

УДК 621.385.6

## ИССЛЕДОВАНИЕ ГИРОТРОНОВ С СИНТЕЗИРОВАННЫМИ МАГНЕТРОННО-ИНЖЕКТОРНЫМИ ПУШКАМИ В РЕЖИМЕ ОГРАНИЧЕНИЯ ТОКА ПРОСТРАНСТВЕННЫМ ЗАРЯДОМ

*В. Н. Мануилов, Б. В. Райский, Ш. Е. Цимринг*  
Нижегородский госуниверситет, Н. Новгород, Россия

*Е. А. Солуянова*

Нижегородский филиал "Гиком-НН" ЗАО НПП "Гиком", Н. Новгород, Россия

*Изложена методика синтеза работающих в режиме ограничения тока пространственным зарядом магнетронно-инжекторных пушек (МИП) для гиротронов. Дан расчет рабочих параметров системы формирования. Произведено сравнение результатов экспериментальных исследований синтезированных МИП в анализаторе электронных пушек в моделирующем режиме с теоретическими расчетами. Предложена методика измерения параметров электронного пучка непосредственно в рабочем режиме гиротрона. Приведены результаты исследования экспериментального образца гиротрона в режиме генерации.*

Магнетронно-инжекторные пушки (МИП) используются для формирования винтовых электронных пучков (ВЭП) в мощных СВЧ-генераторах — гиротронах. Гиротроны применяются, главным образом, в системах электронно-циклотронного нагрева плазмы в установках термоядерного синтеза [1, 2] (в России, например, в установках типа Токамак в ИЯС РНЦ "Курчатовский институт", стеллараторе "Ливень-2" в ИОФ АН). Их основные перспективы развития связаны с требованиями программы ИТЕР [3] и формулируются как достижение мегаваттного уровня мощности в режиме непрерывной генерации. Другим практическим приложением является использование непрерывных гиротронов с мощностью в пределах 50 кВт в технологических процессах, основанных на СВЧ-нагреве [4].

Традиционно в промышленных гиротронах используются МИП, работающие в режиме температурного ограничения эмиссии —  $T$ -режиме [5].

Один из основных недостатков таких МИП — существование эффекта неуправляемого нарастания тока эмиссии [6]. Данный эффект инициируется электронами, отраженными от магнитной пробки в плавно нарастающем магнитном поле. Электроны накапливаются в образующейся между катодом и резонатором адиабатической магнитной ловушке (рис. 1) и, совершая в ней продольные колебания, приводят к высокочастотным неустойчивостям в пучке и ускорению электронов ВЧ-полем [6]. В результате развивается лавинообразный процесс бомбардировки катода запертыми частицами, его разогрева и практически неуправляемого нарастания тока пучка и, в конечном итоге, электрического пробоя. Описанный эффект обычно не успевает развиваться в короткоимпульсных генераторах, но ограничивает мощность и КПД длинноимпульсных гиротронов. При переходе к непрерывному режиму генерации на него накладывается нагрев катода паразитной СВЧ-мощностью, потерянной в вакуумном объеме, и проблема стабилизации тока оказывается очень актуальной.

Разработка МИП, работающих в режиме ограничения тока пространственным зарядом на катоде ( $\rho$ -режиме), способствует решению данной проб-

лемы, так как при эмиссии из области полного пространственного заряда ток полностью определяется геометрией пушки и анодным напряжением и не зависит от температуры катода. Кроме того, из-за равенства нулю напряженности электрического поля на эмиттере в  $\rho$ -режимных пушках снижается вероятность пробоев, что способствует повышению надежности и долговечности как эмиттера, так и гиротрона в целом. Фактор эмиссии из области полного пространственного заряда также сглаживает влияние шероховатостей эмиттирующей поверхности, неоднородности нагрева и неравномерности эмиссии с различных участков катода на параметры формируемого пучка. Наконец, упрощается эксплуатация прибора, так как отпадает необходимость регулирования нагрева катода для обеспечения нужного тока пучка. Поэтому исследование МИП в  $\rho$ -режиме (МИПР) представляет практический интерес.

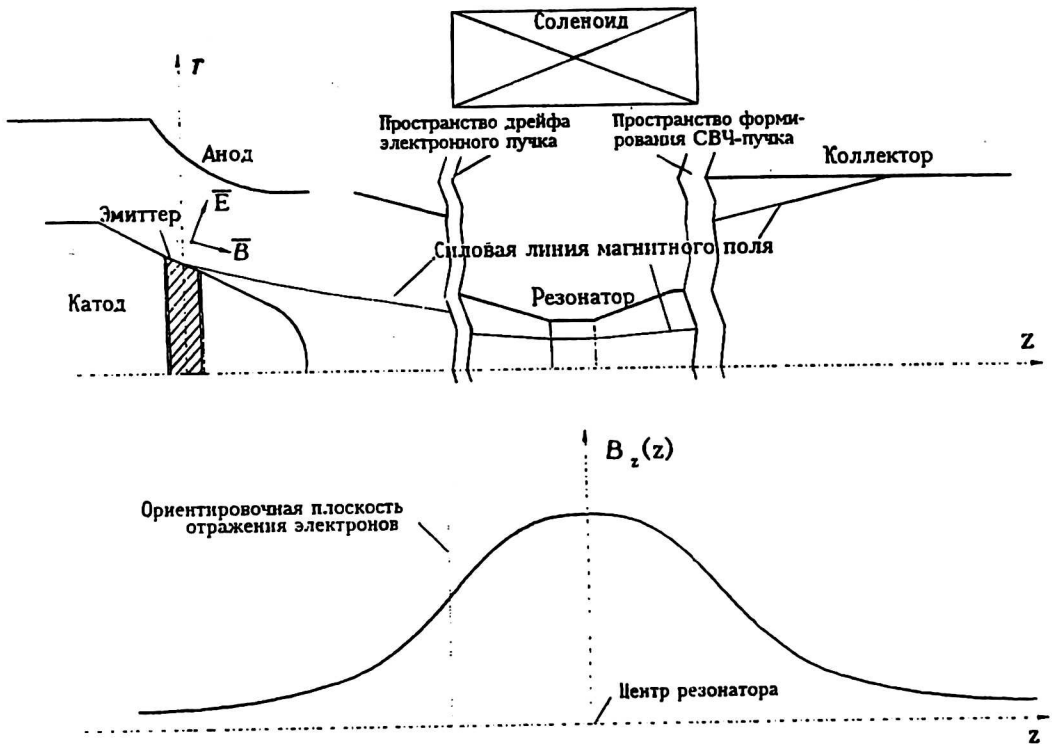


Рис. 1. Схема электронно-оптической системы и распределения осевого магнитного поля в гиротроне

### Методика теоретического расчета магнетронно-инжекторных пушек

В традиционных МИП в  $T$ -режиме поле пространственного заряда носит характер поправки к холодному полю электродов, поэтому здесь эффективным оказывается подход, основанный на комбинации адиабатической теории без учета объемного заряда пучка и последующего траекторного анализа с учетом кулоновского поля потока [7]. Исходная геометрия пушки при этом может быть найдена на основе модели коинического диода в наклонном магнитном поле и расчета поперечного адиабатического инварианта электронов [8].

