

09

## Нелинейная динамика планарных гиротронов с поперечным дифракционным выводом излучения

© Н.С. Гинзбург,<sup>1</sup> И.В. Зотова,<sup>1</sup> А.С. Сергеев,<sup>1</sup> В.Г. Заславский,<sup>2</sup> И.В. Железнов<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт прикладной физики РАН,  
603950 Нижний Новгород, Россия

<sup>2</sup> Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,  
603950 Нижний Новгород, Россия  
e-mail: zotova@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 5 декабря 2011 г.)

Для повышения интегральной мощности излучения коротковолновых гиротронов предложено использовать планарную геометрию пространства взаимодействия и поперечный (по отношению к направлению поступательного движения электронов) вывод энергии. Преимуществом указанной схемы по сравнению с традиционной цилиндрической геометрией гиротронов является возможность обеспечения когерентности излучения при большем факторе сверхразмерности за счет дифракционного механизма селекции мод по открытой поперечной координате и синхронизации излучения различных фракций ленточного поливинтового электронного пучка поперечными потоками энергии. Моделирование нелинейной динамики планарного гиротрона показывает возможность достижения мощности излучения в сотни киловатт на частотах до 1 THz. Дальнейшее повышение выходной мощности до мегаваттного уровня может быть достигнуто при использовании резонаторов с неоднородным профилем, при котором зазор между пластинами увеличивается от центра к периферии. Такая конфигурация является аналогом неустойчивых оптических резонаторов, используемых в ряде схем мощных лазеров.

### Введение

Гиротроны являются наиболее мощными источниками излучения миллиметрового диапазона длин волн, которые находят все более широкое применение в различных областях науки и техники. В последнее время достигнут значительный прогресс в продвижении гиротронов в субмиллиметровый диапазон. При работе на основной гармонике гирочастоты в традиционной схеме цилиндрического гиротрона, а также при работе на гармониках гирочастоты в так называемом гиротроне с большой орбитой получено терагерцовое излучение с мощностью несколько киловатт [1–3]. В то же время ряд практических приложений требует существенного повышения уровня мощности субмиллиметровых гиротронов. В частности, интенсивно обсуждается использование субмиллиметрового излучения для дополнительного нагрева плазмы в установках термоядерного синтеза [4], а также для отдаленного зондирования источников ионизации, где необходимы уровни мощности в несколько сотен киловатт [5]. Кроме того, ряд практических задач требует реализации гиротронов, обладающих перестройкой частоты излучения. К таким задачам, прежде всего, относятся методы диагностики и спектроскопии различных сред, включая динамическую поляризацию ядер [6].

В работе [7] показано, что радикальное повышение мощности коротковолновых гиротронов по сравнению с существующими аналогами может быть достигнуто путем разработки модифицированных схем, отличающихся конфигурацией пространства взаимодействия и направлением вывода энергии. Особенностью предложенной в [7] схемы является использование планарной

геометрии и дифракционный вывод энергии в поперечном направлении по отношению к поступательному движению поливинтового электронного пучка. Соответственно, электродинамическая система гиротрона должна представлять собой открытый в поперечном направлении планарный волновод, который позволяет реализовать эффективную дифракционную селекцию мод вдоль „широкой“ поперечной координаты. В такой геометрии развитие пространства взаимодействия вдоль одной из поперечных координат делает возможной запитку генератора ленточным электронным потоком, линейный размер которого более чем в 50 раз превосходит длину волны, обеспечивая тем самым повышение мощности излучения при сохранении умеренной плотности тока пучка и интенсивности полей.

Важным достоинством обсуждаемой схемы является возможность реализации тонкой настройки и перестройки частоты излучения гиротрона за счет механического изменения расстояния между пластинами планарного волновода. Следует отметить, что эффективная перестройка частоты может быть также достигнута в альтернативных схемах, включая так называемые разрезные гиротроны [8–10], а также гиротроны с внешними квазиоптическими резонаторами [11–13]. Однако предлагаемая схема превосходит схемы разрезного гиротрона с продольным выводом излучения по мощности, а схему с внешним квазиоптическим резонатором по компактности и селективности.

В настоящей работе проведен детальный анализ нелинейной динамики планарного гиротрона с поперечным дифракционным выводом излучения. В разд. 1

в рамках усредненного подхода получены уравнения, описывающие электронно- волновое взаимодействие в исследуемой схеме гиротрона. В разд. 2 проведено численное моделирование динамики гиротрона с рабочей частотой 1 THz. Рассмотрен как случай однородного по поперечному сечению планарного волновода, так и волновода с плавно изменяющимся поперечным профилем. Результаты, полученные в рамках усредненного подхода, частично подтверждены в разд. 3 на основе прямого численного PIC (particle in cell) моделирования.

### 1. Модель и основные уравнения

Рассмотрим модель планарного гиротрона, запитываемого ленточным поливинтовым электронным потоком ширины  $l_x$  (рис. 1). В качестве электродинамической системы предлагается использовать планарный волновод, открытый в поперечном направлении (вдоль оси  $x$  на рис. 1). Соответственно если по продольной координате (оси  $z$ ) волновод закрыт закритическими сужениями, то может быть реализован поперечный (по отношению к направлению поступательного движения частиц вдоль ведущего магнитного поля  $\mathbf{H} = H_0z$ ) дифракционный вывод излучения, который одновременно

позволяет обеспечить селекцию мод по открытой координате, вследствие различия дифракционных потерь мод с различным числом поперечных вариаций поля. В обычной схеме гиротрона дифракционный механизм селекции используется по продольной координате  $z$ , в направлении которой осуществляется вывод излучения [1–3,14].

