

## Формирование пространственно-когерентной структуры поля в мазерах на свободных электронах с двумерной распределенной обратной связью

© Н.С. Гинзбург,<sup>1,2</sup> В.Ю. Заславский,<sup>1,2</sup> А.М. Малкин,<sup>1</sup> А.С. Сергеев,<sup>1</sup> Н.Ю. Песков

<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: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 23 апреля 2013 г.)

Исследована нелинейная динамика мазеров на свободных электронах (МСЭ) планарной геометрии с двумерной распределенной обратной связью (РОС). В отличие от предшествующих работ структура поля по всем трем пространственным координатам предполагается нефиксированной, включая координату, направленную по нормали к поверхностям пластин, формирующих двумерный брэгговский резонатор. Найдены условия на допустимую степень сверхразмерности (отношения зазора между образующими резонатор пластинами к длине волны), при которой режим стационарной генерации сохраняет устойчивость при изменении параметров электронного пучка. Показано, что при большой величине зазора изменения расстройки синхронизма должны приводить к перескокам частоты генерации, которые соответствуют возбуждению связок мод, отличающихся соответствующим поперечным индексом парциальных волн. Приведены результаты PIC (particle in cell) моделирования макета МСЭ с двумерной РОС, реализованного на ускорителе ЭЛМИ (ИЯФ СО РАН), которые подтверждают возможность получения узкополосного пространственно-когерентного излучения при параметрах электронного потока и электродинамической системы, соответствующих экспериментальным значениям. Показаны также преимущества использования в МСЭ двумерных брэгговских структур по сравнению с традиционными одномерными.

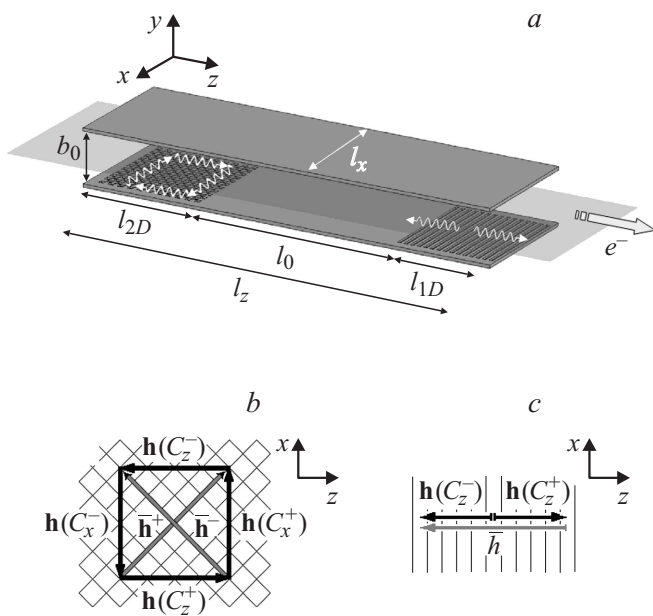
### Введение

Двумерная распределенная обратная связь (РОС) [1,2] является эффективным методом генерации пространственно-когерентного излучения ленточными и трубчатыми электронными потоками с поперечными размерами, на несколько порядков превосходящими длину волны. Работоспособность нового механизма обратной связи подтверждена в экспериментах, в которых в миллиметровом диапазоне реализованы планарная (ИЯФ СО РАН, Новосибирск) [3] и коаксиальная (Стратклайдский университет, Глазго, Великобритания) [4] схемы лазеров (мазеров) на свободных электронах (МСЭ, ЛСЭ) при поперечном размере (периметре) электродинамических систем  $\sim 20-25\lambda$ .

Двумерная РОС реализуется на основе планарных или коаксиальных двумерных брэгговских структур, представляющих собой секции волноводов соответствующей геометрии, на которые нанесена двоякопериодическая гофрировка. В предшествующем теоретическом анализе МСЭ с двумерной РОС [1-5] по второй („узкой“) поперечной координате, направленной по нормали к указанным проводникам (ось  $y$  на рис. 1,  $a$ ), структура полей предполагалась фиксированной, совпадающей с одной из мод (как правило, основной ТЕМ-моды) регулярного волновода. Это позволяло редуцировать исходную трехмерную задачу к двумерной, в рамках

которой исследовалось формирование пространственной структуры поля и селекции мод по двум координатам — координате  $z$ , сонаправленной с поступательным движением частиц, и „широкой“ поперечной (азимутальной) координате  $x$ . В рамках такого приближения было показано, что двумерная РОС обеспечивает пространственную синхронизацию излучения при больших параметрах Френеля  $N_F = \frac{l_x^2}{\lambda l_z} \gg 1$ , где  $l_x$  — ширина системы и электронного потока по координате  $x$  (поперечный размер по „широкой“ координате),  $l_z$  — длина пространства взаимодействия,  $\lambda$  — длина волны излучения. Отмеченное выше приближение фиксированной структуры поля по второй поперечной координате  $y$  справедливо при относительно небольшом зазоре между пластинами резонатора. Вместе с тем в настоящее время представляется актуальной задача продвижения МСЭ с двумерной РОС в коротковолновую часть миллиметрового диапазона, что требует увеличения (в длинах волн) зазора между пластинами. Соответственно становится необходимым анализ динамики МСЭ, включающий конкуренцию мод по указанной „узкой“ координате. В случае традиционных одномерных (однопериодических) брэгговских структур подобный анализ проведен в [6].