В режиме ограничения тока пространственным зарядом кулоновское поле потока в значительной степени определяет параметры формируемого электронного пучка и оптимальную геометрию пушки. Кроме того, процесс приобретения электронами осцилляторной энергии на начальном участке траектории носит принципиально неадиабатический характер, так как эмиссия происходит из области нулевого электрического поля. Поэтому в р-режиме для отыскания электродных конфигураций удобно использовать метод синтеза, изначально учитывающий влияние объемного заряда.

Наиболее близким к ВЭП по характеру движения электронов среди известных решений для безграничных электронных пучков является поток Драйдена [9], эмиттируемый с конического катода в магнитном поле и удовлетворяющий следующим соотношениям подобия:

скорость	$V \sim R^n$ ,
потенциал	$U \sim R^{2n}$ ,
электрическое поле	$E \sim R^{2n-1}$ ,
магнитное поле	$B \sim R^{n-1}$ ,
плотность объемного заряда	$\rho \sim R^{2n-2}$ ,
плотность тока	$j \sim R^{3n-2}$ .

Здесь  $R$  — текущий радиус в сферической системе координат;  $n$  — константа, устанавливающая характер распределения магнитного поля. В частности,  $n = 1$  соответствует однородному магнитному полю.

Поток Драйдена был использован при решении внутренней задачи синтеза. Задача рассматривалась в близком к реальному слабо неоднородном магнитном поле, при этом принималось  $n = 1 + s$ , где  $s$  — малый параметр, характеризующий эту неоднородность (рис. 2). Из уравнения силовой линии магнитного поля в точке вылета электрона из эмиттера можно показать, что

$$s = \operatorname{tg} \alpha_{\text{сл}} \operatorname{tg} \frac{\varphi_k}{2}.$$

Соответствующие уравнения внутренней задачи со слабо неоднородным нарастающим от катода к резонатору магнитным полем, аппроксимирующим реальное распределение, приведены в [10]. Там же дана связь размерных и безразмерных величин полей, скоростей, координат и т. д.

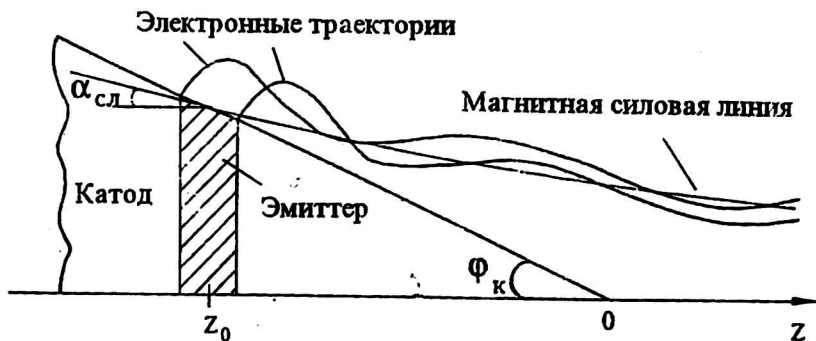


Рис. 2. Поток Драйдена с конического катода в слабо неоднородном магнитном поле

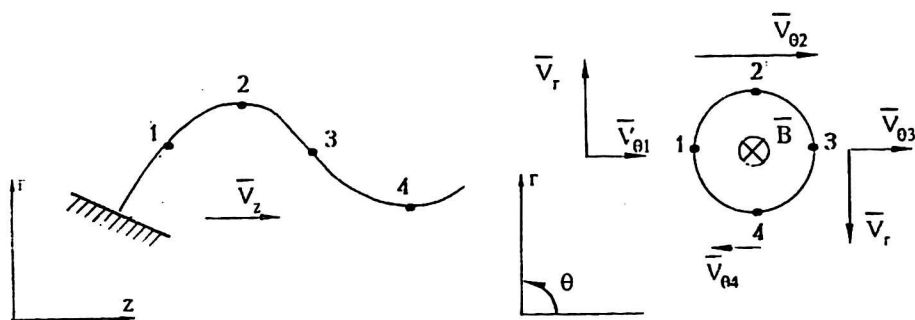
Внешняя задача синтеза решалась методом Харкера [11], основанном на аналитическом продолжении уравнений внутренней задачи и уравнений поля вне

пучка в комплексную плоскость. Получающаяся при этом система уравнений в частных производных для определения распределения потенциала вне пучка решалась методом сеток [12].

Развитый метод синтеза позволяет определить геометрию потока и электродов по трем заданным параметрам внутренней задачи — углу катода  $\varphi_k$ , параметру неоднородности магнитного поля  $s$  и параметру цилиндричности пушки  $\nu$  [13] в безразмерном виде. Для практического решения задачи необходимо связать безразмерные синтезированные параметры электронного пучка с требуемыми параметрами пучка в рабочем пространстве гиротрона. Это можно сделать, выделив безразмерную осцилляторную скорость в области пушки и связав ее с требуемой величиной доли осцилляторной энергии  $\epsilon_{\perp}$  в резонаторе прибора. На рис. 3 схематически изображены меридиональное и азимутальное сечения винтовой траектории. Точки 1—4 соответствуют четырем фазам вращения электрона.  $V_z, V_r, V_{\theta}$  — продольная, радиальная и азимутальная скорости электрона в цилиндрических координатах.

С достаточной степенью точности можно считать, что все поступательное движение заключено в скорости  $V_z$ . Азимутальная скорость  $V_{\theta}$  содержит в себе как скорость азимутального дрейфа  $V_{Ap}$  так и долю осцилляторной скорости  $V_{осц}$ . Радиальным дрейфом на достаточном удалении от эмиттера можно пренебречь. Тогда в точках 1 и 3 осцилляторная скорость равна радиальной и для ее нахождения при синтезе МИПР в процессе решения внутренней задачи фиксируется максимальная радиальная скорость в промежутке между эмиттером и точкой первого максимума траектории. Последняя принимается за осцилляторную скорость электронов в ближайшей окрестности катода и затем адиабатическим образом может быть пересчитана в любое сечение пространства дрейфа вплоть до пространства взаимодействия:

$$V_{осц} = V_{r\max} \sqrt{\alpha}, \quad \text{где } \alpha = \frac{B_0}{B_k}.$$



- в точке 1  $V_r = V_{осц}$ ,  $V_{\theta 1} = V_{Ap}$ ;  
 в точке 2  $V_r = 0$ ,  $V_{\theta 2} = V_{Ap} + V_{осц}$ ;  
 в точке 3  $V_r = V_{осц}$ ,  $V_{\theta 3} = V_{Ap}$ ;  
 в точке 4  $V_r = 0$ ,  $V_{\theta 4} = V_{Ap} - V_{осц}$ .