Для селекции мод по второй поперечной координате (оси  $y$ ), направленной между пластинами планарного волновода, достаточно потребовать, чтобы в полосу циклотронного резонанса попадала единственная мода. Соответственно, интервал между критическими частотами мод с различным индексом по указанной координате должен превышать полосу циклотронного резонанса (полосу усиления):

$$\frac{c\pi}{b_0} \geq \frac{\omega}{2N}, \tag{1}$$

где  $N = \omega_H l_z / 2\pi V_{\parallel 0}$  — число циклотронных осцилляций на длине  $l_z$ ,  $\omega_H = eH_0 / mc\gamma_0$  — гирочастота,  $\gamma_0 = (1 - \beta_{\parallel 0}^2 - \beta_{\perp 0}^2)^{-1/2}$  — масс-фактор,  $V_{\parallel 0} = \beta_{\parallel 0}c$  и  $V_{\perp 0} = \beta_{\perp 0}c$  — начальные продольная и поперечная скорости частиц. Соответственно допустимый зазор между пластинами  $b_0$  удовлетворяет условию

$$b_0 \leq N\lambda, \tag{2}$$

Заметим, что в традиционном варианте гиротрона с закрытым цилиндрическим волноводом радиуса  $R$ , характерный интервал между критическими частотами  $\Delta\omega/\omega \propto c^2/\omega^2 R^2$  [15] и аналогичный критерий

$$R \leq \sqrt{\frac{N}{2\pi^2\lambda}} \tag{3}$$

приводят к значительно более жестким ограничениям на допустимый поперечный размер системы.

Электромагнитное поле в исследуемой модели гиротрона представим в виде:

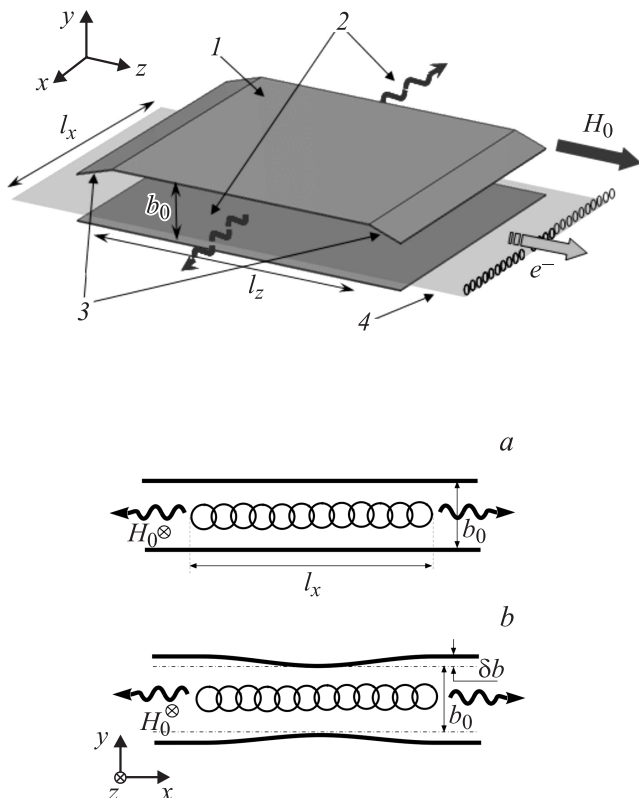
$$\mathbf{E} = x_0 \text{Re}\{A(x, z, t) \sin\left(\frac{\pi sy}{b_0}\right) \exp(i\omega_c t)\}. \tag{4}$$

Поляризация и распределение поля вдоль координаты  $y$  соответствуют моде  $TE_s$  планарного волновода с критической частотой  $\omega_c = \pi sc/b_0$ . Эволюция комплексной амплитуды поля  $A$  в плоскости  $(x, z)$  описывается неоднородным уравнением параболического типа

$$i \frac{\partial^2 a}{\partial Z^2} + i \frac{\partial^2 a}{\partial X^2} + \frac{\partial a}{\partial \tau} + [i\varepsilon(X) + \sigma] a = GJF(x), \tag{5}$$

где фактор возбуждения (высокочастотный ток)

$$J = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} p d\theta_0 \tag{6}$$



**Рис. 1.** Общая схема планарного гиротрона с поперечным дифракционным выводом излучения: 1 — планарный волновод, 2 — каналы вывода энергии, 3 — закритические сужения, 4 — ленточный поливинтовой электронный пучок. Поперечное сечение  $(x, y)$  в случае однородного (a) и плавно изменяющегося (b) профиля волновода.

находится из решения усредненных уравнений движения электронов — уравнений неизохронного осциллятора

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\Delta - 1 + |p|^2) = -a, \quad (7)$$

с граничными условиями

$$p(Z = 0) = \exp(i\theta_0), \quad \theta_0 \in [0, 2\pi]. \quad (8)$$

В уравнениях (5), (7) использованы следующие безразмерные переменные

$$\tau = \omega_c t \frac{\beta_{\perp 0}^4}{8\beta_{\parallel 0}^2}, \quad Z = \pi \frac{\beta_{\perp 0}^2 z}{\beta_{\parallel 0} \lambda}, \quad X = \pi \frac{\beta_{\perp 0}^2 x}{\beta_{\parallel 0} \lambda},$$

$$a = \frac{eA}{m\omega_c c \beta_{\perp 0}^3 \gamma_0}, \quad G = \frac{8}{\pi} \frac{e j_0}{m c^3} \frac{\lambda^2}{b_0} \frac{\beta_{\parallel 0}}{\beta_{\perp 0}^6 \gamma_0},$$