В настоящей работе построена трехмерная модель МСЭ с комбинированным двухзеркальным резонатором планарной геометрии, состоящим из одномерного и



**Рис. 1.** *a* — схема МСЭ-генератора планарной геометрии с комбинированным брэгговским резонатором, составленным из входного двумерного брэгговского зеркала и выходного „традиционного“ одномерного брэгговского зеркала; *b*, *c* — диаграммы, иллюстрирующие процесс рассеяния парциальных волн на (*b*) двумерной и (*c*) одномерной брэгговской решетках ( $\mathbf{h}$  — волновые вектора парциальных волн,  $\bar{\mathbf{h}}^\pm$ ,  $\bar{\mathbf{h}}$  — трансляционные векторы решеток).

двумерного брэгговских зеркал. Определены условия на допустимую степень сверхразмерности (отношения зазора между пластинами, формирующими резонатор, к длине волны), при которой режим стационарной генерации сохраняет устойчивость при изменении параметров электронного пучка. Приведены результаты PIC (particle in cell)-моделирования макета МСЭ с двумерной РОС [3], реализованного на ускорителе ЭЛМИ (ИЯФ СО РАН), которые подтверждают возможность получения узкополосного пространственно-когерентного излучения при параметрах электронного потока и электродинамической системы, близких к экспериментальным значениям. В рамках PIC-моделирования показаны также преимущества использования в МСЭ двумерных брэгговских структур по сравнению с традиционными одномерными.

## 1. Модель и основные уравнения

В исследуемой схеме МСЭ электроны движутся в комбинированном ондуляторном

$$\mathbf{H}_u = \text{Re}(y_0 H_u \text{ch}(h_u y) e^{ih_u z})$$

( $h_u = 2\pi/d_u$ ,  $d_u$  — период ондуляторного поля,  $H_u$  — его амплитуда) и однородном продольном ведущем

магнитном поле  $\mathbf{H}_0 = H_0 \mathbf{z}_0$ . Усиление электронным потоком попутной синхронной волны  $C_z^+$  осуществляется в условиях синхронизма

$$\omega - hV_0 \approx \Omega_b, \quad (1)$$

где  $\Omega_b = h_u V_0$  — частота колебаний электронов в поле ондулятора (баунс-частота),  $V_0 = \beta_0 c$  — невозмущенная поступательная скорость частиц.

Электродинамическая система МСЭ представляет собой двухзеркальный гибридный резонатор (рис. 1), состоящий из двумерного входного и одномерного выходного брэгговских отражателей. Указанные отражатели разделены участком регулярного планарного волновода.

Двумерный брэгговский отражатель формируется двумя параллельными металлическими пластинами, внутренние поверхности которых гофрированы по закону

$$b = \frac{b_{2D}}{4} [\cos(\bar{h}_{2D}(z-x)) + \cos(\bar{h}_{2D}(z+x))], \quad (2)$$

где глубина гофра  $b_{2D}$  много меньше зазора между пластинами  $b_0$ , составляющем несколько длин волн. В указанном отражателе реализуется двумерная РОС, предполагающая включение в цепь обратной связи четырех парциальных волновых потоков [1,2]:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} = \text{Re} \left[ \left( \mathbf{x}_0(C_z^+(z, x, y, t)e^{-ihz} \right. \right. \\ \left. \left. + C_z^-(z, x, y, t)e^{ihz} \right) + \mathbf{z}_0(C_x^+(z, x, y, t)e^{-ihx} \right. \\ \left. \left. + C_x^-(z, x, y, t)e^{ihx} \right) e^{i\omega t} \right], \quad (3) \end{aligned}$$

два из которых ( $C_z^\pm$ ) распространяются по координате  $z$  в попутном и встречном направлениях по отношению к поступательному движению электронов, а два других ( $C_x^\pm$ ) — по поперечной координате  $x$ , синхронизуя излучение отдельных частей широкого ленточного электронного пучка. Эффективное рассеяние парциальных волн (3) имеет место при выполнении условия брэгговского резонанса, т.е. при совпадении значений волновых чисел парциальных волн  $h$  с проекцией трансляционного вектора брэгговской решетки на данное направление (рис. 1, *b*):

$$h \approx \bar{h}_{2D} = \frac{\sqrt{2}\pi}{d_{2D}}, \quad (4)$$

где  $d_{2D}$  — период двумерной гофрировки,  $\bar{\omega}_{2D} = \bar{h}_{2D}c$  — брэгговская частота, которая выбрана в (3) в качестве несущей.

