

УДК 621.385.69

ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ГИРОТРОНА С РАБОЧЕЙ ЧАСТОТОЙ 263 ГГц ДЛЯ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

А. Н. Куфтин¹, В. Н. Мануилов^{1,2} *

¹ Институт прикладной физики РАН;

² Нижегородский госуниверситет им Н. И. Лобачевского, г. Нижний Новгород, Россия

Описаны особенности численного моделирования работы магнетронно-инжекторных пушек, формирующих винтовые электронные пучки высокого качества в гиротронах коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн (длина волны 1 мм). В качестве примера рассмотрена пушка гиротрона с рабочей частотой 263 ГГц, предназначенного для спектроскопических исследований. Показано, что расчёт и оптимизацию магнетронно-инжекторной пушки целесообразно проводить в два этапа. На первом этапе может использоваться простейшая двумерная модель, учитывающая только влияние поля электродов и собственного пространственного заряда пучка на его характеристики. На втором, заключительном, этапе необходимо учитывать такие факторы, как шероховатость эмиттирующей поверхности и тепловые скорости электронов, и рассчитывать функцию распределения электронов по осцилляторным скоростям и коэффициент их отражения от магнитного зеркала. Показано, что оптимизированная по указанной методике магнетронно-инжекторная пушка гиротрона достаточно универсальна и пригодна для работы как на первой, так и на второй гармониках циклотронной частоты. Это открывает возможности разработки гиротронов для спектроскопии на частотах 263 и 526 ГГц соответственно, востребованных в биологических и медицинских исследованиях.

ВВЕДЕНИЕ

Субтерагерцовый диапазон частот (0,1÷1,0 ТГц) обладает некоторыми особенностями, делающими его весьма привлекательным для широкого круга фундаментальных и прикладных исследований в области физики, химии, биологии и медицины. Источники мощного (до сотен киловатт) излучения в указанном диапазоне могут быть использованы для создания плотной плазмы и управления её параметрами (управляемый термоядерный синтез), «точечных» плазменных источников рентгеновского излучения, дистанционного обнаружения источников ионизирующего излучения [1, 2], а также для ряда технологических приложений [3]. При меньшей мощности (десятки и сотни ватт в непрерывном режиме) эти источники перспективны для диагностики и спектроскопии различных сред, в том числе методами электронного парамагнитного резонанса и ядерного магнитного резонанса высокого разрешения [4].

Наиболее успешными приборами, которые обеспечивают указанные уровни мощности P и частоты f , являются гиротроны [5]. В частности, для задач спектроскопии уже созданы гиротроны с мощностью $P \approx 50 \div 100$ Вт при $f \approx 200 \div 300$ ГГц [6]. Достижимый уровень мощности и способность работать в непрерывном режиме с высокой стабильностью выходных параметров, необходимой для спектроскопии, в значительной степени зависят от качества формируемого магнетронно-инжекторной пушкой (МИП) винтового электронного пучка (ВЭП). При этом для перехода к длинам волн $\lambda \approx 1$ мм и далее в субмиллиметровый диапазон необходим учёт дополнительных физических факторов при теоретическом анализе ВЭП и в используемой численной модели для оптимизации МИП. В то же время в большинстве используемых численных моделей

* manuilov@rf.unn.ru

специфика указанного диапазона длин волн не учитывалась и расчёты проводились по методике, развитой ранее для МИП гиротронов сантиметрового диапазона длин волн. Такой подход, как правило, рассчитан на оптимизацию с пониженными значениями питч-фактора и не позволяет достичь предельных высокостабильных выходных характеристик соответствующих гиротронов. Ниже на примере расчёта электронно-оптической системы (ЭОС) спектроскопического гиротрона с частотой 263 ГГц и мощностью выходного излучения несколько сотен ватт проиллюстрированы особенности расчёта таких систем. Оптимизированная ЭОС достаточно универсальна и может быть успешно использована в гиротронах для спектроскопии при рабочих частотах как 263 ГГц, так и 526 ГГц.

1. ОСОБЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКИХ СИСТЕМ ГИРОТРОНОВ КОРТКОВОЛНОВОЙ ЧАСТИ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА И ТРЕБОВАНИЯ К МЕТОДИКЕ ИХ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

К ЭОС гиротрона предъявляется целый ряд, вообще говоря, противоречивых требований. Как правило, необходимо обеспечить:

- 1) достаточно большой питч-фактор для обеспечения приемлемых значений коэффициента полезного действия (КПД) и стартового тока;
- 2) умеренный разброс скоростей электронов;
- 3) малый коэффициент отражения электронов от магнитного зеркала;
- 4) хорошую электропрочность;
- 5) малое возмущение распределения скоростей электронов электрическим полем пространственного заряда пучка;
- 6) технологичность конструкции;
- 7) умеренную плотность тока для обеспечения длительного срока службы эмиттера и, в то же время, отсутствие недостаточного прогрева катода, вызывающего неоднородную эмиссию электронов и увеличение разброса их скоростей.