Рис. 3. Определение осцилляторной скорости электронов в окрестности катода

Для практических расчетов удобно использовать относительную осцилляторную энергию электронов в резонаторе, которая при использованных в работе [9] нормировках может быть выражена следующей формулой:

$$t_{\perp} = \frac{0,344}{\beta^2(U_0)} V_{r_{\max}}^2 B_0^2 r_0^2, \quad \text{где } \beta^2(U_0) = 1 - \frac{1}{(U_0 / 511 + 1)^2}.$$

Здесь  $U_0$  — потенциал резонатора, кВ;

$B_0$  — индукция магнитного поля в резонаторе, Тл;

$B_k$  — индукция магнитного поля на катоде, Тл;

$r_0$  — радиус ведущего центра винтовой траектории в резонаторе, мм.

Таким образом, разработанная методика расчета МИП в р-режиме имеет следующую последовательность.

1. Задаются рабочая частота гиротрона  $f$ , напряжение  $U_0$ , радиус электронного пучка в резонаторе  $r_0$  и ток  $I$  прибора; рассчитывается соответствующее магнитное поле  $B_0$ ; выбирается угол наклона катода  $\varphi_k$ .

2. По программе синтеза аксиально-симметричных электронно-оптических систем [14] производится пробный синтез пушки в однородном магнитном поле ( $s = 0$ ). В качестве начального приближения параметра цилиндричности  $\nu$  можно взять отношение ларморовского радиуса винтовой траектории в резонаторе к радиусу ведущего центра  $r_0$ , полученное на основе простых аналитических оценок в предположении, что  $t_{\perp} \approx 0, \nu \approx U_0 / V_{r_{\max}}$  (типичная величина для МИП гиротронов). Из решения внутренней задачи находится зависимость от продольной координаты радиальной компоненты скорости  $V_r(z)$  и соответствующее значение  $V_{r_{\max}}$  на первом витке траектории. По приведенной выше формуле рассчитывается  $t_{\perp}$  электронного пучка в резонаторе. Это можно считать первым приближением МИПР.

3. Учитывая, что

$$t_{\perp} \sim \frac{j_0^2 B_0}{B_k^5} \sim \frac{j_0^2 \alpha}{B_k^4} \sim \frac{j_0^2 \alpha^5}{B_0^4}, \quad \text{где } j_0 \text{ — плотность тока эмиссии [6],}$$

оценивается величина компрессии магнитного поля, необходимая для достижения электронным пучком в процессе адиабатического дрейфа осцилляторной энергии, обеспечивающей в резонаторе эффективное взаимодействие с высокочастотным полем. Для нахождения технически исполнимых решений в качестве дополнительной степени свободы на данном этапе присутствует плотность тока эмиссии  $j_0$ .

По результатам этапа рассчитываются параметры, характеризующие второе приближение МИПР с уточненными радиусом катода, индукцией и параметром неоднородности магнитного поля на катоде, параметром цилиндричности и шириной эмиттирующего пояса  $L$ :

$$r_k = \sqrt{\alpha} r_0,$$

$$B_k = B_0 / \alpha,$$

$$s = \operatorname{tg} \alpha_{\text{сн}}(\alpha, r_k) \operatorname{tg} \frac{\varphi_k}{2},$$

$$\nu = \frac{j_0}{\varepsilon_0 \eta^2 r_k B_k^3} = \frac{3,651 \cdot 10^{-5} j_0 [A / \text{см}^2]}{r_k [\text{мм}] B_k^3 [\text{Тл}]},$$

$$L = \frac{I}{2\pi r_k j_0}.$$

Следует отметить, что в процессе накопления опыта расчетов подобных пушек необходимость в проведении второго этапа отпадает.

4. Проверяется ламинарность синтезируемого электронного пучка (угол катода  $\varphi_k$  должен быть не менее критического  $\varphi_{кр}$ , соответствующие зависимости  $\varphi_{кр}$  от  $v$ , см, например, в [15]), производится расчет МИПР с вновь полученной цилиндричностью и другими уточненными параметрами. Из решения внутренней задачи находится траектория  $l(z)$  и распределение на ней магнитного поля  $\vec{B}(z)$ , компонент скорости  $\vec{V}(z)$ , потенциала  $U(z)$ . Аналогично п.2 рассчитывается  $t_{\perp}$  в резонаторе для случая адиабатической транспортировки пучка. Из сравнения максимального потенциала на траектории и предполагаемого анодного потенциала оценивается закритичность пушки, чтобы избежать токоперехвата на анод. Дополнительным небольшим изменением цилиндричности добиваются требуемых параметров формируемого ВЭП, получая таким образом третье, окончательное приближение МИПР.

5. На основе решения внешней задачи синтеза, полученной в результате трехэтапного итерационного процесса расчета пушки, строится система внутренних и внешних электродов.\* Для практического изготовления синтезированные электроды подвергаются соответствующей коррекции, и скорректированная конфигурация анализируется методом траекторного анализа [16]. Траекторный анализ необходим для учета неадиабатических эффектов, возникающих при транспортировке пучка, и для более точного расчета разброса электронных скоростей в пучке.

На рис. 4 изображена МИП, рассчитанная по изложенной выше методике. Ее основные параметры приведены в табл. 1.

Таблица 1

Параметры синтезированного образца пушки

$\lambda$ , мм	$E_n$ , Тл	$U_n$ , кВ	$v$	$j_n$ , А/см <sup>2</sup>	$r_n$ , мм	$r_a$ , мм	$\alpha$	$t_{\perp}$	$U_a$ , кВ
8	0,57	30	0,065	1,5	4,9	20	16,7	0,6	23

Пушка такого типа с отделенным анодом может быть использована в низкочастотном непрерывном гиротроне с длиной волны 18 мм на первой гармонике гирочастоты или 9 мм — на второй гармонике. Согласно результатам синтеза и траекторного анализа в рабочем режиме, величина  $t_{\perp} \approx 0,6$  при плотности эмиссионного тока 1,5 А/см<sup>2</sup> и анодном напряжении 23 кВ относительно катода. При ширине эмиттирующего пояса 1,6 мм расчетный ленгмюровский ток составляет 3,6 А.

### Результаты экспериментальных измерений характеристик электронной пушки

Пушка, изображенная на рис. 4, исследовалась в моделирующем режиме\*\* в анализаторе электронных пушек [17]. Задача экспериментов в первую очередь состояла в отработке конструкции и технологии изготовления катодного узла, обеспечивающих получение контрастной эмиссии и достижение р-режима в МИП. Не меньший интерес представляли и измерения относительной осцилляторной энергии и скоростного разброса в электронном пучке, позволяющие судить о корректности разработанной методики синтеза МИП в р-режиме и возможности использования указанной МИП в гиротронах.

\* Релейные линейные размеры электродов получают из безразмерных путем умножения их на  $r_k$  [11].

\*\* Режим работы пушки, при котором все ускоряющие напряжения уменьшаются в  $K$  раз, магнитные поля — в  $\sqrt{K}$  раз, а ток — в  $K^{3/2}$  раза. Электронные траектории при этом не меняются.