Взаимное рассеяние парциальных волновых потоков  $C_z^\pm$  и  $C_x^\pm$  на двумерной брэгговской структуре (2), а также усиление электронным потоком попутной синхронной волны  $C_z^+$  в условиях синхронизма (1) описы-

ваются следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^+}{\partial Y^2} \\ &= i\alpha_{2D}(\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-)[\delta(Y) + \delta(Y - B)] + \rho_0(X, Y)J, \\ & -\frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^-}{\partial Y^2} \\ &= i\alpha_{2D}(\hat{C}_x^+ + \hat{C}_x^-)[\delta(Y) + \delta(Y - B)], \\ & \pm \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial X} + \frac{\partial \hat{C}_x^\pm}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_x^\pm}{\partial Y^2} \\ &= i\alpha_{2D}(\hat{C}_z^+ + \hat{C}_z^-)[\delta(Y) + \delta(Y - B)], \quad (5) \end{aligned}$$

где  $\delta(Y)$  — дельта-функция,  $\rho_0(X, Y)$  — функция распределения плотности электронов по поперечным координатам. При записи (5) предполагалось, что обе пластины имеют одинаковую синфазную гофрировку и для описания связи волн использовался метод эквивалентных поверхностных магнитных токов [7,8]. Фактор возбуждения синхронной с частицами попутной волны — высокочастотный ток

$$J(Z, X, Y, \tau) = \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} e^{-i\theta} d\theta_0$$

находится из решения усредненных уравнений движения, записанных для фаз электронов  $\theta$  относительно синхронной волны:

$$\left( \frac{\partial}{\partial Z} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta = \text{Re}(\hat{C}_z^+ e^{i\theta}).$$

$$\theta|_{Z=0} = \theta_0 \in [0, 2\pi), \quad \left( \frac{\partial}{\partial Z} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau} \right)^2 \theta \Big|_{Z=0} = \Delta, \quad (6)$$

где  $\theta = \bar{\omega}_{2D}t - hz - h_u z$  — фаза электронов относительно синхронной волны,  $\Delta = (\bar{\omega}_{2D} - hV_0 - h_u V_0)/\bar{\omega}_{2D}C$  — расстройка синхронизма. Здесь  $\tau = C\bar{\omega}_{2D}t$ ,  $Z = C\bar{h}_{2D}z$ ,  $X = C\bar{h}_{2D}x$ ,  $Y = \sqrt{2C}\bar{h}_{2D}y$ ,  $\hat{C}_{x,z}^\pm = eK\mu C_{x,z}^\pm/\gamma_0 m c \bar{\omega}_{2D} C^2$ ,

$$C = \left( 4\pi I_0 |\alpha_u|^2 \mu \frac{g^2}{(1-g^2)} \right)^{1/3}$$

— параметр усиления (параметр Пирса),

$$K = 2\alpha_u g / (1 - g^2)$$

— параметр связи электронов с волной,

$$\mu = \frac{1}{\gamma_0^2} + 2|\alpha_u|^2 \frac{1 + 3g^2}{(1 - g^2)^3}$$

— параметр инерционной группировки,  $g = \omega_H/\Omega_b$  — отношение циклотронной и баунс частот,  $I_0 = 2e j_0/4\gamma_0 m c \omega^2 b_0$  — параметр тока,  $j_0$  — линейная плотность

тока,  $\alpha_u = eH_u/2mc^2\gamma_0 h_u$  — нормированная амплитуда ондуляторного поля,  $\gamma_0$  — релятивистский масс-фактор электронов,  $\alpha_{2D} = b_{2D}/8b_0C$  — коэффициент связи волн на двумерной брэгговской структуре. Соответственно  $B = \sqrt{2C}\bar{h}_{2D}b_0$  — нормированный зазор между пластинами, формирующими планарный волновод,  $L_x = C\bar{h}_{2D}l_x$  — нормированная ширина пространства взаимодействия.

В выходном отражателе с длиной  $l_{1D}$  (рис. 1, а) присутствуют только две парциальные волны:

$$\mathbf{H} = \text{Re} \left[ \left( \mathbf{x}_0(C_z^+(z, x, y, t)e^{-ihz} + C_z^-(z, x, y, t)e^{ihz}) \right) e^{i\omega t} \right], \quad (7)$$

взаимное рассеяние которых на одномерной брэгговской решетке [9,10] в условиях брэгговского резонанса  $\bar{h}_{1D} \approx 2h$  (рис. 1, с)

$$b = b_{1D}/2 \cos(\bar{h}_{1D}z) \quad (8)$$

описывается уравнениями

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^+}{\partial Y^2} \\ &= i\alpha_{1D}\hat{C}_z^+[\delta(Y) + \delta(Y - B)] + \rho_0(X, Y)J, \\ & -\frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 \hat{C}_z^-}{\partial Y^2} \\ &= i\alpha_{1D}\hat{C}_z^+[\delta(Y) + \delta(Y - B)], \quad (9) \end{aligned}$$

где  $\alpha_{1D} = b_{1D}/2b_0C$  — коэффициент связи волн на одномерной брэгговской структуре.

