, 1981.
12. Krivosheev P. V., Manuilov V. N. Influence of the secondary electrons on the space charge oscillations in the gyrotron adiabatic trap: Proceedings of the 4th International Kharkov Symposium "Physics and Engineering of Millimeter and Submillimeter Waves". — Kharkov, Ukraine, June 4–9, 2001. P. 516–518.
13. Lawson W., Cheng J., Calame J. P., Castle M., Hogan B., Granatstein V. L., Reiser M., Saraph G. P. High-power operation of a three-cavity X-band coaxial gyrokystron//Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. № 14. P. 3030–3033.
14. Лыгин В. К., Циринг Ш. Е. Расчет электронных траекторий в винтовых пучках, формируемых асимметричными магнетронно-инжекторными пушками//ЖТФ. 1973. Т. 43. № 8. С. 1695–1702.
15. Lygin V. K., Manuilov V. N., Thimring Sh. E. Non-stationary simulation of the gyrotron intense helical electron beams. Nuclear instruments & methods in physics research A 427/1-2, 1999. P. 41–45.

16. Кривошеев П. В., Лыгин В. К., Мануилов В. Н. Численное моделирование магнетронно-инжекторных пушек гиротронов с учетом отраженных от магнитного зеркала электронов//Прикладная физика. 2000. № 3. С. 65—75.

17. Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. К теории формирования релятивистских винтовых электронных пучков//ЖТФ. 1981. Т. 26. С. 2483—2490.

18. Лукаш О. И., Солинский Г. Г. Пространственно-временные характеристики коллективных процессов в винтовых электронных пучках систем гиротронного типа.//Там же. 1995. Т. 65. № 2. С. 198—202.

19. Зайцев Н. И., Иляков Е. В., Кораблев Г. С. и др. Сильноточный микросекундный электронный ускоритель с термодатодом для мощных СВЧ-приборов//ПТЭ. 1995. № 3. С. 138—145.

## Magnetron-injector guns for relativistic gyrotrons of a-cm wave band

N. I. Zaitsev, E. V. Ilyakov P. V., Krivosheev, I. S. Kulagin,  
V. K. Lygin, R. M. Rozental  
Institute of Applied Physics, Nizhni Novgorod, Russia

V. N. Manuilov  
Nizhni Novgorod State University, Nizhni Novgorod, Russia

*The electron-optical systems (EOS) for forming intensive screw electron beams (SEB) in a relativistic gyrotron are circumscribed. Numerical modeling has allowed to find configurations of electrodes and a magnetic field ensuring a quick (on scale of a gyrofrequency period) departure of electrons from a near-cathode area and a quick (on scale of flight time of electrons in an accelerating gap) interception of particles reflected from a magnetic mirror. In result, the parameters of the SEB have been obtained, which are suitable for work of a gyrotron up to currents of 0.5—0.7 from Langmuir current of a gun. The indicated systems of forming the SEB have allowed to achieve an efficiency of a gyrotron such as 40—50 % at the 280-keV energy of particles.*