По мере уменьшения длины волны и перехода в коротковолновую часть миллиметрового диапазона (в рассматриваемом случае длина волны равна $\lambda \approx 1,1$ мм) одновременное выполнение всех указанных требований становится всё более сложным. В частности, из формул адиабатической теории МИП [7, 8] следует, что при прочих равных условиях компрессия магнитного поля $\alpha = B_0/B_k$, где B_0 , B_k — значения магнитного поля в рабочем пространстве и на эмиттере соответственно, с уменьшением длины волны растёт согласно формуле

$$\alpha \propto \lambda^{-2/3}. \quad (1)$$

В результате увеличивается общая длина, снижается величина магнитного поля на эмиттере и высота подъёма h электронных траекторий в пушке по закону $h \propto \lambda^{2/3}$. Последний фактор приводит к резкому росту влияния шероховатости эмиттера на распределение скоростей по сравнению с МИП гиротронов сантиметрового или длинноволновой части миллиметрового диапазонов длин волн [8, 9]. Согласно [9], вызванный этим фактором разброс осцилляторных скоростей $\delta v_\perp$ даётся формулой

$$\delta v_\perp \propto (r_0/h)^{1/2} \propto r_0^{1/2} \lambda^{-1/3}, \quad (2)$$

где r_0 — размер шероховатости эмиттера. Легко оценить, что при переходе от сантиметрового к миллиметровому диапазону длин волн вклад шероховатостей в разброс скоростей электронов увеличивается в $2 \div 3$ раза и становится основным фактором, определяющим итоговый разброс

скоростей электронов при умеренных токах пучка. Вклад шероховатостей превышает даже влияние поля пространственного заряда пучка, обычно определяющего итоговый разброс скоростей электронов и предельную величину тока пучка [8]. Указанная тенденция подтверждается многочисленными экспериментальными данными и теоретическим анализом [10, 11]. Поэтому обычно применяемая методика численного анализа [12, 13], в которой учитываются только двумерное распределение электрического поля электродов, собственное кулоновское поле пучка и магнитное поле соленоидов, может быть использована лишь для предварительной оптимизации и поиска приемлемых режимов работы МИП. Кроме того, следует учитывать, что для МИП характерна пробочная конфигурация магнитного поля, что приводит к отражению части электронного пучка от магнитного зеркала при попытке превысить некоторое пороговое значение среднего питч-фактора пучка $g_{\max}$. Элементарные оценки показывают, что

$$g_{\max} \approx (\delta v_{\perp})^{-1/2}. \quad (3)$$

Подставляя сюда величину $\delta v_{\perp}$ из (2), получаем оценку

$$g_{\max} \propto \lambda^{1/6}, \quad (4)$$

из которой видно, что максимально допустимый питч-фактор плавно спадает по мере уменьшения длины волны, что также многократно подтверждено экспериментальными данными. Оценка (3) получена из условия, что электроны с максимальной осцилляторной скоростью находятся на грани отражения, т. е. имеют близкую к нулю продольную скорость в рабочем пространстве. На самом деле величина $g_{\max}$ несколько выше указанного значения и определяется максимально допустимой величиной коэффициента отражения K_{ref} от магнитного зеркала. Согласно имеющимся теоретическим данным [11, 14], если K_{ref} превышает $2 \div 3\%$, в пучке развиваются колебания пространственного заряда и процессы бомбардировки и разогрева катода отражёнными частицами. Поэтому для обеспечения устойчивости пучка желательно иметь такой питч-фактор и ширину функции распределения электронов, чтобы величина K_{ref} оставалась, по крайней мере, меньше 1% .

Таким образом, стандартная методика расчёта МИП [12, 13] должна быть дополнена учётом тепловых скоростей электронов и влияния шероховатости эмиттирующей поверхности для корректного определения как итогового разброса скоростей электронов, так и оценки устойчивости пучка на базе расчёта коэффициента отражения электронов от магнитного зеркала (подробнее см. работу [15]). Все указанные особенности анализа, оптимизации и требований к численной модели МИП гиротронов субтерагерцового диапазона частот были учтены ниже при теоретическом расчёте ЭОС.

2. ОПТИМИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ ГИРОТРОНА С РАБОЧЕЙ ЧАСТОТОЙ 263 ГГц

Гиротрон с рабочей частотой 263 ГГц предназначен для функционирования в непрерывном режиме с высокой стабильностью выходных параметров. Для более гибкого управления параметрами пучка была выбрана конструкция МИП с изолированным первым анодом (анодный потенциал U_a может отличаться от резонаторного потенциала U_0), а режим её работы может варьироваться от диодного до триодного с $U_a \approx (0,7 \div 1,0)U_0$. Основные параметры гиротрона для удобства представлены в табл. 1 (более подробно общая концепция дизайна гиротрона описана в работе [16]).

Первоначальные оценки параметров МИП были выполнены по формулам адиабатической теории [7, 8] с учётом изложенных выше ограничений и приведены в табл. 2. Для снижения влияния

Таблица 1. Основные параметры гиротрона

Рабочая частота f , ГГц	263,2
Величина магнитного поля в резонаторе B_0 , Тл	9,578
Ускоряющее напряжение U_0 , кВ	15
Ток пучка I_b , А	0,2
Радиус резонатора R_c , мм	2,537
Радиус ведущего центра в резонаторе R_0 , мм	0,96
Питч-фактор g	1,3

Таблица 2. Основные параметры МИП

Компрессия магнитного поля α	26,6
Расстояние от центра эмиттера до центра магнитной системы L_z , мм	354
Анодное напряжение U_a , кВ	15
Электрическое поле на катоде E_k , кВ/мм	4
Радиус катода R_k , мм	5
Зазор между анодом и катодом d , мм	5
Ширина эмиттера L , мм	0,8
Плотность тока j_k , А/см ²	0,8

поля пространственного заряда на параметры ВЭП угол наклона эмиттера к оси гиротрона был выбран равным $\psi = 27^\circ$, чтобы МИП формировала квазиламинарный пучок [13].

Далее в рамках модели с нулевыми начальными скоростями электронов проводилась вариация формы катода и первого анода МИП с целью получения малого позиционного разброса скоростей электронов, приемлемой электропрочности (поле в любой точке ЭОС не должно превышать 6 кВ/мм) и заданного питч-фактора. Соответствующая методика более подробно описана в работах [12, 15]. Согласно расчётным данным (см. табл. 3), разброс скоростей электронов в оптимизированном варианте ЭОС (рис. 1) остаётся малым и слабо зависит от тока при любом допустимом значении последнего.

Таблица 3. Параметры пучка, вычисленные с помощью модели с нулевыми начальными скоростями (величины с индексом 0) и с помощью модели, в которой учитывается влияние тепловых скоростей электронов и шероховатостей эмиттера. Номинальный режим $U_a = U_0 = 15$ кВ

I_b , А	g_0	$\delta v_{\perp 0}$	g	$\delta v_{\perp}$	K_{ref} , %
0,00	1,366	0,0253	1,372	0,1770	0,23
0,05	1,359	0,0259	1,372	0,1742	0,27
0,10	1,351	0,0265	1,361	0,1775	0,27
0,15	1,341	0,0271	1,350	0,1808	0,27
0,20	1,339	0,0280	1,339	0,1841	0,27

Поскольку среди трёх компонент начальной скорости электрона (азимутальной v_θ , радиальной v_r и аксиальной v_z) наибольшее влияние на вращательную скорость электрона в рабочем пространстве оказывает азимутальная компонента [7, 9], то при численном моделировании совместного влияния тепловых скоростей электронов и шероховатостей эмиттера в точках старта электронов учитывалась только эта компонента начальной скорости электронов. Она возникает из-за действия сильного локального электрического поля (с характерным масштабом в десятки микрон), шероховатости эмиттера и начальной тепловой азимутальной скорости электронов. Функция распределения электронов по величине v_θ задавалась близкой к гауссовой, поскольку каждый из перечисленных факторов даёт гауссово распределение электронов по этой величине. Соответствующие численные данные приведены в табл. 3. Типичная функция распределения электронов

Как уже указывалось выше, при переходе в субтерагерцовый диапазон частот влияние шероховатостей эмиттера становится определяющим фактором при оценке качества ВЭП. Поэтому завершающий этап численного анализа МИП включал расчёт функции распределения электронов по их осцилляторным скоростям (с учётом совместного влияния шероховатостей эмиттера и начальных скоростей электронов) и определение на этой основе коэффициента отражения электронов от магнитного зеркала для оценки степени устойчивости ВЭП. Указанные расчёты проводились с помощью программы ЭПОС в модификации, подробно описанной в работах [10, 15].