Усиление синхронной волны  $C_z^+$  в регулярной секции резонатора описывается уравнениями (6), (9), где с учетом отсутствия рассеяния волн следует положить  $\alpha_{1D} = 0$ . При моделировании предполагалось, что внешние потоки энергии отсутствуют, т.е. амплитуды парциальных волновых потоков на соответствующих границах равны нулю. Заметим, что в отличие от предшествующего анализа [1–5], в котором структура поля между пластинами считалась фиксированной, уравнения (5), (9) описывают формирование пространственной структуры поля по всем трем координатам, включая координату  $y$ , по которой имеет место дифракционное распыление излучения.

Приведенный КПД в стационарном режиме автоколебаний определяется соотношением

$$\begin{aligned} \widehat{\eta} &= \frac{1}{2\pi B^e L_x^e} \\ &\times \int_{-L_x/2}^{L_x/2} \int_0^B \int_0^{2\pi} \left( -\Delta + \frac{\partial \theta}{\partial Z} \right) \Big|_{Z=L_z} \rho_0(X, Y) d\theta_0 dY dX, \end{aligned}$$

где  $L_x^e = C\hbar_{2D}l_x^e$ ,  $B^e = \sqrt{2C}\hbar_{2D}b^e$  — нормированные размеры электронного потока по двум поперечным координатам. Граничные условия к уравнениям (5), (9) соответствуют непрерывности полей волновых пучков на стыках различных секций и отсутствию внешних потоков на соответствующих границах.

Для численного моделирования динамики МСЭ с двумерной РОС волновые пучки могут быть представлены в виде разложения в ряды Фурье по координате  $y$

$$\hat{C}_{x,z}^{\pm} = \sum_{n=0}^{\infty} \hat{C}_{x,z}^{\pm n}(\tau, X, Z) \cos\left(\frac{n\pi}{B} Y\right), \quad (10)$$

где каждый член, характеризующийся индексом  $n$ , может быть рассмотрен как нормальная ТМ $_n$ -мода регулярно планарного волновода (индексу  $n = 0$  соответствует ТЕМ-волна). Подставляя решение уравнений (5) в виде (10), приведем эти уравнения к форме

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{C}_z^{+n}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^{+n}}{\partial \tau} - iSn^2 \hat{C}_z^{+n} \\ &= \frac{2i\alpha_{2D}}{1 + \delta_{0n}} \sum_{m=0}^{\infty} (\hat{C}_x^{+2m} + \hat{C}_x^{-2m}) + J_n, \\ & -\frac{\partial \hat{C}_z^{-n}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^{-n}}{\partial \tau} - iSn^2 \hat{C}_z^{-n} \\ &= \frac{2i\alpha_{2D}}{1 + \delta_{0n}} \sum_{m=0}^{\infty} (\hat{C}_x^{+2m} + \hat{C}_x^{-2m}), \\ & \pm \frac{\partial \hat{C}_x^{\pm n}}{\partial X} + \frac{\partial \hat{C}_x^{\pm n}}{\partial \tau} - iSn^2 \hat{C}_x^{\pm n} \\ &= \frac{2i\alpha_{2D}}{1 + \delta_{0n}} \sum_{m=0}^{\infty} (\hat{C}_z^{+2m} + \hat{C}_z^{-2m}), \quad (11) \end{aligned}$$

где  $S = \pi^2/B^2$ ,  $\delta_{0n}$  — символ Кронекера. Уравнения движения (6) принимают вид

$$\begin{aligned} & \left(\frac{\partial}{\partial Z} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial \tau}\right)^2 \theta \\ &= \text{Re} \left( \sum_{n=0}^{\infty} \hat{C}_z^{+n}(\tau, X, Z) \cos\left(\frac{n\pi}{B} Y\right) e^{i\theta} \right), \quad (12) \end{aligned}$$

$$J_n = \frac{2}{1 + \delta_{0n}} \frac{1}{B} \int_0^B J \cos\left(\frac{n\pi Y}{B}\right) dY. \quad (13)$$

Заметим, что при записи (11)–(13) мы предположили, что электронный поток равномерно заполняет пространство взаимодействия:  $\rho_0(X, Y) = 1$ . Аналогичным образом представляется решение уравнений (9), в выходной

секции и в регулярной части пространства взаимодействия

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{C}_z^{+n}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^{+n}}{\partial \tau} - iSn^2 \hat{C}_z^{+n} = \frac{2i\alpha_{1D}}{1 + \delta_{0n}} \sum_{m=0}^{\infty} \hat{C}_z^{-2m} + J_n, \\ & \frac{\partial \hat{C}_z^{-n}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^{-n}}{\partial \tau} - iSn^2 \hat{C}_z^{-n} = \frac{2i\alpha_{1D}}{1 + \delta_{0n}} \sum_{m=0}^{\infty} \hat{C}_z^{+2m}. \quad (14) \end{aligned}$$

В предельном случае волновода малого сечения  $B \ll \pi$  ( $S \gg 1$ ) переизлучением в высшие моды можно пренебречь, и уравнения (11), (12) приобретают вид, использованный в предшествующем анализе МСЭ с двумерной РОС [2]. Процессы рассеяния в брэгговских отражателях описываются уравнениями

