

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.2.5>

УДК: 621.385.69

НЕАДИАБАТИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В ЭЛЕКТРОННО-ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ГИРОТРОНА МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН

А.Н. Леонтьев, В.Е. Нечаев, Е.С. Семенов, О.П. Планкин, Р.М. Розенталь

Институт прикладной физики РАН
603950, г. Нижний Новгород, ул. Ульянова, 46

Статья поступила в редакцию 29 ноября 2023 г.

Аннотация. Проведён анализ ситуации, при которой в магнетронно-инжекторной пушке релятивистского гиротрона W -диапазона возможно формирование неадиабатической электростатической линзы, что приводит к немонотонности зависимости пичч-фактора (отношение поперечной и продольной компонент скоростей электронов в пучке) от анодного напряжения. Эта проблема актуальна для мощных импульсных гиротронов с величиной тока пучка порядка 100 А, для которых характерна большая величина коэффициента перемагничивания в электронно-оптической системе. Представлены результаты траекторного анализа методами трубок тока и дискретных источников на основе программного комплекса ANGEL, а также оценки влияния магнитной линзы на свойства электронного пучка на основе простой аналитической модели.

Ключевые слова: релятивистский гиротрон, магнетронно-инжекторная пушка, неадиабатические эффекты.

Финансирование: Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 19-79-30071.

Автор для переписки: Леонтьев Александр Николаевич, leontiev@ipfran.ru

Введение

Разработка СВЧ источников мультимегаваттного уровня мощности коротковолновой части миллиметрового диапазона длин волн представляет значительный интерес для перспективных ускорительных и радиолокационных приложений. При этом можно выделить два основных направления исследований: разработка приборов на основе прямолинейных и осциллирующих электронных потоков. В приборах с прямолинейными электронными потоками наибольшая мощность излучения достигнута в генераторе поверхностной волны, где в диапазоне 4 мм получены импульсы длительностью до 10 нс с мощностью до 150 МВт [1]. Согласно расчетам, в диапазоне 0.3 ТГц мощность таких генераторов может составлять десятки мегаватт [2] и даже превышать уровень в 100 МВт [3]. В свою очередь, в диапазоне 0.5 ТГц можно рассчитывать на генерацию излучения с мощностью 10-15 МВт [4].

В свою очередь, в приборах с осциллирующими электронными потоками наибольшая мощность достигнута в гиротронах, где винтовой электронный пучок движется в однородном магнитном поле [5]. В Институте прикладной физики РАН накоплен значительный опыт при реализации релятивистских гиротронов с микросекундной длительностью импульсов диапазонов 3 см и 1 см с уровнем мощности до 10 МВт [6,7] и диапазона 3 мм с уровнем мощности 5 МВт [8]. В настоящее время ведется разработка гиротрона с аналогичными характеристиками в диапазоне частот 300 ГГц [9].

Очевидно, что для повышения выходной мощности требуется наращивать рабочее напряжение до релятивистских значений, а также увеличивать ток пучка, что при выбранной плотности эмиссии приводит к увеличению площади эмиттера. Как известно, широкие эмиттеры дают пучки с большим скоростным разбросом, уменьшая КПД прибора, поэтому приходится увеличивать диаметр и, соответственно, отодвигать электронную пушку от резонатора, что приводит к увеличению коэффициента перемангничивания. Таким образом, магнитное поле в области формирования пучка становится слабым, а ларморовский радиус

и шаг витка электронной траектории – большими по сравнению с геометрией окружающих электродов, что может вызвать неадиабатические эффекты.

В данной работе рассмотрен один из таких эффектов, заключающийся в возникновении области значений анодного напряжения, в которой прекращается монотонный рост питч-фактора.

1. Конфигурация пушки, параметры и результаты численного траекторного анализа.