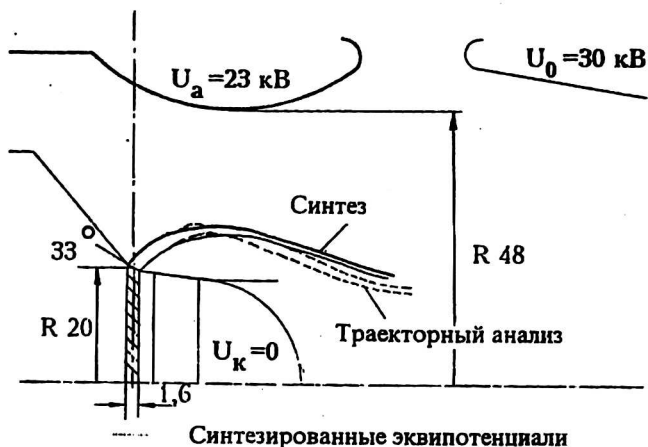


Рис. 4. Конфигурация электродов и электронные траектории в экспериментальном образце пушки

Окончательная конструкция катодного узла схематически изображена на рис. 5. Контрастная эмиссия была получена в результате вариаций материалов эмиттера и фокусирующих электродов, геометрии тепловых развязок между ними и использования различных омических подогревателей.

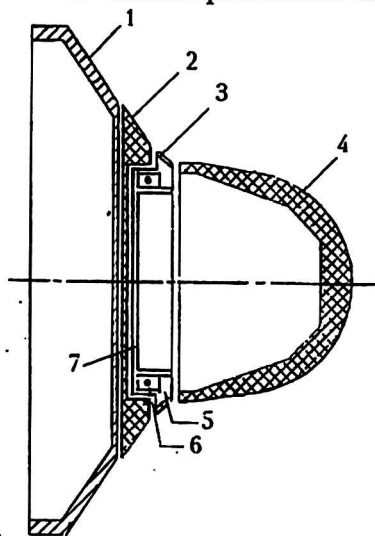


Рис. 5. Схема катодного узла экспериментальной пушки:

- 1 — задний фокусирующий экран, металл;
- 2 — задний фокусирующий экран, графит;
- 3 — эмиттер;
- 4 — передний фокусирующий экран; графит,
- 5 — kern;
- 6 — подогреватель;
- 7 — камера подогревателя

О контрастности эмиссии и выходе в  $\rho$ -режим в каждом из вариантов можно судить по накальным характеристикам (зависимостям тока эмиссии от мощности накала омического подогревателя катода), снимаемым в отсутствии внешнего магнитного поля. Накальные характеристики высокотемпературного катода в различных моделирующих режимах приведены на рис. 6. Как видно, в оптимальной конструкции катодного узла сначала наблюдается рост тока  $I_a$  с ростом мощности накала  $P_{\text{нак}}$ , соответствующий эмиссии в  $T$ -режиме, затем — насыщение тока, соответствующее  $\rho$ -режиму. При плохой контрастности эмиссии по мере нагревания катодного узла включаются источники паразитной эмиссии (это могут быть кромки керна или фокусирующие электроды, покрытые мигрирующим и распыленным эмитирующим веществом). В результате переход к насыщению эмиссии сменяется новым режимом ее увеличением.

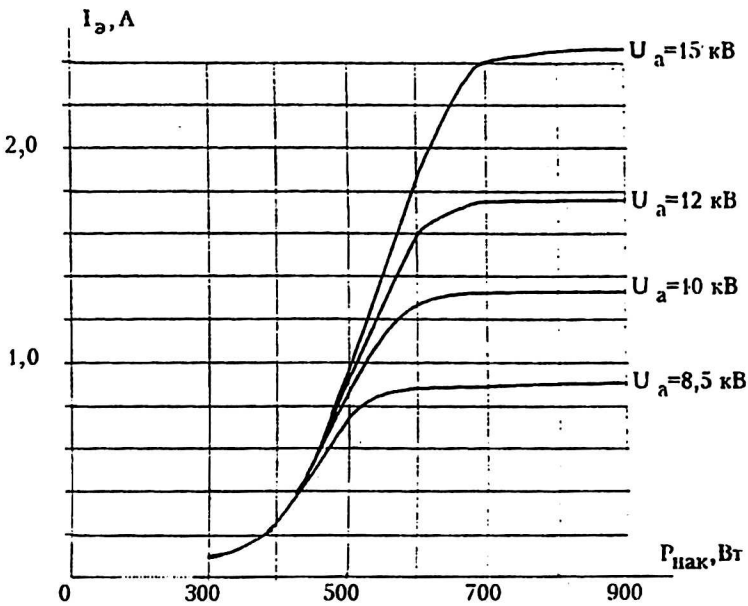


Рис. 6. Накальные характеристики экспериментальной пушки с оптимизированной конструкцией катодного узла

На рис. 7, а приведены серии вольт-амперных характеристик, полученных в анализаторе электронных пушек в короткоимпульсном режиме в отсутствии магнитного поля ( $B = 0$ ). Видно, что до  $U_a = 15$  кВ катод работает в  $\rho$ -режиме при  $P_{\text{анк}} \geq 670$  Вт. Это подтверждается отсутствием роста тока эмиссии с увеличением температуры катода и хорошим соответствием вольт-амперной характеристики закону "трех вторых". Аналогичные графики снимались также в моделирующем магнитном поле (см. рис. 7, б). Испытания показали, что расчетные кривые располагаются между экспериментальными для случаев  $B = 0$  и  $B \neq 0$ . Завышенное значение тока в отсутствие магнитного поля объясняется повышенной экранировкой катода закрученным электронным пучком по сравнению с прямолинейно направленным на анод. Возможное превышение расчетного тока над током, полученным в моделирующем магнитном поле, объясняется дополнительной экранировкой отраженными от магнитной пробки электронами.

Наибольший интерес представляют измерения скоростного разброса  $\delta V_{\perp}$  и средней осцилляторной энергии  $\bar{\epsilon}_{\perp}$  электронов в пучке в расчетном режиме и при отстройке от него изменением индукции магнитного поля. На рис. 8 изображены соответствующие графики, снятые в анализаторе для пушки, изображенной на рис. 4. Наблюдается ярко выраженный оптимум осцилляторной энергии и скоростного разброса в зависимости от магнитного поля, располагающийся в окрестности расчетного поля. Измеренное  $\bar{\epsilon}_{\perp}$  при этом составило 0,62, что вполне согласуется с прогнозируемой синтезом и траекторным анализом величиной 0,6. Величина скоростного разброса  $\sim 50\%$  является приемлемой для использования пушки в гиротроне [18]. При этом следует учитывать, что в  $T$ -режимных пушках на уровне тока  $\sim 10\%$  от ленгмюровского скоростной разброс обычно составляет  $\sim 30\%$  и растет с увеличением тока [19].