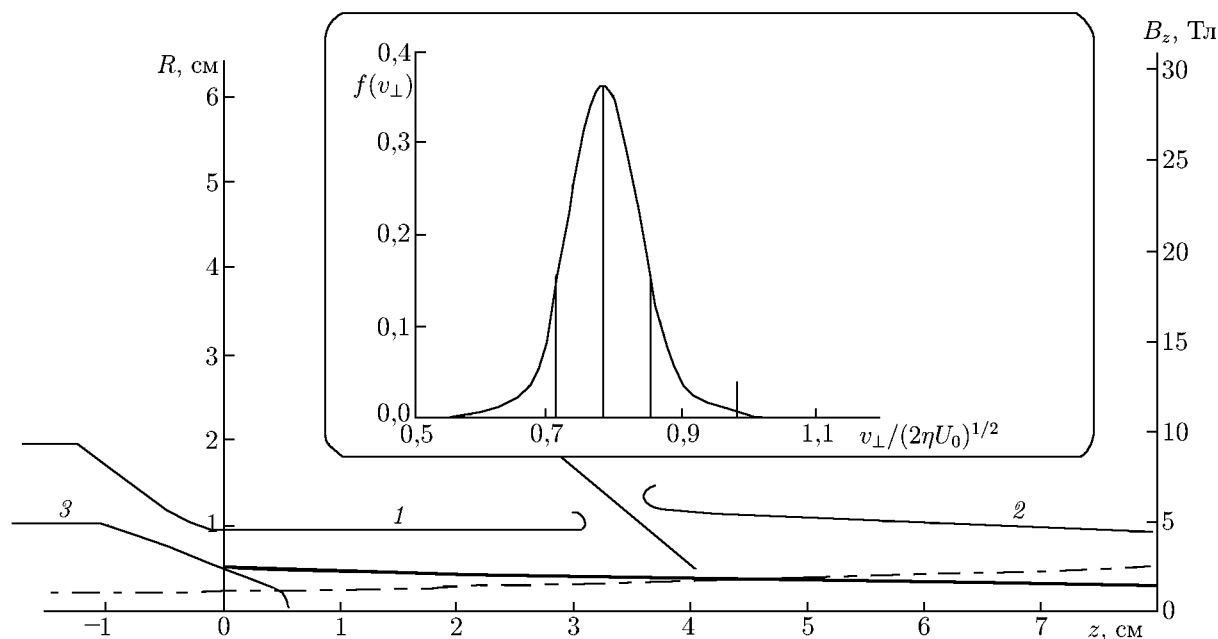


Рис. 1. Форма электродов (1 — первый анод, 2 — второй анод, 3 — катод) оптимизированной триодной МИП, а также функция распределения электронов по осцилляторным скоростям для тока 0,2 А. Здесь B_z — продольная компонента магнитного поля, z — продольная координата, R — радиус, η — отношение заряда электрона к его массе. Сплошными тонкими линиями показан профиль электродов, толстой линией — электронный пучок, штрихпунктирной — продольное распределение величины B_z

$f(v_{\perp})$ по осцилляторным скоростям показана на рис. 1. Она остаётся близкой к гауссовой во всём допустимом диапазоне токов, а коэффициент отражения электронов примерно на порядок меньше порогового значения, при котором наблюдаются развитие неустойчивостей в ВЭП. Это позволяет рассчитывать на формирование устойчивого ВЭП в рабочих режимах гиротрона.

Последующее исследование МИП на критичность к сдвигу в магнитном поле и малым сдвигам катода и анода от расчётного положения на $\pm(0,5 \div 1,0)$ мм, вызванным тепловым расширением, показало, что разброс скоростей электронов практически не зависит от указанных смещений, а их питч-фактор меняется не более чем на $\pm 0,1$ от расчётного значения. Указанные изменения находятся в полном соответствии с предсказаниями адиабатической теории. Расчёты показывают, что оптимизированная МИП позволяет эффективно подстраивать мощность и частоту гиротрона при сохранении параметров ВЭП в приемлемом диапазоне.

Последующие экспериментальные исследования гиротрона полностью подтвердили хорошие характеристики ВЭП в расчётных режимах и позволили достичь КПД 17%, мощности выходного излучения 1 кВт и стабильности частоты $2 \cdot 10^{-6}$ (результаты соответствующих экспериментов планируется изложить в отдельной статье).