где  $j_0$  — погонная (по координате  $x$ ) плотность тока,

$$\sigma = \frac{8\beta_{\parallel 0}^2 \delta}{\beta_{\perp 0}^4 b_0}$$

— параметр омических потерь,  $\delta$  — глубина скин-слоя,

$$\Delta = \frac{2(\omega_H - \omega_c)}{\omega_c \beta_{\perp 0}^2}$$

— расстройка циклотронного резонанса,

$$\lambda = \frac{2\pi c}{\omega_c}, \quad p = \frac{(p_x + ip_y) \exp(i\omega_c t)}{p_{\perp 0}}$$

— безразмерный поперечный импульс электронов. Далее предполагается, что электроны равномерно распределены по ширине электронного пучка

$$F(X) = 1, \quad X \in [0, L_x], \quad L_x = \frac{\pi \beta_{\perp 0}^2 I_x}{\beta_{\parallel 0} \lambda}.$$

Функция

$$\varepsilon(X) = \frac{8\beta_{\parallel 0}^2 [\omega_c 0] - \omega_c(X)}{\beta_{\perp 0}^4 \omega_c 0}$$

описывает плавное изменение профиля планарного волновода вдоль поперечной координаты.

Поскольку в направлении движения электронного потока по оси  $z$  система закрыта критическими сужениями (см. рис. 1), граничные условия к уравнению (5) по этой оси имеют вид

$$a(Z = 0) = a(Z = L_z) = 0, \quad (9)$$

где  $L_z = \pi \beta_{\perp 0}^2 I_z / \beta_{\parallel 0} \lambda$  — безразмерная длина генератора, что позволяет разложить поле в ряд Фурье

$$a = \sum_{n=1}^{\infty} a_n(X, \tau) \sin \frac{n\pi}{L_z} Z, \quad (10)$$

где каждая гармоника может быть интерпретирована как мода резонатора с числом продольных вариаций поля,

задаваемым индексом  $n$ . С учетом (10) самосогласованная система уравнений (5), (7) приобретает вид:

$$-iv_n a_n + i \frac{\partial^2 a_n}{\partial X^2} + \frac{\partial a_n}{\partial \tau} + [i\varepsilon(X) + \sigma] a_n = F(X) \frac{G}{L_z} \int_0^{L_z} J \sin \frac{n\pi Z}{L_z} dZ,$$

$$\frac{\partial p}{\partial Z} + ip(\Delta - 1 + |p|^2) = - \sum_{n=1}^{\infty} a_n(X, \tau) \sin \frac{n\pi Z}{L_z}. \quad (11)$$

В предлагаемой схеме планарного гиротрона дифракционный вывод излучения осуществляется в поперечном направлении  $x$ , относительно которого система является открытой. Соответственно на краях пространства взаимодействия (на краях электронного пучка) для амплитуд мод могут быть использованы условия излучения [16]

$$\left( a_n \mp \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-(\sigma - iv_n)(\tau - \tau')}}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{\partial a_n(X, \tau')}{\partial X} d\tau' \right) \Big|_{X=0, L_x} = 0, \quad (12)$$

где

$$v_n = \left( \frac{n\pi}{L_z} \right)^2, \quad L_x = \frac{\pi \beta_{\perp 0}^2 l_x}{\beta_{\parallel 0} \lambda}$$

— нормированная ширина электронного пучка.

Из уравнений (11) следует закон сохранения энергии, который в стационарном режиме генерации  $a_n \propto \exp(i\Omega\tau)$  может быть представлен в виде

$$4\eta_{\perp} G L_x = P_{\text{out}} + P_{\text{ohm}}, \quad (13)$$

где

$$\eta_{\perp} = 1 - \frac{1}{2\pi L_x} \int_0^{L_x} \int_0^{2\pi} p^2 d\theta dX \quad (14)$$

— поперечный КПД, определяемый как доля энергии вращательного движения частиц, преобразуемая в энергию излучения,

$$P_{\text{out}} = L_z \sum_{n=1}^{\infty} \text{Im} \left( a_n \frac{\partial a_n^*}{\partial X} \Big|_{X=0} + a_n^* \frac{\partial a_n}{\partial X} \Big|_{X=L_x} \right),$$

$$P_{\text{ohm}} = \sigma L_z \sum_{n=1}^{\infty} \int_0^{L_x} |a_n|^2 dX \quad (15)$$

— выходная мощность излучения и омические потери в стенках резонатора, соответственно. Полный электронный КПД выражается через поперечный посредством известного соотношения

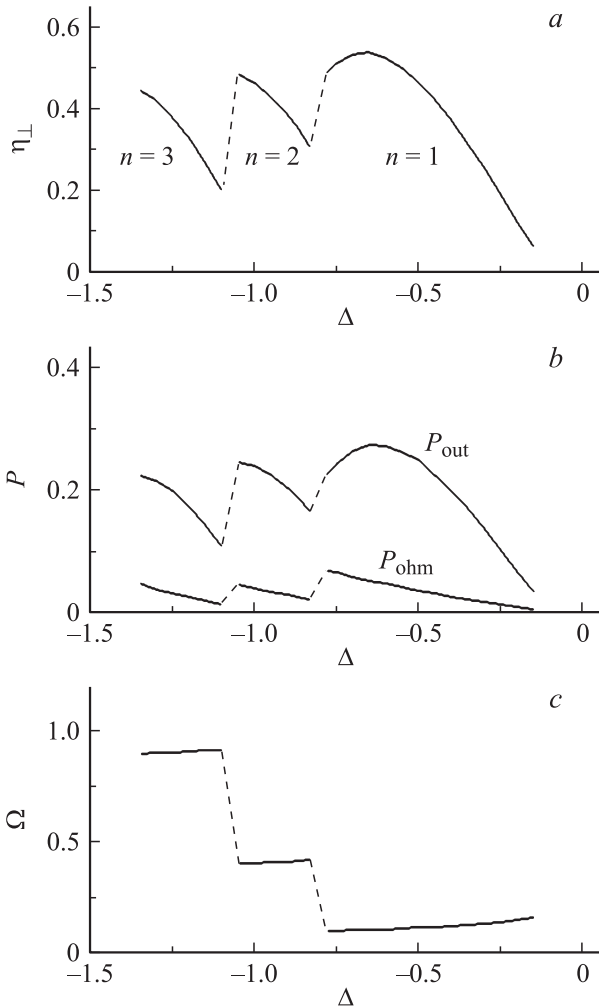
$$\eta = \eta_{\perp} \frac{g^2}{1 + g^2}, \quad (16)$$