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{C}_z^{+0}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^{+0}}{\partial \tau} = i\alpha_{2D}(\hat{C}_x^{+0} + \hat{C}_x^{-0}) + J, \\ & -\frac{\partial \hat{C}_z^{-0}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^{-0}}{\partial \tau} = i\alpha_{2D}(\hat{C}_x^{+0} + \hat{C}_x^{-0}), \\ & \pm \frac{\partial \hat{C}_x^{\pm 0}}{\partial X} + \frac{\partial \hat{C}_x^{\pm 0}}{\partial \tau} = i\alpha_{2D}(\hat{C}_z^{+0} + \hat{C}_z^{-0}) \quad (15) \end{aligned}$$

для двумерной структуры и

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \hat{C}_z^{+0}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^{+0}}{\partial \tau} = i\alpha_{1D} \hat{C}_z^{-0} + J, \\ & -\frac{\partial \hat{C}_z^{-0}}{\partial Z} + \frac{\partial \hat{C}_z^{-0}}{\partial \tau} = i\alpha_{1D} \hat{C}_z^{+0} \quad (16) \end{aligned}$$

для одномерной структуры. Уравнения движения трансформируются к виду

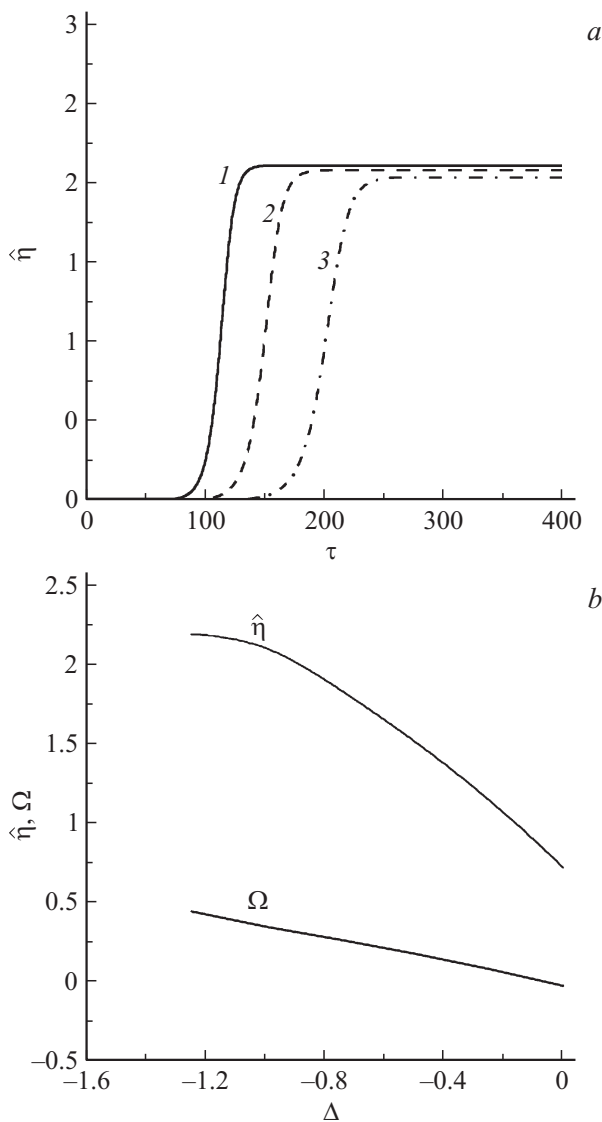
$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \beta_0^{-1} \frac{\partial}{\partial Z}\right)^2 \theta = \text{Re}(\hat{C}_z^{+0} e^{i\theta}).$$

В физических переменных условие одномодовой генерации по поперечной координате  $y$  может быть приведено к виду  $b_0/\lambda \leq 1/2\pi\sqrt{2C}$ .

## 2. Результаты моделирования в рамках усредненного описания

Моделирование проводилось при параметрах, соответствующих параметрам 4 mm МСЭ [3] с гибридным брэгговским резонатором, реализованном на установке ЭЛМИ в ИЯФ СО РАН (Новосибирск). Погонная плотность тока ленточного электронного пучка с шириной  $l_x^e = 10$  cm составляла 0.1 kA/cm при энергии частиц  $\sim 1$  MeV. Длины двумерного и одномерного брэгговских зеркал были равны  $l_{1D} = l_{2D} = 18$  cm, глубина гофра  $b_{2D} \approx 0.2$  mm и  $b_{1D} \approx 0.05$  mm соответственно. Длина регулярного участка  $l_0 = 36$  cm.