В качестве исходного варианта для расчета была использована магнетронно-инжекторная пушка (МИП) релятивистского гиротрона 3 мм диапазона. Геометрия системы представлена на рис. 1. Пушка построена по трехэлектродной схеме и состоит из катода с диаметром эмиттирующей поверхности 100 мм и двух анодов. Напряжение на первом аноде формируется из полного ускоряющего напряжения с помощью делителя. Оптимизация параметров винтового электронного пучка осуществлялась программным комплексом ANGEL (ANalyzer of a Gyrating ELectrons), основанном на традиционных алгоритмах анализа электронно-оптических систем методами трубок тока и дискретных источников [10,11].

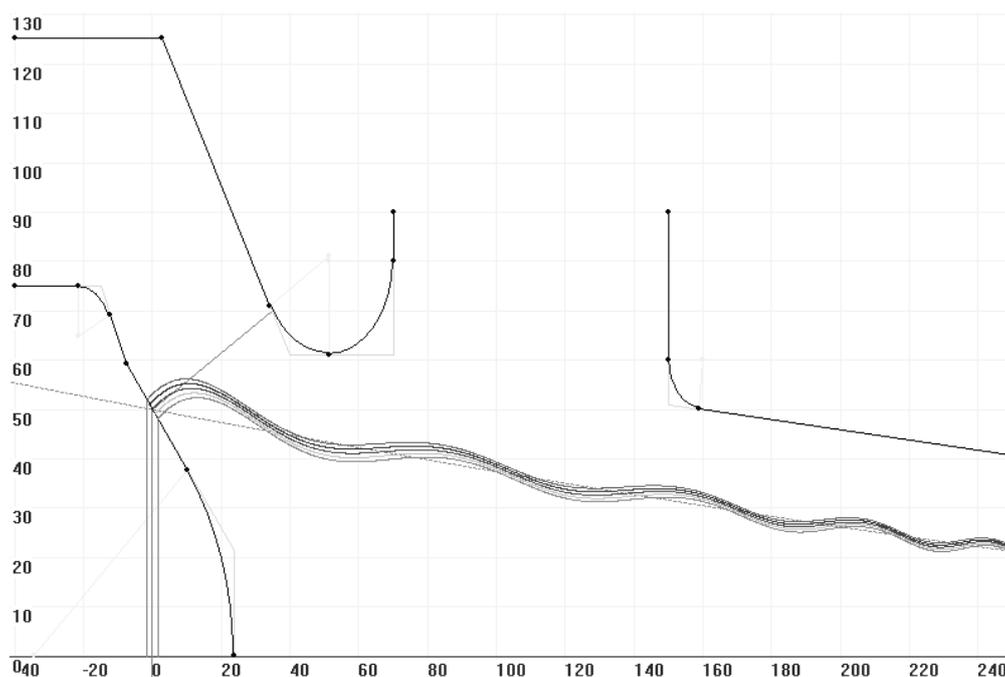


Рис. 1. Схема магнетронно-инжекторной пушки и траектория электронного пучка.

При энергии электронов 250 кэВ для устойчивого получения рабочих токов до 100 А при сохранении приемлемых значений толщины пучка радиус эмитирующего пояска выбран равным 50 мм, а угол наклона поверхности эмиттера к оси симметрии – 50° . При расстоянии между центрами эмиттера и резонатора ~ 540 мм коэффициент компрессии составляет ~ 60 и в районе анодного выступа масштаб первых витков траектории электронов при высоких ускоряющих напряжениях превышает характерный масштаб сильного изменения электрического поля в пространстве формирования пучка.

Описанное выше нарушение условий адиабатичности приводит к немонотонной зависимости питч-фактора g (отношение поперечной и продольной магнитному полю компонент скоростей электрона) от ускоряющего напряжения U_0 , особенно в диапазоне напряжений от 200 до 300 кВ (рис. 2). При сглаживании выступа на модулирующем аноде с 10 до 30 мм электрическое поле изменяется более плавно и данный эффект нивелируется.