где  $g = \beta_{\perp 0} / \beta_{\parallel 0}$  — питч-фактор электронов.

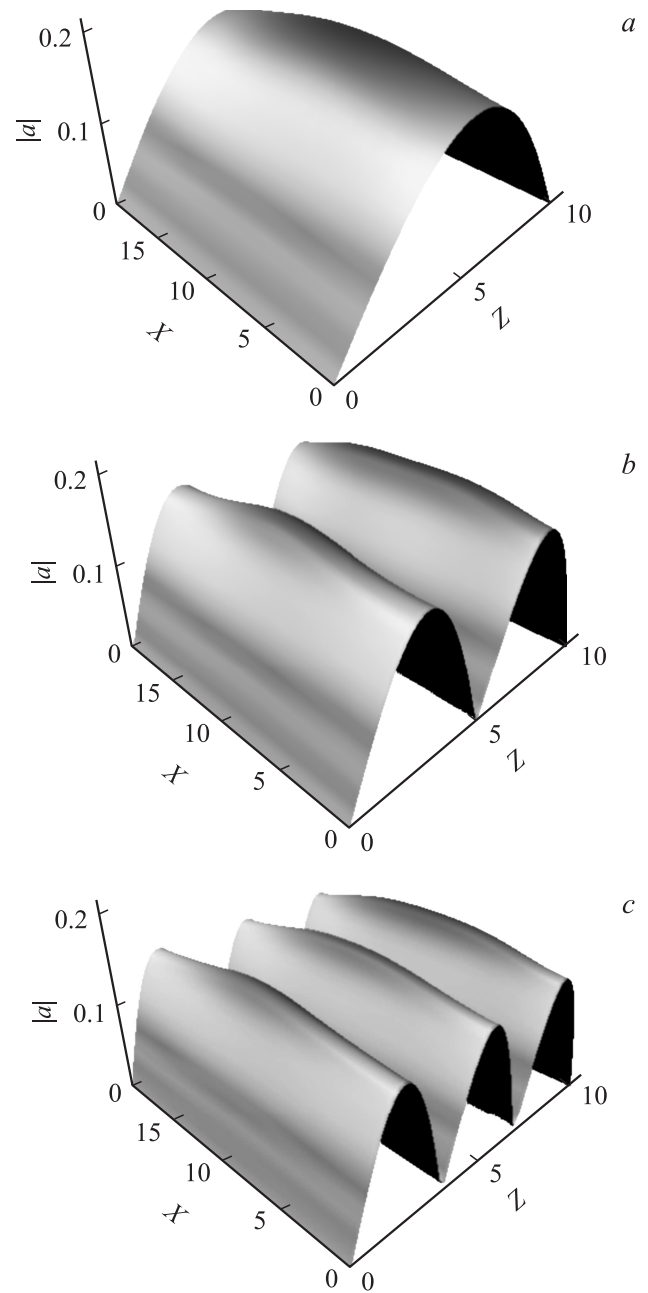
## 2. Результаты моделирования

Моделирование нелинейной динамики планарного гиротрона проводилось на основе системы уравнений (11) для следующих параметров. Рабочая частота была выбрана равной 1 THz ( $\lambda = 0.03$  cm), что соответствует напряженности магнитного поля при взаимодействии на первой гармонике гирочастоты  $\sim 38$  T. Ускоряющее напряжение составляло 30 kV, погонная плотность тока пучка  $\sim 40$  A/cm, питч-фактор  $g = 1$ . При расстоянии между пластинами  $b_0 = 1$  cm параметр тока  $G \approx 7.5 \cdot 10^{-3}$ . В таких условиях при глубине скин-слоя  $\sim 0.1$   $\mu$ m параметр омических потерь  $\sigma \sim 1.5 \cdot 10^{-3}$ .

Моделирование показало существование областей расстройек циклотронного резонанса  $\Delta$ , в которых имеет место установление стационарного режима генерации с возбуждением мод с различным числом продольных вариаций поля  $n$ . Для случая гиротрона с однородным



**Рис. 2.** Зоны стационарной генерации при возбуждении мод с различным числом продольных вариаций поля. Зависимости от расстройки циклотронного резонанса  $\Delta$  (a), электронного КПД  $\eta_{\perp}$ , (b) полезной мощности излучения  $P_{out}$  и омических потерь  $P_{ohm}$ , (c) электронной перестройки частоты  $\Omega$ . ( $G \approx 7.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sigma \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $L_x = 20$ ,  $L_z = 10$ ).