Результаты моделирования нелинейной динамики МСЭ с двумерной РОС представлены на рис. 2. При использованном в эксперименте токе пучка и напряженности ведущего 10 кОе и ондуляторного до 2 кОе поля параметр усиления составил  $C \approx 3.5 \cdot 10^{-3}$ . Соответственно нормированные значения параметров равны  $L_0 = 2$ ,

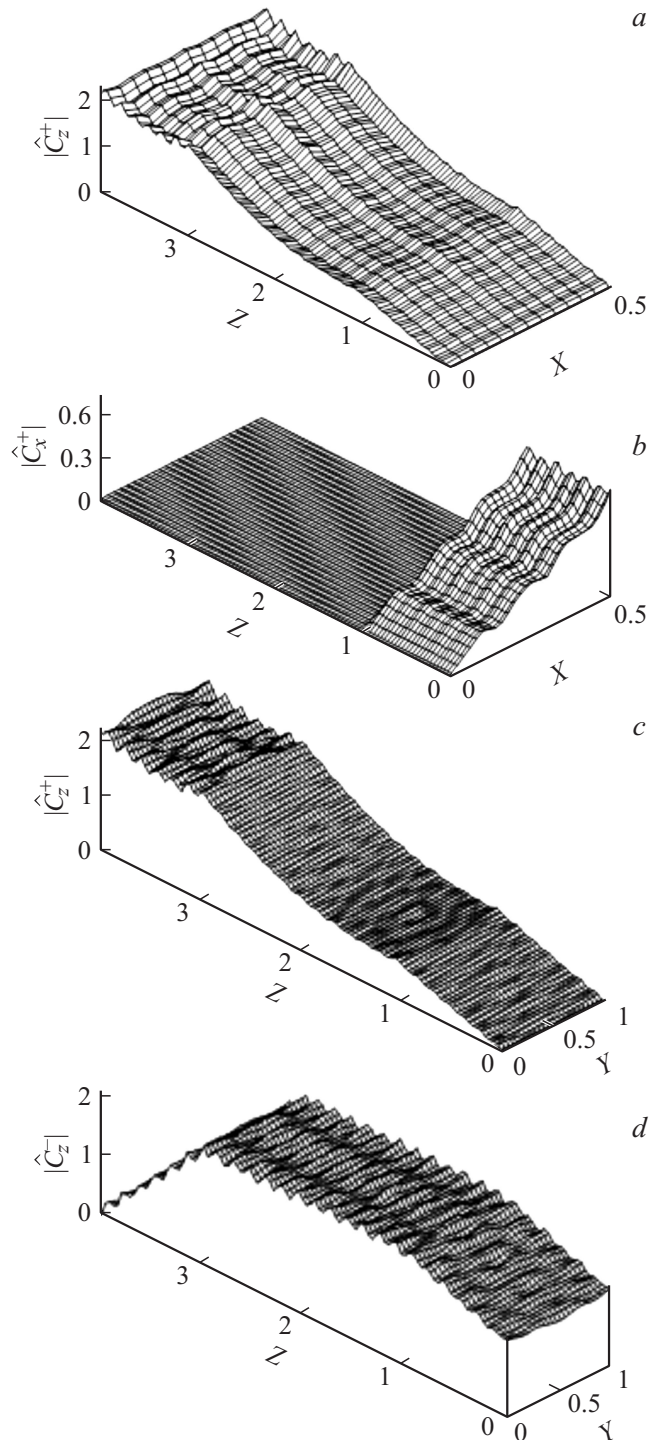


**Рис. 2.** Моделирование динамики планарного МСЭ с комбинированным брэгговским резонатором: *a* — установление стационарного режима генерации при нормированном зазоре между пластинами  $B = 1$  ( $b_0/\lambda = 2.5$ ) при различных ширинах генератора по поперечной координате  $x$ : (1)  $l_x = 25\lambda$ , (2)  $125\lambda$ , (3)  $250\lambda$ ; *b* — зависимость электронного КПД  $\hat{\eta}$  и электронной перестройки частоты  $\Omega$  от параметра расстройки синхронизма  $\Delta$  ( $\alpha_{1D} = \alpha_{2D} = 1$ ,  $L_{1D} = L_{2D} = 1$ ,  $L_0 = 2$ ,  $L_x = 0.5$ ,  $B = 1$ ).

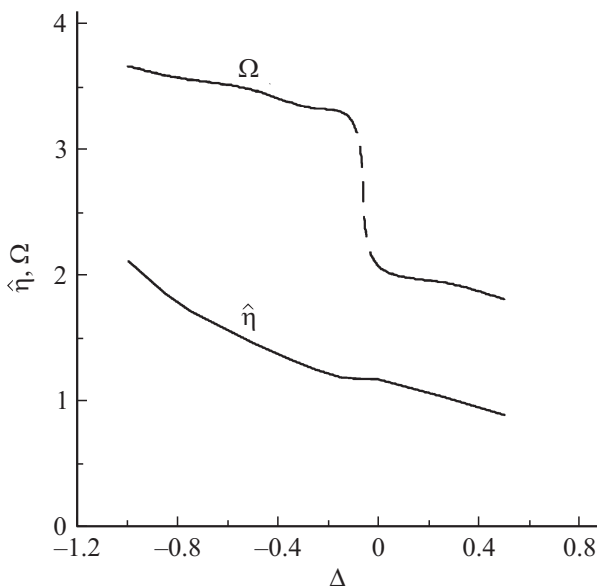
$L_{2D,1D} = 1$ ,  $\alpha_{2D,1D} = 1$ ,  $B = 1$ ,  $L_x = 0.5$ . Моделирование показывает возможность установления стационарного одночастного режима генерации в области параметров, соответствующих экспериментальным значениям. При этом пространственные структуры парциальных волн (рис. 3) имеют регулярные распределения амплитуды, которые близки к структуре холодной моды.