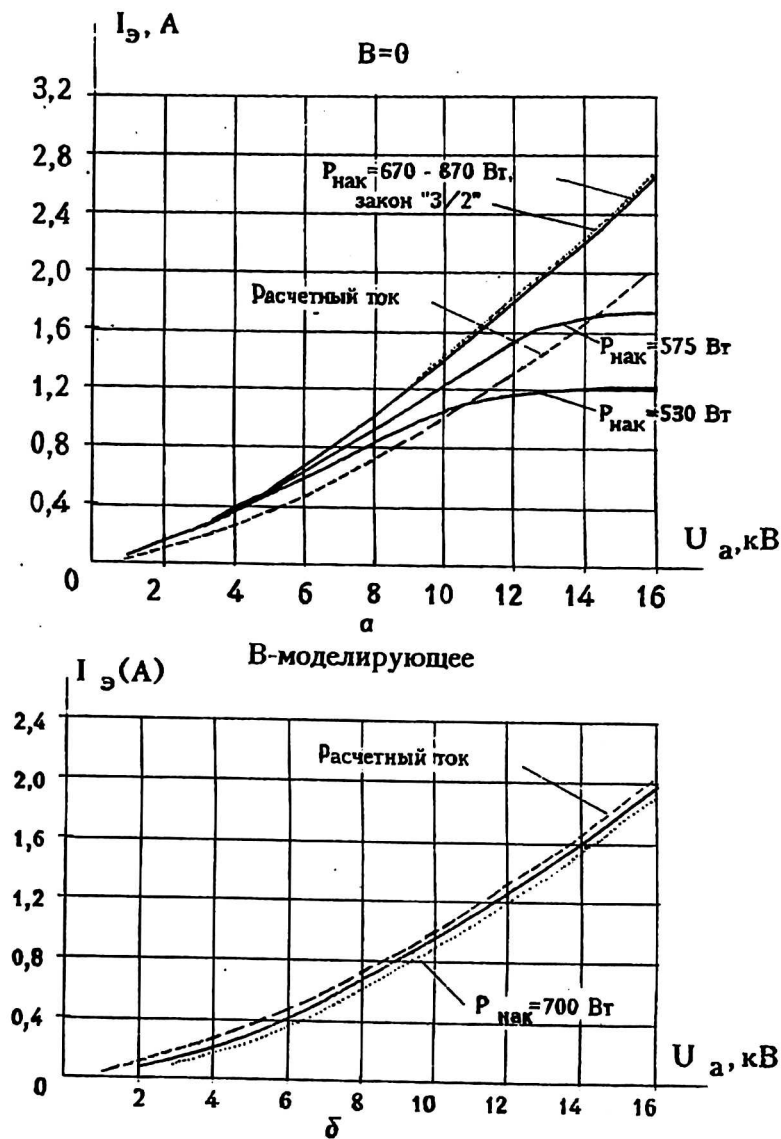


Рис. 7. Вольт-амперные характеристики экспериментальной пушки (а, б):  
 - - - - - зависимость, описываемая законом "3/2"

Измерения характеристик МИПР в анализаторе электронных пушек показали наличие более сложных, чем в пушках, работающих в  $T$ -режиме, двухсторонних связей параметров формируемого электронного пучка и катодного магнитного поля. Был получен эффект сильной зависимости тока эмиссии от магнитной индукции в некоторой окрестности расчетного магнитного поля (рис. 9). Причина провала тока заключается в большом количестве отраженных от магнитной пробки электронов в интервале магнитных полей, предшествующих рабочему полю. В этом случае поперечная скорость недостаточна, чтобы эмиттируемые электроны достигали анода, но больше той, при которой они дрейфуют до пространства взаимодействия. Отраженные от магнитной пробки электроны подавляют эмиссию из области полного пространственного заряда. Объясняется это перераспределением электрического поля в окрестности эмиттера вследствие увеличения пространственного заряда.

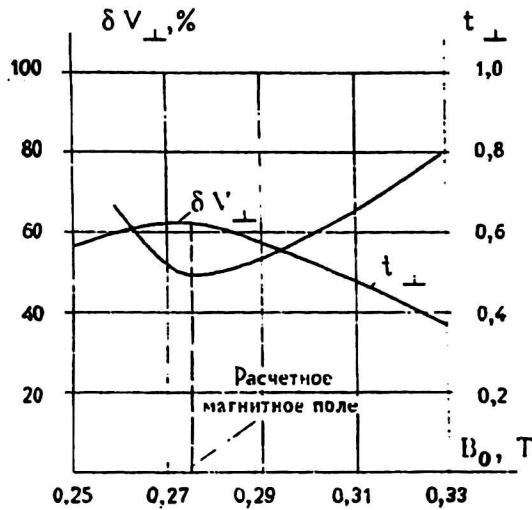


Рис. 8. Параметры пучка в резонаторе (измерения в анализаторе)

Таким образом, выделяются два режима предрабочего состояния пушки: режим полного токоперехвата, когда ток анода равен току эмиссии и ток коллектора равен нулю, и режим магнитной пробки, когда ток анода со скоростью, зависящей от разброса начальных скоростей электронов, позиционного разброса и геометрии анода, спадает до нуля, появляется коллекторный ток, а ток эмиссии сначала спадает вместе с анодным током, затем восстанавливается по мере увеличения доли электронов, преодолевающих пространство дрейфа и попадающих на коллектор. После прохождения режима магнитной пробки ток вырастает до величины, меньшей, чем в режиме токоперехвата, так как винтовой пучок экранирует эмиттер, увеличивая тем самым потенциальный барьер для эмиттируемых электронов.

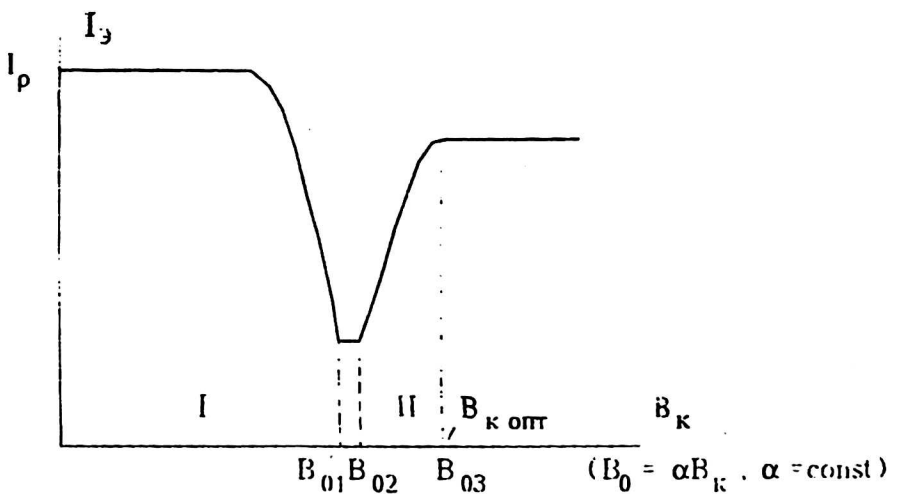


Рис. 9. Эмиссионная характеристика пушки в зависимости от магнитного поля на катоде:  
I — режим полного токоперехвата; II — режим магнитной пробки

Глубина и ширина провала тока зависят в основном от степени закритичности пушки. Если степень закритичности такова, что все электроны, не перехваченные анодом, достигают резонатора, провала тока не происходит совсем. В сильно закритической пушке эмиссия может упасть в три и более раз по сравнению с рабочей. Крутизна спада определяется разбросом скоростей электронов в прикатодной области, а крутизна нарастания — разбросом в пространстве взаимодействия.