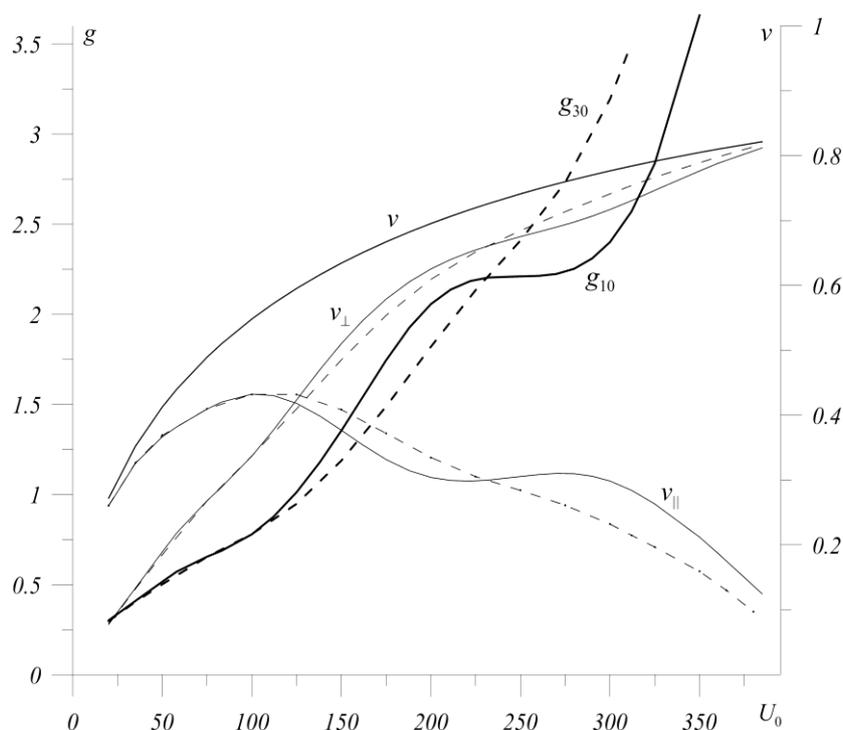


Рис. 2. Зависимости полной (v), осцилляторной (v_{\perp}) и продольной (v_{\parallel}) скоростей (тонкие линии) и питч-фактора g (жирные линии) от напряжения U_0 для радиусов скругления анодного выступа $R_d = 10$ (сплошные линии) и 30 мм (пунктирные линии). Скорости нормированы на скорость света, напряжение выражено в кВ.

2. Оценки на основе аналитической модели.

Для анализа эффекта немонотонности $g(U_0)$ рассмотрим упрощенную модель. Полагая эмиттер достаточно узким, а поток электронов – ламинарным, достаточно рассмотреть лишь один электрон. В слабо неоднородном магнитном поле $\vec{H}(r, z)$ в канале дрейфа с азимутальной симметрией уравнение движения электрона имеет вид

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = -[\vec{v} \times \vec{H}]; \quad \vec{v} \equiv \frac{\vec{p}}{\gamma}; \quad \gamma \equiv \sqrt{1 + p^2}; \quad \gamma = const; \quad p = const, \quad (1)$$

в силу того, что $\vec{v} \frac{d\vec{p}}{dt} = \frac{d\gamma}{dt} = 0$.

Для сокращения записи далее используются безразмерные величины: скорость электрона отнесена к скорости света, потенциал отнесён к $mc^2/e \approx 511$ кВ; так что интеграл энергии $\gamma(u) = 1 + u$, $u = eU_0/mc^2$, в свою очередь, гирочастота равна H/γ .