На рис. 2, *b* показаны зависимости электронной перестройки частоты и КПД от расстройки синхронизма  $\Delta$  при зазоре между пластинами, соответствующем экспериментальной макету  $b_0 = 1$  см ( $B = 1$ ). Во всей

области напряжений и, следовательно, изменений величины расстройки  $\Delta$ , в которой имеет место самовозбуждение генератора, отсутствуют перескоки частоты. При этом структура полей парциальных волн по оси  $y$  соответствует нижней ТЕМ-моды (рис. 3). Моделирование показывает, что при соответствующем подборе



**Рис. 3.** Пространственное распределение амплитуд полей парциальных волн в стационарном режиме генерации при  $\Delta = -1$ ,  $B = 1$ : *a* —  $\hat{C}_z^+(X, Z)$ , *b* —  $\hat{C}_x^+(X, Z)$ , *c* —  $\hat{C}_z^+(Y, Z)$ , *d* —  $\hat{C}_z^-(Y, Z)$ .



**Рис. 4.** Возбуждение мод с различным числом вариаций поля по „узкой“ поперечной координате  $y$ . Зависимость электронного КПД  $\hat{\eta}$  и электронной перестройки частоты  $\Omega$  от параметра расстройки синхронизма для параметра зазора между пластинами  $B = 1.7$  ( $b_0/\lambda = 4$ ).

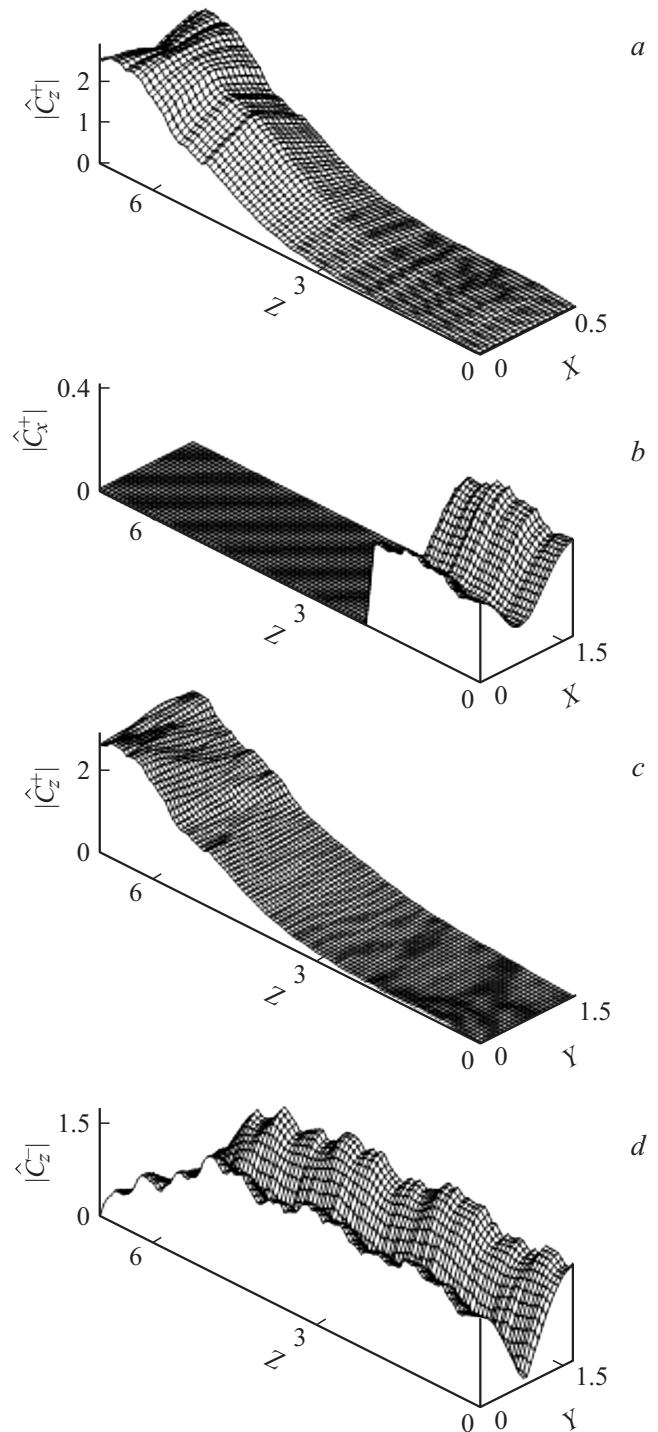
коэффициентов связи волн на брэгговских зеркалах существует возможность развития системы по поперечной координате  $x$  (на рис. 2, *a* до  $l_x = 250\lambda$ ) с сохранением устойчивости частоты генерации и пространственной структуры поля.