Электронно-оптическая система должна обеспечить рассеяние остаточной мощности электронного пучка по поверхности коллектора. Ниже выбрана простейшая цилиндрическая форма коллектора с диаметром 20 мм. Отличительной особенностью ЭОС является малое расстояние пучка от оси системы по сравнению с характерными радиальными размерами катушек сверхпроводящего криомагнита. Поэтому ведущие силовые линии подходят к поверхности коллектора под очень малым углом, всего $1,5^\circ$, что может вызвать повышенную критичность коллектора к небольшим сдвигам катода, вызванным тепловым расширением, и несоосностью магнитной

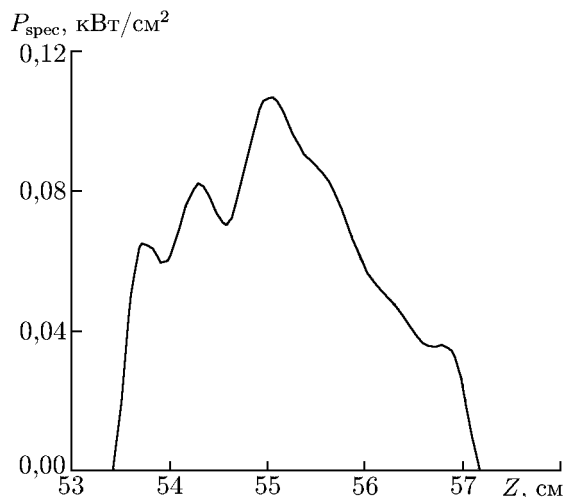


Рис. 2. Распределение плотности мощности по поверхности коллектора в негенерирующем гиротроне

соответствующим запасом. При максимальном расчётном токе МИП 0,2 А величина нагрузки коллектора не превышает $0,25 \text{ кВт/см}^2$, что также вполне приемлемо, а след пучка незначительно сдвигается влево.

системы. Анализ траекторий электронов в коллекторной области для случая отсутствия генерации (наиболее сложный случай с точки зрения тепловой нагрузки коллектора) показал, что для тока пучка 0,1 А (величина тока, при которой проводилось большинство экспериментальных исследований гиротрона, см. [16]; мощность пучка 1,5 кВт) начало и конец зоны осаждения пучка находятся соответственно в сечениях $z = 534 \text{ мм}$ и $z = 571 \text{ мм}$ (сечение $z = 0$ соответствует центру криомагнита), а пиковая плотность мощности составляет $0,11 \text{ кВт/см}^2$ (см. рис. 2), что вполне приемлемо. Оценки смещений области осаждения пучка из-за технологических погрешностей при сборке и юстировке лампы показывают, что эта область может отклоняться на 50 мм от расчётного положения. Поэтому зона охлаждения коллектора была спроектирована с

ВЫВОДЫ

Разработана электронно-оптическая система гиротрона для спектроскопических исследований с рабочей частотой 263 ГГц и мощностью выходного излучения несколько сотен ватт. Численное моделирование и оптимизация магнетронно-инжекторной пушки выполнены с помощью последовательности аналитических и численных моделей, позволяющей наиболее адекватно учесть специфику рассматриваемого субтерагерцового диапазона частот, и в то же время, максимально снизить объём вычислений при оптимизации геометрии магнетронно-инжекторной пушки. На первом этапе были сделаны предварительные оценки и выбор основных параметров электронно-оптической системы на базе простейшей адиабатической модели движения частиц в области формирования. Второй этап включал численную оптимизацию геометрии магнетронно-инжекторной пушки и электрического режима на базе модели с нулевыми начальными скоростями электронов, в которой учитывалось влияние электрического поля электродов и кулоновского поля пучка. Наконец, третий, завершающий, этап расчётов базировался на наиболее полной физической модели, в которой, помимо перечисленных факторов, учитывалось также и влияние шероховатостей эмиттера и тепловых скоростей электронов. Рассмотрение последних факторов необходимо для корректного определения параметров винтовых электронных пучков гиротронов субмиллиметрового диапазона длин волн и оценки степени устойчивости этих пучков на основе вычисления коэффициента отражения электронов от магнитного зеркала и вида функции их распределения по осцилляторным скоростям [17].

Показано, что особенностью коллектора гиротронов для спектроскопических исследований являются малые углы подхода пучка к его поверхности. Это требует расширения рабочей зоны охлаждения коллектора.