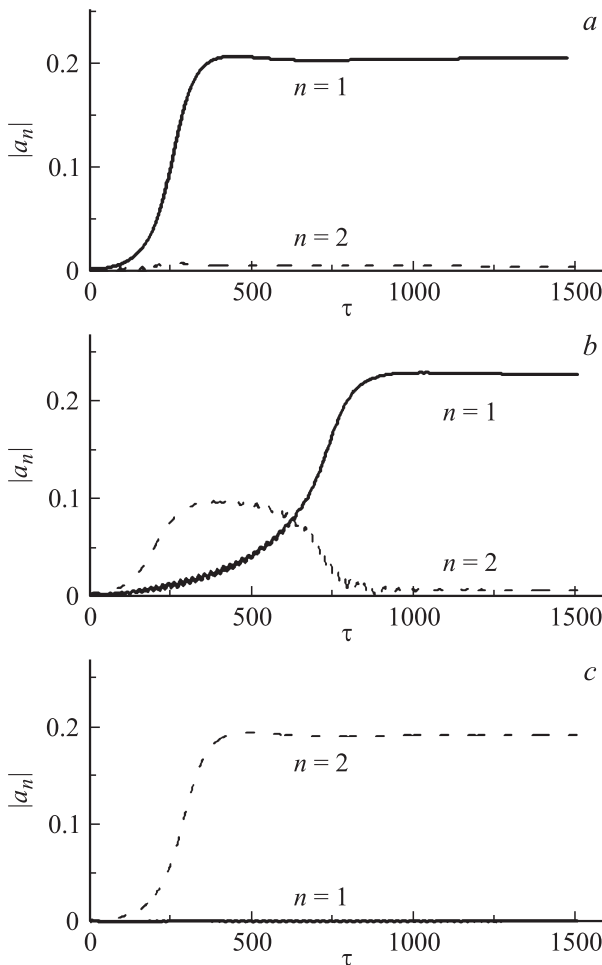


**Рис. 3.** Пространственная структура мод с различным числом продольных вариаций поля  $n$ , устанавливающихся при различных расстройках циклотронного резонанса  $\Delta$ : a —  $n = 1$ ,  $\Delta = -0.6$ , b —  $n = 2$ ,  $\Delta = -1$ , c —  $n = 3$ ,  $\Delta = -1.25$  ( $G \approx 7.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sigma \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $L_x = 20$ ,  $L_z = 10$ ).

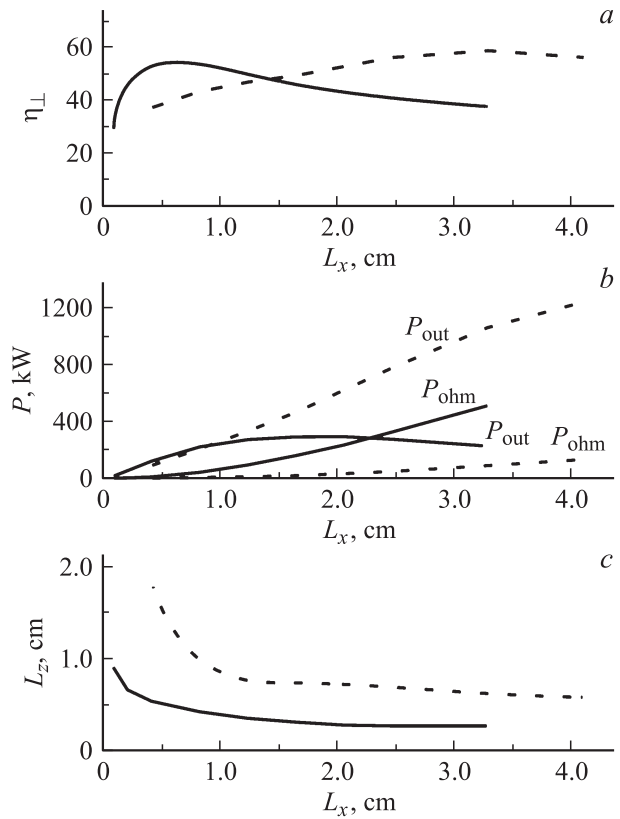
по поперечному сечению резонатором  $\varepsilon(X) = 0$  зоны генерации различных продольных мод и соответствующие пространственные распределения поля показаны на рис. 2,3. Необходимо отметить регулярность распределения поля вдоль поперечной координаты  $X$ , что свидетельствует о достаточно эффективной дифракционной селекции мод по указанной координате. Более того, поскольку значение поля вдоль  $X$  практически постоянно, для всех частей ленточного электронного

потока создаются одинаковые условия взаимодействия с электромагнитным полем. В результате, как видно из рис.2а, достигается высокий поперечный КПД, максимальное значение которого составляет  $\sim 50\%$ . С точки зрения нелинейной динамики можно говорить, что в исследуемой схеме происходит синхронизация излучения различных фракций ленточного поливинтового электронного пучка поперечными потоками энергии.

На рис. 4 показаны сценарии конкуренции мод, реализующиеся при различных значениях параметра расстройки  $\Delta$ . Рис. 4, *a, b*, соответствуют случаю установления стационарного режима генерации на моде с одной продольной вариацией  $n = 1$ . Интересно отметить, что в случае, показанном на рис. 4, *b*, инкремент моды с двумя продольными вариациями существенно превосходит инкремент моды с  $n = 1$ . Тем не менее, на нелинейной стадии мода с  $n = 1$  подавляется. Этому случаю соответствует максимальное значение КПД, которое достигается на границе первой зоны генерации. Естественно, что при увеличении значения магнитного поля (изменении  $\Delta$ ) можно перейти к режиму стационарной генерации с