В однородном магнитном поле $\vec{H} = H\vec{z}_0 = const$ движение происходит по спирали вокруг прямой силовой линии со скоростями:

$$v_z = v_{\parallel} = const, \quad v_x = v_{\perp} \cos\left(\frac{H}{\gamma}t\right), \quad v_y = v_{\perp} \sin\left(\frac{H}{\gamma}t\right), \quad v_{\perp} \equiv \frac{p_{\perp}}{\gamma} = const. \quad (2)$$

В слабо неоднородном поле при медленном его изменении (на витке траектории) удобно перейти к новой плавно перемещающейся сопровождающей системе координат с главной нормалью к линии поля в плоскости rz и с бинормалью по оси Oy : $H_y = 0$ по угловой координате ϑ . В такой записи через $\{z, x, y\}$ обозначены направления по линии поля H , по нормали и бинормали. Уравнение (1) приобретает вид:

$$\begin{aligned} \frac{dp_x}{dt} &= -\frac{p_y}{\gamma} H_z, \quad \frac{dp_y}{dt} = -\frac{p_z}{\gamma} H_x + \frac{p_x}{\gamma} H_z, \quad \frac{dp_z}{dt} = \frac{p_y}{\gamma} H_x, \\ H_z &= H(z), \quad H_x = -x \frac{dH}{dz}, \quad x = \frac{\gamma v_{\perp}}{H} \sin\left(\frac{H}{\gamma}t\right). \end{aligned} \quad (3)$$

Последняя формула показывает осцилляцию смещения по нормали относительно ведущего центра и силовой линии. Здесь учтена слабость отклонения от нулевого приближения (случая $H = const$), малое поле H_x зануляется на ведущей магнитной поверхности. В этом приближении для изменения продольного импульса получим:

$$\frac{dp_{\parallel}}{dt} = -\frac{p_y}{\gamma} H_x = -\frac{p_y}{\gamma} \sin\left(\frac{H}{\gamma} t\right) \times \frac{p_{\perp}}{H} \sin\left(\frac{H}{\gamma} t\right) \frac{dH}{dz}. \quad (4)$$

Магнитное поле по нормали изменяется синфазно со скоростью по бинормали. Усреднив эту силу, придём к инварианту:

$$\begin{aligned} p_{\parallel} \frac{dp_{\parallel}}{dz} &= -\frac{p_{\perp}^2}{2H} \cdot \frac{dH}{dz} \Rightarrow \frac{dp_{\perp}^2}{dz} = \frac{p_{\perp}^2}{H} \cdot \frac{dH}{dz} \Rightarrow dp_{\perp} = \frac{p_{\perp}}{2H} \cdot dH \Rightarrow \\ &\Rightarrow \frac{p_{\perp}^2}{H} = A = inv. \end{aligned} \quad (5)$$

В идеальном канале дрейфа движение следует такой адиабатике за исключением неоднородной области на входе в канал, где сильно закрученные в скрещенных полях пушки электроны вводятся в канал. Если обеспечить ввод при плавно меняющихся поперечных электрических полях (по нормали к \vec{H}), то трансформация потока от входа в канал будет также подчиняться написанным соотношениям.

Далее рассмотрим адиабатическое движение электрона в канале с магнитной компрессией в пренебрежении полем E_{\perp} . Будем считать, что пушка обеспечивает на апертуре анода вращательное движение с необходимой «закруткой» импульса $p_{\perp 0} \propto U$, пропорционально анодному напряжению (как в скрещенных полях).

Внутри канала на длине с интересующей нас магнитной компрессией вращательный импульс увеличится и составит некую величину $p_{\perp} = \alpha \cdot u$, где коэффициент α пропорциональности импульса введённому выше безразмерному анодному напряжению в «точке наблюдения» (например, в конце участка формирования при влёте в резонатор гиротрона) определяется конкретной системой формирования пучка до входа в канал.

Для импульсов и скоростей имеем:

$$p_{\parallel}(u) = \sqrt{\gamma^2 - 1 - p_{\perp}^2}, \quad p_{\perp}(u) = \alpha \cdot u, \quad v_{\perp}(u) = \alpha \cdot \frac{u}{\gamma},$$

$$v_{\parallel}(u) = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2} - v_{\perp}^2},$$
(6)

отношение скоростей составляет питч-фактор $g(u) = \frac{v_{\perp}(u)}{v_{\parallel}(u)}$.