Разработанная электронно-оптическая система позволила создать гиротрон с частотой 263 Гц и мощностью 100 Вт для спектроскопических исследований, работающий на основном циклотрон-

ном резонансе [16]. Эта же система будет использована при проектировании гиротрона на второй гармонике с рабочей частотой излучения 526 ГГц.

Авторы благодарны М. Ю. Глявину, В. Е. Запевалову и А. В. Седову за многочисленные полезные дискуссии в ходе выполнения данной работы.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 14-12-00887).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Litvak A. G., Denisov G. G., Myasnikov V. E., et al. // Int. J. IRMM THz Waves. 2011. V. 32, No. 3. P. 337.
2. Глявин М. Ю., Лучинин А. Г., Мануилов В. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 8–9. С. 666.
3. Bratman V. L., Bogdashov A. A., Denisov G. G., et al. // Int. J. IRMM THz Waves. 2012. V. 33, No. 7. P. 715.
4. Booske J. H., Dobbs R. J., Joye C. D., et al. // IEEE Trans. Terahertz Sci. Technology. 2011. V. 1, No. 1. P. 54.
5. Thumm M. State-of-the-Art of High Power Gyro-Devices and Free Electron Masers. Karlsruhe: KIT Scientific Publishing, 2013. 138 p.
6. Глявин М. Ю., Денисов Г. Г., Запевалов В. Е. и др. // Радиотехника и электроника. 2014. Т. 59, № 8. С. 745.
7. Цимринг Ш. Е. Лекции по электронике СВЧ (3-я Зимняя школа-семинар для инженеров). Кн. 4. Саратов: СГУ, 1974. С. 3.
8. Цимринг Ш. Е. Введение в высокочастотную вакуумную электронику и физику электронных пучков. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2012. 576 с.
9. Цимринг Ш. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1972. Т. 15, № 8. С. 1247.
10. Lygin V. K. // Int. J. Infrared Millimeter Waves. 1995. V. 16, No. 2. P. 363.
11. Kuftin A. N., Lygin V. K., Tsimring Sh. E., Zapevalov V. E. // Int. J. Electron. 1992. V. 72, No. 5–6. P. 1145.
12. Лыгин В. К., Цимринг Ш. Е. // Журн. техн. физики. 1973. Т. 43, № 8. С. 1695.
13. Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24, № 4. С. 491.
14. Мануилов В. Н., Полушкина С. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 10. С. 795.
15. Krivosheev P. V., Lygin V. K., Manuilov V. N., Tsimring Sh. E. // Int. J. Infrared Millimeter Waves. 2001. V. 22, No. 8. P. 1119.
16. Glyavin M., Chirkov A., Denisov G., et al. // Proc. 9th Int. Workshop on Strong Microwaves and Terahertz waves: Sources and Applications, Nizhny Novgorod, Russia, July 24–30, 2014. P. 203.
17. Kuftin A. N., Lygin V. K., Manuilov V. N., et al. // Int. J. Infrared Millimeter Waves. 1999. V. 20, No. 3. P. 361.

Поступила в редакцию 25 декабря 2014 г.; принята в печать 19 мая 2015 г.

THE ELECTRON-OPTICAL SYSTEM OF A GYROTRON FOR SPECTROSCOPY RESEARCH WITH AN OPERATING FREQUENCY OF 263 GHz

A. N. Kuftin and V. N. Manuilov

We describe specific features of modeling numerically the operation of magnetron-injection guns, which form high-quality helical electron beams in gyrotrons operated in the short-wave part of the

A. H. Куфтин, В. Н. Мануилов

millimeter-wave band (at a wavelength of 1 mm). As an example, we consider the gun of a gyrotron having an operating frequency of 263 GHz designed for spectroscopic research. It is shown that there are good reasons to perform calculations and optimization of the magnetron-injection gun in two steps. At the first step, a simplest two-dimensional model can be used, which allows only for the influence of the field of the electrodes and the intrinsic space charge of the beam on the beam parameters. At the second, final stage one should allow for such factors as roughness of the emitting surface and thermal velocities of electrons. The function of electron distribution with respect to oscillatory velocities and the coefficient of electron reflection from the magnetic mirror should be calculated. It is demonstrated that the magnetron-injection gun, which is optimized by the method presented, is sufficiently universal and can be operated both at the first and second cyclotron-frequency harmonics. This opens up the possibility of developing gyrotrons for spectroscopy applications at frequencies of 263 and 526 GHz, respectively, which are highly sought for in biologic and medical research.