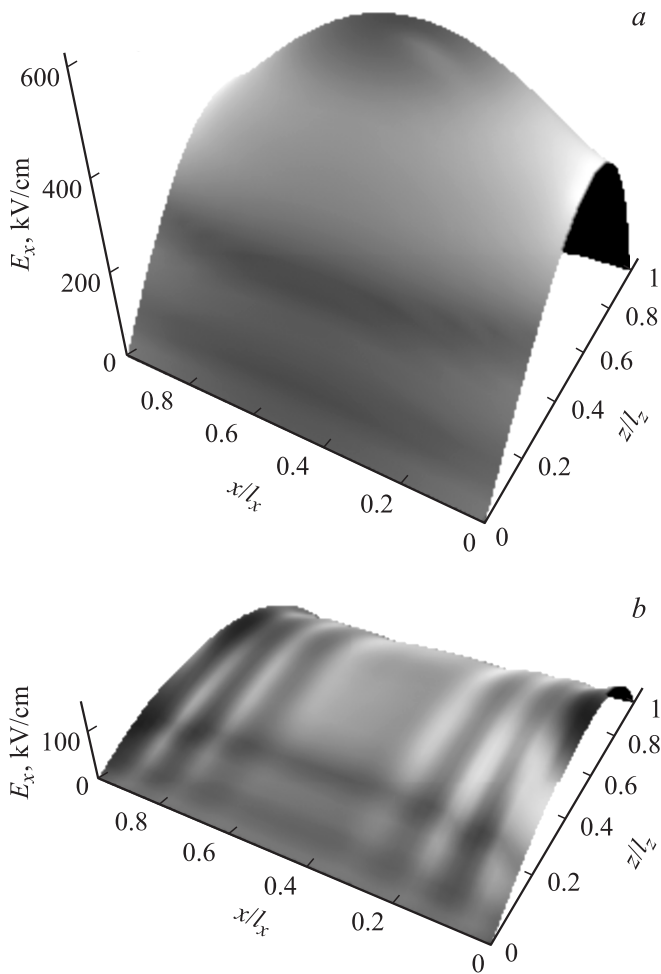
**Рис. 4.** Сценарии конкуренции мод при различных расстройках циклотронного резонанса  $\Delta$ . Показаны амплитуды мод с различным числом продольных вариаций в зависимости от времени: *a* —  $\Delta = -0.6$ , *b* —  $\Delta = -0.75$ , *c* —  $\Delta = -1$ .



**Рис. 5.** Зависимости от ширины электронного пучка  $L_x$ : *a* — поперечного КПД  $\eta_{\perp}$ , *b* — выходной мощности излучения  $P_{out}$  и мощности омических потерь  $P_{ohm}$ . *c* — оптимальной (по выходной мощности) длины пространства взаимодействия  $L_z$ . ( $G \approx 7.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sigma \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ ). Штриховые линии соответствуют случаю неоднородного профиля резонатора ( $\epsilon_0 = 0.3$ ).

двумя (рис. 4 *b*) и более вариациями поля по продольной координате  $Z$ .

Для наиболее широкой зоны расстроек  $\Delta$ , в которой возбуждается мода с одной продольной вариацией, была проведена оптимизация параметров планарного гиротрона с целью достижения максимальной выходной мощности. На рис. 5, *a* представлены зависимости от ширины пучка  $L_x$  поперечного КПД, полезной мощности излучения  $P_{out}$  и омических потерь  $P_{ohm}$ . При заданной ширине  $L_x$  подбирались оптимальные значения длины пространства взаимодействия  $L_z$  (рис. 5, *b*) и расстройки циклотронного резонанса  $\Delta$ . Сплошная линия соответствует случаю резонатора с однородным поперечным профилем. Видно, что при относительно небольших размерах пучка, излучаемая мощность растет с увеличением его ширины и соответственно полного тока. Однако затем с учетом конечных омических потерь в стенках наступает насыщение, поскольку дифракционная добротность электродинамической системы оказывается сопоставима с омической добротностью. В результате для заданного коэффициента омических потерь  $\sigma$  существует максимальное значение ширины пучка, при превышении над которым полезная выходная мощность



**Рис. 6.** Пространственные структуры мод с одной продольной вариацией в стационарном режиме генерации для резонатора с однородным (а) и плавно изменяющимся (б) поперечным профилем ( $G \approx 7.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $\sigma \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$ ,  $L_z = 7.5$ ,  $L_x = 40$ ,  $\epsilon_0 = 0.3$ ).

перестает расти, и все бóльшая доля мощности излучения электронного потока трансформируется в омические потери. Тем не менее, как показывают оценки, ширина электронного потока, при которой наступает насыщение роста выходной мощности, достаточно велика, что позволяет значительно повысить выходную мощность субмиллиметровых гиротронов по сравнению с существующими прототипами [1–3]. Из рис. 5, а следует, что насыщение роста выходной мощности наступает при ширине электронного пучка  $\sim 1.6$  см ( $\sim 50\lambda$ ). При оптимальных параметрах поперечный КПД составляет  $\sim 45\%$ , а полный  $\sim 20\%$ . С учетом омических потерь, достигающих 30% от мощности, излучаемой электронным потоком, полная выходная мощность гиротрона оценивается на уровне 300 kW. При этом вывод излучения является двунаправленным, в каждую из сторон излучается равная доля мощности. Оптимальная нормированная длина генератора составляет 0.38 см. При питч-факторе  $g = 1$  число циклотронных осцилляций на этой длине  $N \approx 45$ ,

что обеспечивает при указанной выше сверхразмерности резонатора выполнение критерия (2) селекции мод по координате  $y$ .

Дальнейшее повышение выходной мощности планарного гиротрона может быть достигнуто путем использования резонатора с плавно меняющимся вдоль поперечной координаты  $x$  профилем. При этом необходимо увеличивать зазор между пластинами от оси системы к периферии с целью увеличения групповой скорости и создания оптимальных условий для выноса энергии (рис. 1, с). Следует отметить, что резонаторы аналогичного профиля известны в оптике как неустойчивые резонаторы [17] и используются в ряде схем мощных лазеров [18–20].