На рис. 3 показаны зависимости поперечных и продольных скоростей в резонаторе от анодного напряжения. Видно их вполне предсказуемое перераспределение и быстрый рост питч-фактора с приближением к магнитной пробке. Коэффициент формирования α подобран под результаты численного моделирования пушки, выполненного в разделе 2, при сглаженном входе (без пересечения анодной поверхности и эквипотенциалей магнитными линиями вблизи входной апертуры дрейфового канала). Для значения $R_d = 30$ мм значение коэффициента формирования получилось равным $\alpha = 1.9$.

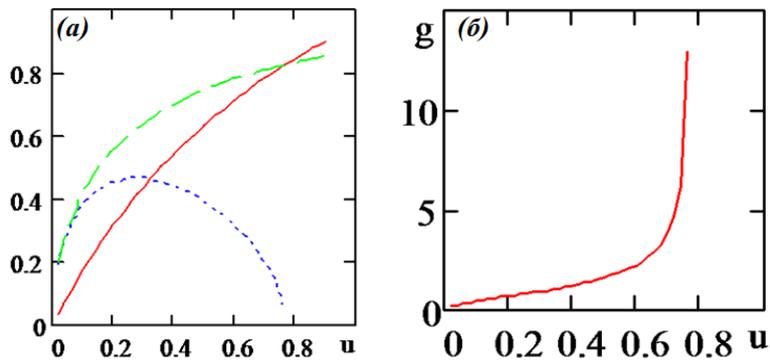


Рис. 3. Зависимости поперечной (сплошная), продольной (пунктир) и полной (штрих) скоростей (а), а также питч-фактора (б) от анодного напряжения в рамках аналитических оценок без "линзового возмущения".

Теперь обратимся к неадиабатическому возмущению движения поперечным электростатическим полем на малой части периода осцилляции (короткая «линза» на входе в канал, где ещё остаётся малое $(\vec{E} \perp \vec{H})$). В численном расчете для реальной пушки с поверхностью анода у входа в канал, обуславливавшей небольшое поле $E_{\perp} < 0$ на ведущей силовой линии, появляется «полочка» (рис. 2) на графике питч-фактора $g(u)$ при $u \approx 0.5$ ($U_0 \approx 250$ кВ).