На рис. 9 через  $B_{к.опт}$  обозначено соответствующее оптимальное магнитное поле на катоде, при котором достигается максимальная относительная осцилляторная энергия электронов при условии минимального отражения. В этой точке МИПР формирует наиболее закрученный пучок, обеспечивающий макси-мально возможный коэффициент полезного действия прибора.

Основываясь на сделанных выводах о причинах саморегуляции тока в МИПР, можно предложить следующую методику оценки параметров формируемого пушкой электронного пучка по кривым зависимости  $I_3(B_0)$ . Рекомендуемая последовательность действий такова.

1. Выставляется магнитное поле резонатора заведомо большее рабочего значения, напряжения (резонатора и анода) — рабочие, длительность импульса — исходя из возможностей коллектора электронов при условии отсутствия генерации в гиротроне.

2. При плавном понижении магнитного поля достигается момент начала снижения эмиссионного тока, фиксируется точка  $B_{03}$  (см. рис. 9). Значение индукции  $B_{03}$  должно соответствовать расчетному полю резонатора, так как это оптимальный режим работы пушки. В случае отклонения эти значения должны быть приведены в соответствие путем дополнительного изменения магнитного поля на катоде за счет использования внешних катодных магнитных катушек или небольшого передвижения гиротрона вдоль оси магнитного поля.

3. В моделирующем режиме, обеспечивающем сохранность анода, снимается вся зависимость  $I_3(B_0)$ . Фиксируется момент окончания токоперехвата на анод, магнитная индукция пересчитывается на рабочие режимы — точка  $B_{01}$ .

4. В рабочем режиме снимается зависимость  $I_3(B_0)$  на участке между точками  $B_{01}$  и  $B_{03}$ . Фиксируется момент начала обратного возрастания тока — точка  $B_{02}$ . Таким образом, на участке  $B_{01}—B_{02}$  практически все эмиттированные электроны в процессе дрейфа набирают осцилляторную скорость, соответствующую  $t_{\perp} = 1$ , и отражаются от магнитной пробки, не доходя до резонатора. Можно считать, что в точке  $B_{02}$  фракция электронов, имеющих минимальную осцилляторную энергию, долетает до резонатора с  $t_{\perp min} = 1$ . На участке  $B_{02} — B_{03}$  происходит нарастание количества достигших резонатора электронов. В точке  $B_{03}$  уже фракция электронов, имеющих максимальную осцилляторную энергию, долетает до резонатора с  $t_{\perp max} = 1$ . В плоскости  $(B_0; t_{\perp})$  (рис. 10) проставляются соответствующие две точки  $(B_{02}; 1)$  и  $(B_{03}; 1)$ , и исходя из соотношения  $t_{\perp}(B_0) \sim 1/B_0^4$  для электронных пучков, формируемых в р-режиме, строятся зависимости  $t_{\perp}(B_0)$  для крайних фракций потока. Средняя относительная осцилляторная энергия электронов в резонаторе с произвольным магнитным полем  $B_0$  вычисляется из соотношения:

$$\sqrt{t_{\perp ф}(B_0)} = \frac{\sqrt{t_{\perp max}(B_0)} + \sqrt{t_{\perp min}(B_0)}}{2}$$

Разброс поперечных скоростей электронов:

$$\delta V_{\perp}(B_0) = \frac{\sqrt{t_{\perp max}(B_0)} - \sqrt{t_{\perp min}(B_0)}}{\sqrt{t_{\perp ф}(B_0)}}$$

Учитывая, что в оптимальном режиме  $B_0 = B_{03}$ :

$$\sqrt{t_{\perp \text{cp}}(B_{0 \text{опт}})} = \frac{1 - \sqrt{t_{\perp \text{min}}(B_{03})}}{2}, \quad \delta V_{\perp}(B_{0 \text{опт}}) = \frac{1 - \sqrt{t_{\perp \text{min}}(B_{03})}}{\sqrt{t_{\perp \text{cp}}(B_{03})}}.$$

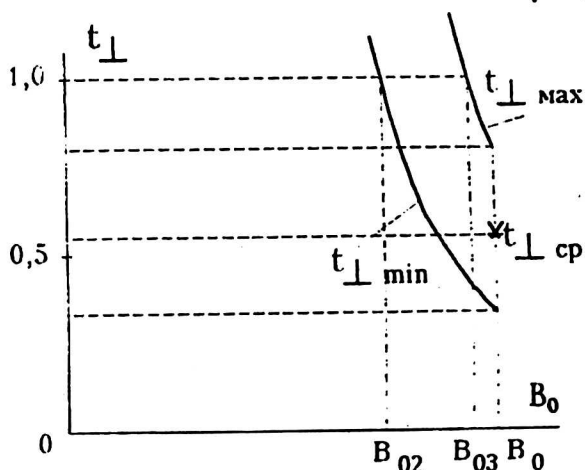


Рис. 10. Вспомогательные кривые для определения  $t_{\perp \text{cp}}$  и  $\delta V_{\perp}$  в рабочем режиме гиротрона

Основными преимуществами развитой методики по сравнению с методикой, основанной на методе тормозящего поля, являются простота, отсутствие необходимости изготовления специального анализатора и возможность проведения оценок в рабочих условиях, поскольку для определения параметров пучка достаточно знать точки  $B_{02}$  и  $B_{03}$  на кривой  $I_3(B_0)$ . Все измерения могут проводиться непосредственно в гиротроне в рабочих режимах. Параллельно производится настройка генератора на оптимальный режим пушки. Для исследуемой пушки, эмиссионная характеристика которой изображена на рис. 9, графики  $t_{\perp}(B_0)$  приведены на рис. 10. В оптимальном режиме  $B_{03}=0,57$  Тл,  $t_{\perp \text{max}}=1,0$ ,  $t_{\perp \text{min}}=0,41$ ,  $t_{\perp \text{cp}}=0,67$ ,  $\delta V_{\perp} \approx 44$  %. Этот результат очень близок к полученному при измерении параметров электронного пучка в моделирующем режиме на анализаторе электронных пушек.