В проведенном моделировании плавное изменение профиля планарного волновода вдоль поперечной координаты задавалось функцией

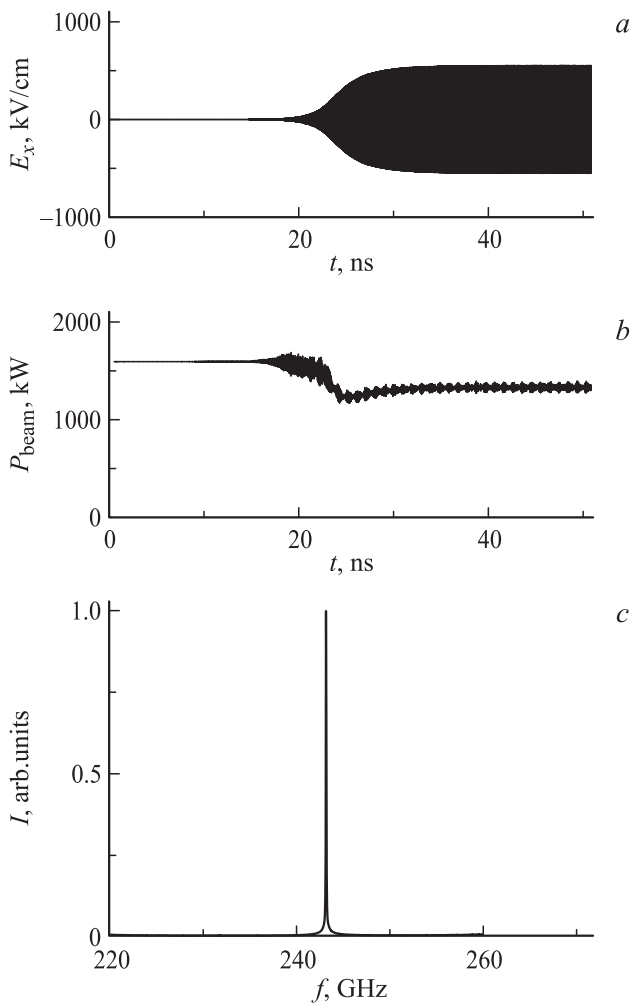
$$\epsilon(X) = -\epsilon_0 \sin^2[\pi(2X - L_x)/2L_x],$$

где  $\epsilon_0 = 8\beta_{\parallel 0}^2 \beta_{\perp 0}^{-4} (\delta b/b_0)$ . Величина раскрыва резонатора  $\delta b$  считалась фиксированной и равной  $20 \mu\text{m}$  ( $\epsilon_0 = 0.3$ ). Как видно из рис. 5 (штриховые линии), использование такого профилирования позволяет увеличить ширину электронного пучка и излучаемую мощность более чем в 3 раза при одновременном уменьшении омических потерь. При ширине электронного потока  $\sim 3$  см выходная мощность достигает  $\sim 1$  MW. При этом доля омических потерь не превышает 10%. Дополнительным преимуществом является уменьшение напряженности ВЧ-поля в пространстве взаимодействия, что демонстрирует рис. 6, на котором представлено пространственное распределение поля излучения.

### 3. Моделирование динамики планарного гиротрона на основе трехмерного PIC-кода

Возможность экспериментальной реализации планарного гиротрона с поперечным выводом энергии подтверждается в рамках прямого численного моделирования на основе трехмерного PIC-кода (CST Studio Suite). Моделирование проводилось для рабочей частоты 240 GHz. Расстояние между пластинами было выбрано равным 3 mm ( $\sim 2.5\lambda$ ). Плотность тока ленточного электронного пучка составляла 10 A/cm, энергия электронов — 80 keV, питч-фактор  $\sim 1$ . На рис. 7–9 представлены результаты моделирования при ширине пространства взаимодействия 2 см (полный ток 20 A) и длине 1 см.

На рис. 7, а показано установление стационарного режима генерации, реализующееся при величине ведущего магнитного поля 9.85 kOe. Спектр излучения представлен на рис. 7, с. Рис. 7, б иллюстрирует уменьшение мощности электронного пучка на выходе из пространства взаимодействия в процессе развития генерации.

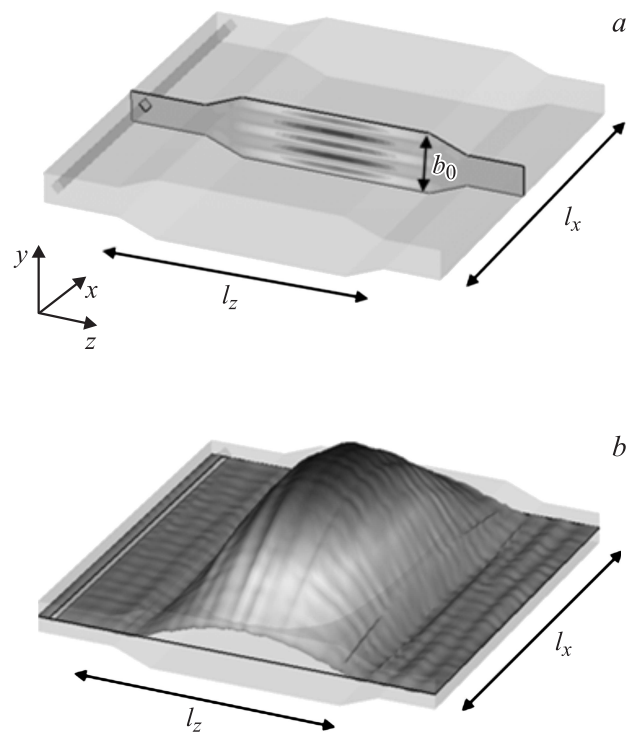


**Рис. 7.** Результаты PIC-моделирования динамики (240 GHz) планарного гиротрона. Зависимость от времени (a) амплитуды электрического поля  $E_x$  и (b) выходной мощности электронного пучка при установлении стационарного режима генерации, (c) спектр излучения.