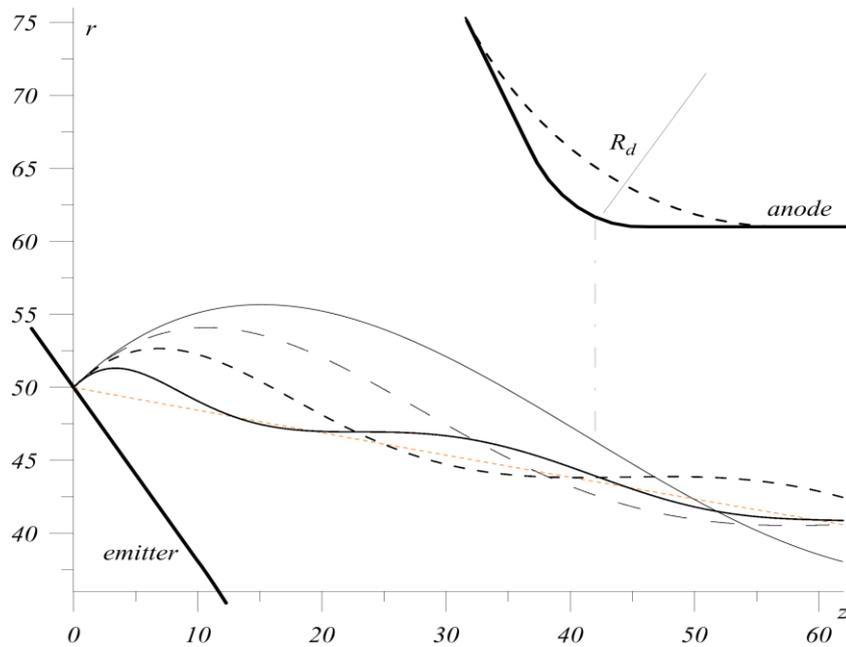


Рис. 4. Траектории электрона при напряжениях $U = 100$ кВ (сплошная линия увеличенной толщины), 200 кВ (пунктир увеличенной толщины), 300 кВ (тонкий пунктир), 400 кВ (тонкая сплошная линия) и силовая линия магнитного поля. Также показаны поверхности эмиттера и анодный выступ с радиусами скругления $R_d = 10$ мм (сплошная линия) и 30 мм (пунктир).

По мере движения электрона на коротком участке Δz возмущающей линзы поле меняется по некоторому закону $E_{\perp}(t)$. К основному вращению с импульсом p_{\perp} на время пролёта линзы добавляется усредненное линейное возмущение $\Delta p_{\perp} = -E_{\perp} \cdot \Delta z / v_{\parallel}$. Это возмущение изменяет p_{\perp} в зависимости от фазы вращения по траектории, которая из-за ламинарности и осевой симметрии зависит от u одинаково для всех электронов. Если электроны движутся в поле электрической линзы по нормали вверх, то поле линзы даёт добавку к импульсу p_{\perp} , а если движение имеет место вниз, то импульс ослабляется.

Графики траекторий $r(z)$ при различных u показывают осциллирующую зависимость скорости по нормали v_x от анодного напряжения (рис. 4). В области линзы при напряжениях менее 200 кВ электроны движутся вверх, а с ростом энергии движение меняет направление – вниз (к оси). В последнем случае линза слегка уменьшает поперечную скорость, и увеличивает продольную (отодвигает магнитную пробку). Для оценки можно взять, соответственно, и осциллирующую добавку к $p_{\perp}(u)$. В результате:

$$v_{\perp}(u) = \alpha \cdot \frac{u}{\gamma} + \delta \frac{u}{\sqrt{\gamma(u)^2 - 1}} \sin(ku), \quad v_{\parallel}(u) = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2} - v_{\perp}^2}, \quad (6)$$

где амплитуда возмущения взята $\delta = 0.18$, $k = 5$.

На рис. 5 представлено сравнение графиков зависимостей поперечной и продольной компонент скорости, а также питч-фактора от анодного напряжения в случае отсутствия учета "линзового возмущения" (пунктирные линии) и при его наличии (сплошные линии). Видно, что в последнем случае зависимости находятся в очень хорошем соответствии с результатами численного моделирования (рис. 2).

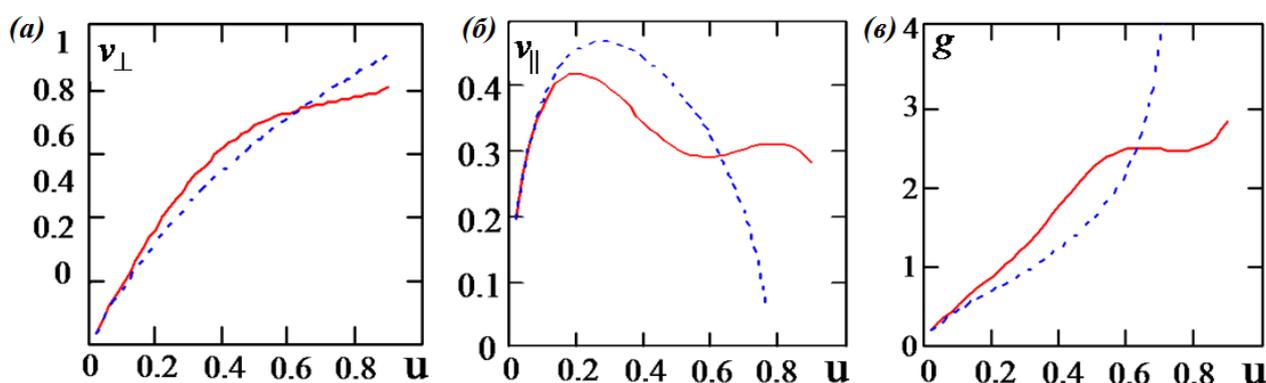


Рис. 5. Поперечная скорость (а), продольная скорость (б), питч-фактор электрона (в) в случае с линзовым возмущением (сплошные) и без него (пунктир).