В случае, когда малая степень закритичности пушки или большой скоростной разброс в пучке не позволяют получить полочку на графике  $I_3(B_0)$ , может быть произведена только грубая оценка средней осцилляторной энергии и разброса поперечных скоростей электронов "сверху" и "снизу". При этом зависимость  $I_3(B_0)$  приобретает вид, изображенный на рис. 11. Тогда за значение  $B_{02 \text{min}}$ , при котором заведомо весь пучок отражается от магнитной пробки, принимается точка пересечения прямой, продолжающей нарастающий участок эмиссионной характеристики, с осью  $(0; B_0)$ , а за значение  $B_{02 \text{max}}$ , при котором часть пучка уже точно достигает резонатора, принимается  $B_0$ , соответствующее минимальному  $I_3$ . В этом случае  $B_{02 \text{min}}$  и  $B_{02 \text{max}}$  позволяют рассчитать зону, в которой находится величина  $t_{\perp \text{min}}$  (см. заштрихованную область на рис. 12). Соответственно для  $t_{\perp \text{cp}}$  и  $\delta V_{\perp}$  тоже получают некоторые зоны допустимых значений. В остальном расчет полностью аналогичен вышеизложенному. В качестве примера на рис. 11 приведена характеристика той же исследуемой пушки в режиме с произвольно пониженными резонаторным и анодным напряжениями. Соответствующие графики  $t_{\perp}(B_0)$  для оценки "сверху" и "снизу" приведены на

рис. 12. Параметры пучка в оптимальном режиме оцениваются следующим образом:  $t_{\perp \max} = 1,0$ ;  $0,18 \leq t_{\perp \min} \leq 0,39$ ;  $0,51 \leq t_{\perp \text{ср}} \leq 0,66$ ;  $46 \% \leq \delta V_{\perp} \leq 81 \%$ .

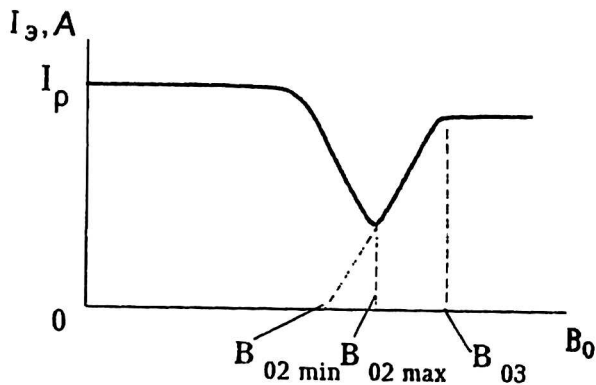


Рис. 11. Эмиссионная характеристика слабо закритической пушки

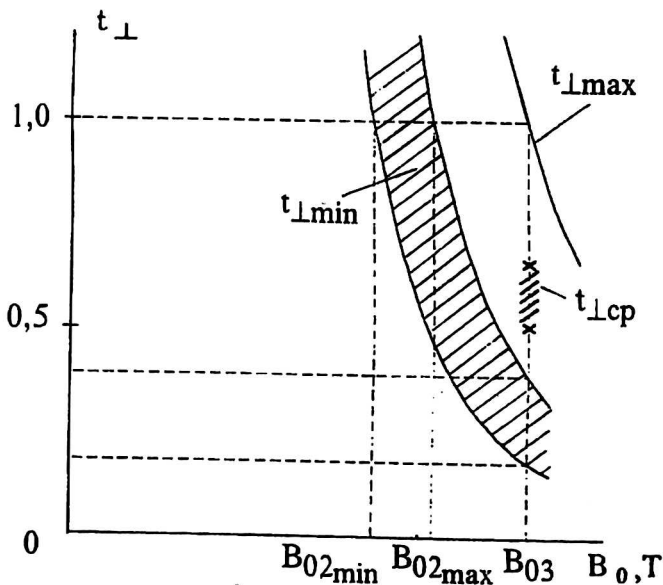


Рис. 12. Вспомогательные кривые для определения  $t_{\perp \text{ср}}$  и  $\delta V_{\perp}$  слабо закритической пушки

### Экспериментальные характеристики гиротрона с синтезированной МИПР

Ниже кратко изложены основные результаты измерений в режиме генерации выходных параметров экспериментального образца гиротрона 3-мм диапазона длин волн с МИПР. Геометрия и электрический режим пушки определялись по методике п. 1, параметры пушки и электронно-оптической системы следующие:

Длина волны на моде $TE_{24}$ , мм .....	3,6
Параметр цилиндричности пушки .....	0,03
Плотность тока эмиссии, $A/cm^2$ .....	2,55
Ленгмюровский ток, А .....	6,1
Радиус пучка в резонаторе, мм .....	2,68

Магнитное поле на катоде, Тл ..... 0,054  
 Коэффициент магнитной компрессии ..... 55,8

Конфигурация электродов пушки близка к исследованной ранее в анализаторе (рис. 13), и, в частности, использован тот же катод, что и в МИП, рис. 4. Вывод СВЧ-мощности осуществлялся на рабочем типе волны  $TE_{24}$ , что позволило дополнительно посмотреть возможности генерации на соседних модах ( $TE_{43}$  — “снизу” по магнитному полю,  $TE_{53}$  — “сверху”). Результаты измерений в режимах с максимальной мощностью представлены в табл. 2, длительность импульса составляла 40 мс.

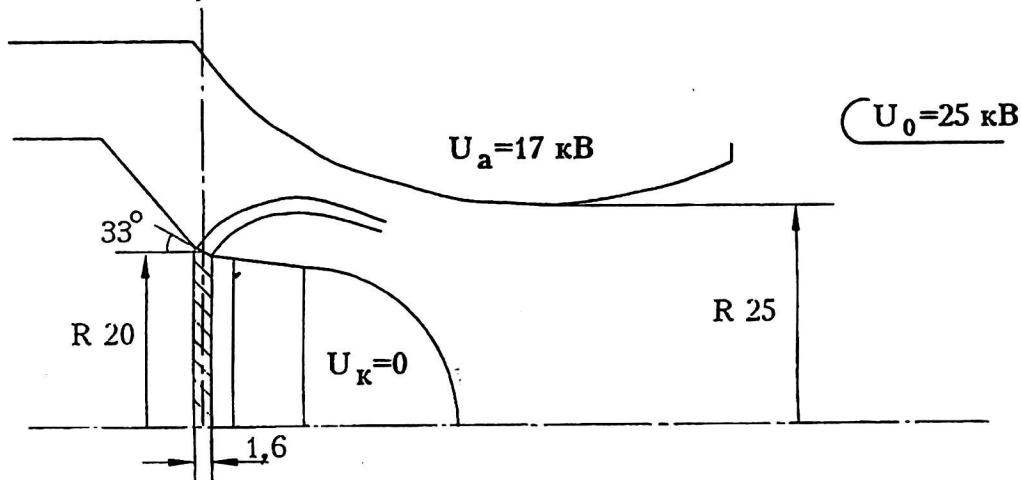


Рис. 13. Конфигурация пушки экспериментального образца гиротрона

Таблица 2

**Результаты испытаний экспериментального образца гиротрона**

Показатели	Тип волны		
	$TE_{24}$	$TE_{43}$	$TE_{53}$
Магнитное поле на катоде, Тл	0,055	0,053	0,058
Ток эмиссии, А	4,0	3,7	5,2
Рабочее напряжение, кВ	25	25	27
Анодное напряжение, кВ	15	15	16
Генерируемая мощность, кВт	31	31	57
КПД, %	31	33,5	40,5

Испытания подтвердили сильную зависимость параметров формируемого электронного пучка от магнитных условий на катоде. На модах  $TE_{24}$ ,  $TE_{43}$  рабочие режимы находились в области с экранировкой катода большим количеством отраженных электронов, поэтому токи эмиссии в р-режиме значительно меньше расчетных. Наиболее близким к оптимальному оказался рабочий режим гиротрона, настроенного на тип волны  $TE_{53}$ , поэтому там получена наиболее эффективная генерация на токе, максимально приближенном к расчетному.