По величине потерь энергии частиц мощность излучения гиротрона оценивается на уровне 250–270 kW, что соответствует кпд  $\sim 15\%$ . В стационарном режиме пространственная структура излучения по координате  $y$ , направленной между пластинами резонатора, соответствовала моде  $TE_5$  регулярного планарного волновода (рис. 8, a). При указанной выше величине магнитного поля имело место возбуждение моды с одной продольной и поперечной вариациями поля по осям  $x, z$  (рис. 8, b). Увеличение магнитного поля приводило к возбуждению моды с двумя продольными вариациями при сохранении числа поперечных вариаций.

### Заключение

Таким образом, проведенный анализ показывает, что существует значительный набор возможностей модификации геометрии пространства взаимодействия гиротро-



**Рис. 8.** Пространственная структура излучения в стационарном режиме генерации, которая соответствует моде  $TE_5$  планарного волновода по координате  $y$  (a) и имеет одну вариацию поля по координатам  $x, z$  (b).

нов с целью повышения размеров рабочей области при поддержании пространственной когерентности излучения. Увеличение степени открытости электродинамических систем по поперечной и продольной координатам перспективно не только для продвижения гиротронов в терагерцовый диапазон, но и для повышения мощности излучения до мультимегаваттного уровня в традиционном для гиротронов миллиметровом диапазоне. С другой стороны, практическая реализация предложенных схем гиротронов ставит новые электронно-оптические задачи, в частности, касающиеся формирования интенсивных ленточных поливинтовых электронных потоков. Кроме того, может потребоваться разработка соответствующих магнитных систем.

Работа выполнена при поддержке фонда РФФИ, грант № 11-08-01205-а.

Авторы признательны М.И. Глявину, В.Е. Запезалову и В.Н. Мануилову за полезные обсуждения.

### Список литературы

- [1] Idehara T., Tsuchiya H., Watanabe O.// Int. J. Infrared and Millimeter Waves. 2006. Vol. 27. N. 3. P. 319–331.
- [2] Glyavin M.Yu., Luchinin A.G., Golubiatnikov G.Yu.// Phys. Rev.Lett. 2008. Vol. 100. N 1. P. 015 101–015 105.
- [3] Bratman V.L., Kalynov Yu.K., Manuilov V.N.// Phys. Rev. Lett. 2009. Vol. 102. N 24. P. 245 101–245 105.

- [4] Coppi B., Airoldi A., Bombarda F., Cenacchi G., Detragiache P., Sugiyama L.E. // Nucl. Fusion. 2001. Vol. 41. P. 1253–1257.
- [5] Bajaj V.S., Farrar C.T., Hornstein M.K., Mastovsky I., Vieregg J., Bryant J., Elena B., Kreischer K.E., Temkin R.J., Griffin R.G. // J. Magn. Resonance. 2003. Vol. 160. P. 85–90.
- [6] Granatstein V.L., Nusinovich G.S. // J. Appl. Phys. 2010. Vol. 108. N. 6, P. 063304–063309.
- [7] Гинзбург Н.С., Зотова И.В., Заславский В.Ю., Сергеев А.С., Железнов И.В. // Письма в ЖТФ. 2011. Т. 37. № 2. С. 62–70.
- [8] Антаков И.И., Власов С.Н., Гинзбург В.А., Загрядская Л.И., Николаев Л.В. // Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ. 1975. Вып. 8. С. 20–25.
- [9] Власов С.Н., Лучинин А.Г., Нусинович Г.С., Орлова И.М., Усов В.Г., Флягин В.А., Хижняк В.И. // В кн. „Гиротроны“ под ред. В.А. Флягина ИПФ АН СССР, 1980. С. 160–170.
- [10] Hu W., Shapiro M.A., Kreischer K.E., Temkin R.J. // IEEE Trans Plasma Sci. 1998. Vol. 26. N. 3. P. 366–374.
- [11] Sprangle P., Vomvoridis J.L., Manheimer M. // Phys. Rev. A. 1981. Vol. 23. N. 6. P. 3127–3138.
- [12] Read M.E., Tran M.Q., McAdoo J., Barsanti M. // Int. J. Electronics 1988. Vol. 65. N. 3. P. 309–325.
- [13] Alberti S., Tran M.Q., Hogge J.P., Tran T.M., Bondeson A., Muggli P., Perrenoud A., Jodicke B., Mathews H.G. // Phys. Fluids. B. 1990. Vol. 2. № 7. P. 1654–1661.
- [14] Гапонов А.В., Петелин М.И., Юлпатов В.К. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, С. 1416–1431.
- [15] Вайнштейн Л.А. Открытые волноводы и резонаторы, М.: Сов. радио, 1966. 476 с.
- [16] Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Сергеев А.С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. Вып. 1, С. 106–117.
- [17] Яриш А. Квантовая электроника. М.: Сов. радио, 1980. 488 с.
- [18] Ongstad A.P., Kaspi R., Dente G.C., Tilton M.L., Chavez J. // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 90. N 19. P. 191 107–191 111.
- [19] Савин А.В., Страхов С.Ю., Дружинин С.Л. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 9. С. 867–873.
- [20] Минеев А.П., Нефедов С.М., Пащинин П.П. // Квант. электрон. 2006. Т. 36. № 7. С. 656–663.