Заключение

Получены модельные зависимости поперечных и продольных скоростей в резонаторе от анодного напряжения. Показано, что электростатическая линза на входной апертуре анода изменяет вращательный импульс электрона: с ростом энергии сначала увеличивает, а затем уменьшает его, отодвигая магнитную пробку. В результате, найденные модельные зависимости адекватно описывают ситуацию в магнетронно-инжекторной пушке релятивистского гиротрона 3 мм диапазона. В то же время, поскольку в модели присутствуют свободные параметры α и δ , достоверный ответ на вопрос о наличии неадиабатичности в конкретной пушке может дать только траекторный анализ.

Финансирование: Работа поддержана Российским научным фондом, грант № 19-79-30071.

Литература

1. Peskov N.Y. et al. Sub-gigawatt W-band oversized Surface-Wave Oscillator with 2D-periodical slow-wave structure of cylindrical geometry // IEEE Electron Device Letters. – 2023.
2. Li S., Wang J., Wang D. Relativistic surface wave oscillator in Y-band with large oversized structures modulated by dual reflectors // Scientific reports. – 2020. – Т. 10. – №. 1. – С. 336.
3. Malkin A. et al. Quasi-optical theory of relativistic Cherenkov oscillators and amplifiers with oversized electrodynamic structures // Electronics. – 2022. – Т. 11. – №. 8. – С. 1197.
4. Ginzburg N.S. et al. Quasi-optical theory of relativistic submillimeter surface-wave oscillators // Applied Physics Letters. – 2011. – Т. 99. – №. 12.
5. Litvak A.G., Denisov G. G., Glyavin M. Y. Russian gyrotrons: Achievements and trends // IEEE Journal of Microwaves. – 2021. – Т. 1. – №. 1. – С. 260-268.
6. Zaitsev N.I. et al. X-band high-efficiency relativistic gyrotron // IEEE transactions on Plasma Science. – 2002. – Т. 30. – №. 3. – С. 840-845.
7. Зайцев Н.И. и др. Десятимегаваттный импульсный гиротрон с длиной волны 1 см и КПД 50% // Известия высших учебных заведений. Радиофизика. – 2003. – Т. 46. – №. 10. – С. 914-918.
8. Abubakirov E.B. et al. W-band 5 MW pulse relativistic gyrotron // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2017. – Т. 64. – №. 4. – С. 1865-1867.
9. Abubakirov E.B. et al. W-band 5 MW pulse relativistic gyrotron // IEEE Transactions on Electron Devices. – 2017. – Т. 64. – №. 4. – С. 1865-1867.
10. Планкин О.П., Семенов Е.С. Комплекс программ ANGEL-2DS для моделирования пушки гиротрона. Инструкция для пользователя // ИПФ РАН: Н. Новгород. – 2011.

11. Планкин О.П., Семёнов Е.С. Траекторный анализ электроннооптической системы технологического гиротрона // Вестник Новосибирского государственного университета. Серия: Физика. – 2013. – Т. 8. – №. 2. – С. 44-54.

Для цитирования:

Леонтьев А.Н., Нечаев В.Е., Семенов Е.С., Планкин О.П., Розенталь Р.М. Неадиабатические эффекты в электронно-оптической системе релятивистского гиротрона миллиметрового диапазона длин волн // Журнал радиоэлектроники. – 2024. – №. 2. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2024.2.5>