### З а к л ю ч е н и е

В гиротронах возможно использование магнетронно-инжекторных пушек, спроектированных на основе метода синтеза и работающих в режиме ограничения тока пространственным зарядом. Расчетные параметры ВЭП, полученные на основе метода синтеза, хорошо согласуются с результатами траек-

торного анализа и экспериментальными характеристиками ВЭП, измеренными методом тормозящего поля. Применение графита и углеродных композитных материалов в конструкции катодного узла позволяет улучшить контрастность эмиссии.

В МИП гиротронов, работающих в режиме ограничения тока пространственным зарядом, возможно резкое падение тока пучка в окрестности рабочего магнитного поля, вызванное дополнительной экранировкой эмиттера отраженными от магнитной пробки электронами. Параметры электронных пучков, формируемых МИПР, могут быть измерены непосредственно в рабочем режиме гиротрона на основе зависимостей эмиссионного тока катода от величины катодного магнитного поля. Согласно экспериментальным данным, гиротроны с МИПР могут иметь КПД, не уступающий КПД гиротронов с традиционными системами формирования ВЭП.

### Литература

1. Strelkov V. S. et al. Tokamak and gyrotrons in RRC "Kurchatov Institute": Proceedings of the international workshop "Strong microwaves in plasmas". — Russia, N. Novgorod, IAP RAS, 1997. V. 1. P. 7—11.
2. Akulina D. K. et al. Plasma heating in L-2M stellarator by 75 GHz microwave radiation: Abstracts of the international workshop "Strong microwaves in plasmas". — Russia, N. Novgorod, IAP RAS, 1996, Н-8.
3. Богданов С. Д., Курбатов В. И., Малыгин С. А., Орлов В. Б., Солуянова Е. А., Тай Е. М. Мощные промышленные гиротроны для термоядерного применения. — В кн.: Тез. докл. VI Всерос. конф. "Инженерные проблемы термоядерных реакторов". — Санкт-Петербург, ЦНИИатоминформ, 1997. С. 73.
4. Antakov I. I., Gachev I. G., Kurbatov V. I., Sokolov E. V., Solujanova E. A., Zasyrkin E. V. KA-band and W-band 10 kW CW high efficiency gyrotrons for materials processing//Proceedings of the international workshop "Strong microwaves in plasmas". — Russia, N. Novgorod, IAP RAS, 1997. V. 2. P. 679—688.
5. Запевалов В. Е., Лыгин В. К., Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. Электронно-оптические системы мощных МЦР//В сб.: Гиротроны. Горький: ИПФ АН СССР, 1980. С. 5—32.
6. Цимринг Ш. Е. Формирование винтовых электронных пучков. — В кн.: Лекции по электронике СВЧ (3-я зимняя школа-семинар для инженеров). Кн. 4. Саратов: СГУ, 1974. С. 3—94.
7. Гольденберг А. Л., Лыгин В. К., Мануилов В. Н., Петелин М. И., Цимринг Ш. Е. Адиабатическая теория и траекторный анализ пушек гиротронов//В сб.: Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 107—121.
8. Гольденберг А. Л., Панкратова Т. Б. Адиабатическая теория электронных пушек МЦР// Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1971, №9. С. 81—89.
9. Druyden V. W. Exact solutions for space-charge flow in spherical coordinates with application to magnetron-injection guns//J. Appl. Phys., 1962. V. 33. №10. P. 3118—3125.
10. Солуянова Е. А. Поток Драйдена в слабо неоднородном магнитном поле.//Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1995. Т. 38. № 6. С. 596—603.
11. Harker K. J. Determination of electrode shapes to axially symmetric electron guns//J. Appl. Phys., 1960. V. 31. №12. P. 2165—2170.
12. Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. Синтез аксиально-симметричных систем формирования винтовых электронных пучков// Радиотехника и электроника, 1978. Т. 23. №7. С. 1486—1495.
13. Мануилов В. Н., Цимринг Ш. Е. Теория формирования сильноточных винтовых электронных пучков//В сб.: Гиротрон. Горький: ИПФ АН СССР, 1981. С. 86—106.

14. В а ш к о в с к и й А. В., С о л у я н о в а Е. А., С ы р о в о й В. А., Ц и м р и н г Ш. Е. Внешняя задача синтеза для точных решений уравнений электростатического пучка//Радиотехника и электроника, 1986. Т. 31. №4. С. 783—791.

15. М а н у и л о в В. Н., Р а й с к и й Б. В., С о л у я н о в а Е. А., Ц и м р и н г Ш. Е. Теоретическое и экспериментальное исследование магнетронно-инжекторных пушек гиротронов в режиме ограничения тока пространственным зарядом//Радиотехника и электроника, 1995. Т. 61. №4. С. 648—655.

16. L y g i n V. K., M a n u i l o v V. N., T s i m r i n g Sh. E. Effective code for numerical simulation of the helical relativistic electron beam//В кн.: Proceedings of the 11-th international conference on High Power Particle Beams. 1996. V. 1. P. 385—388.

17. А в д о ш и н Е. Г., Г о л ь д е н б е р г А. Л. Экспериментальное исследование адиабатических электронных пушек МЦР//Изв. вузов. Сер. Радиофизика, 1973. Т. 16. №10. С. 1605—1612.

18. Е р г а к о в В. С., М о и с е е в М. А., Э р м Р. Э. Влияние разброса скоростей электронов на характеристики гиротрона//Электронная техника. Сер.1. Электроника СВЧ, 1980. №3. С. 20—27.

19. A n d r o n o v A. N. et al. Formation and diagnostic of helical gyrotron electron beams./В кн.: Proceedings of the 11-th international conference on High Power Particle Beams. 1996. V. 1. P. 485—488.

---

*Работа выполнена при частичной поддержке грантом  
РФФИ № 96-02-16217-А.*

## **INVESTIGATION OF GYROTRONS WITH THE SYNTHESIZED MAGNETRON-INJECTION GUNS IN SPACE CHARGE LIMITED CURRENT REGIME**

*V. N. Manuilov, B. V. Raisky, Sh. E. Tsimring*  
Nizhny Novgorod State University, N. Novgorod, Russia

*E. A. Solujanova*  
Nizhny Novgorod division of "Gycom", N. Novgorod, Russia

*Methodics of the gyrotrons magnetron-injection guns (MIG), operating in space charge limited current regime synthesis is stated. Computation of the forming system operating parameters is described. Comparison of the synthesized MIG investigation in the electron guns analyzer results with the theoretical calculations is carried out. Methodics of the electron beam parameters measurement in the gyrotron operating regime is suggested. The results of the gyrotron experimental model investigations in the oscillation regime are presented.*