Вместе с тем уже небольшое увеличение зазора до  $b_0 = 1.6$  см ( $B = 1.7$ ) приводит к появлению перескоков частоты (рис. 4), соответствующих возбуждению мод с различным количеством вариаций поля по указанной поперечной координате (рис. 5). Таким образом, величина зазора между пластинами является достаточно критичным параметром, и, следовательно, необходимо принимать дополнительные меры для обеспечения детерминированного характера распределения полей по указанной координате.

### 3. PIC-моделирование динамики МСЭ с двумерной РОС

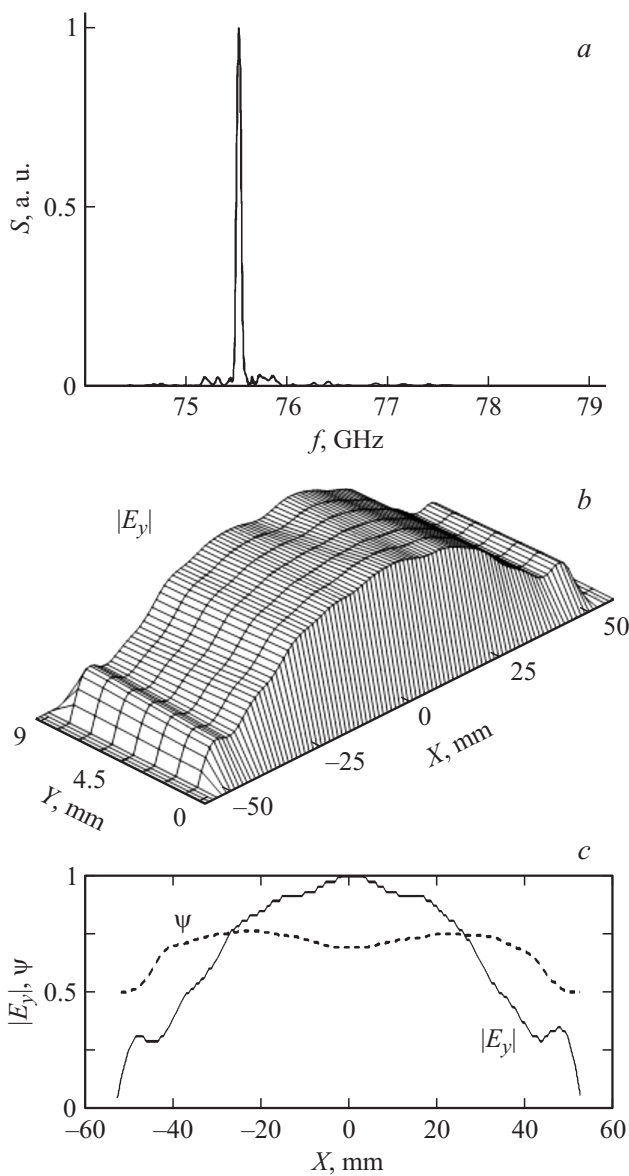
С целью интерпретации экспериментальных результатов и проверки усредненных моделей, основанных на методе связанных волн, было проведено прямое PIC-моделирование реализованного в ИЯФ СО РАН макета МСЭ с двумерной РОС [3] с использованием кода „CST Studio Suite“. Результаты такого моделирования представлены на рис. 6 при параметрах электронного пучка и комбинированного брэгговского резонатора, близких к экспериментальным значениям (поперечное сечение резонатора  $1 \cdot 10$  см<sup>2</sup>, ток пучка  $\sim 0.6$  А). Электронный пучок двигался в поле планарного ондулятора

с периодом 4 см и амплитудой поперечной компоненты магнитного поля 1.5 кОе в присутствии фокусирующего продольного однородного магнитного поля напряженностью 10 кОе. Прежде всего, следует отметить, что получаемый в результате моделирования спектр генерации с центральной частотой 75 GHz близок к монохромати-



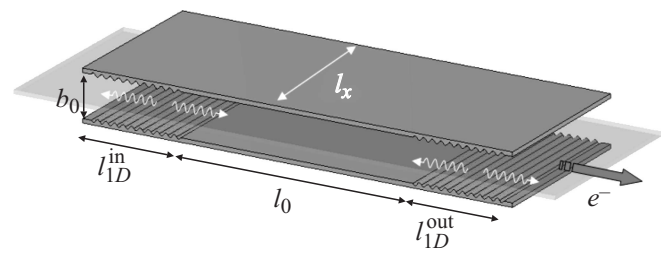
**Рис. 5.** Пространственное распределение амплитуд полей парциальных волн в стационарном режиме генерации при  $\Delta = -1$ ,  $B = 1.7$ : *a* —  $\hat{C}_z^+(X, Z)$ , *b* —  $\hat{C}_x^+(X, Z)$ , *c* —  $\hat{C}_z^+(Y, Z)$ , *d* —  $\hat{C}_x^-(Y, Z)$ .



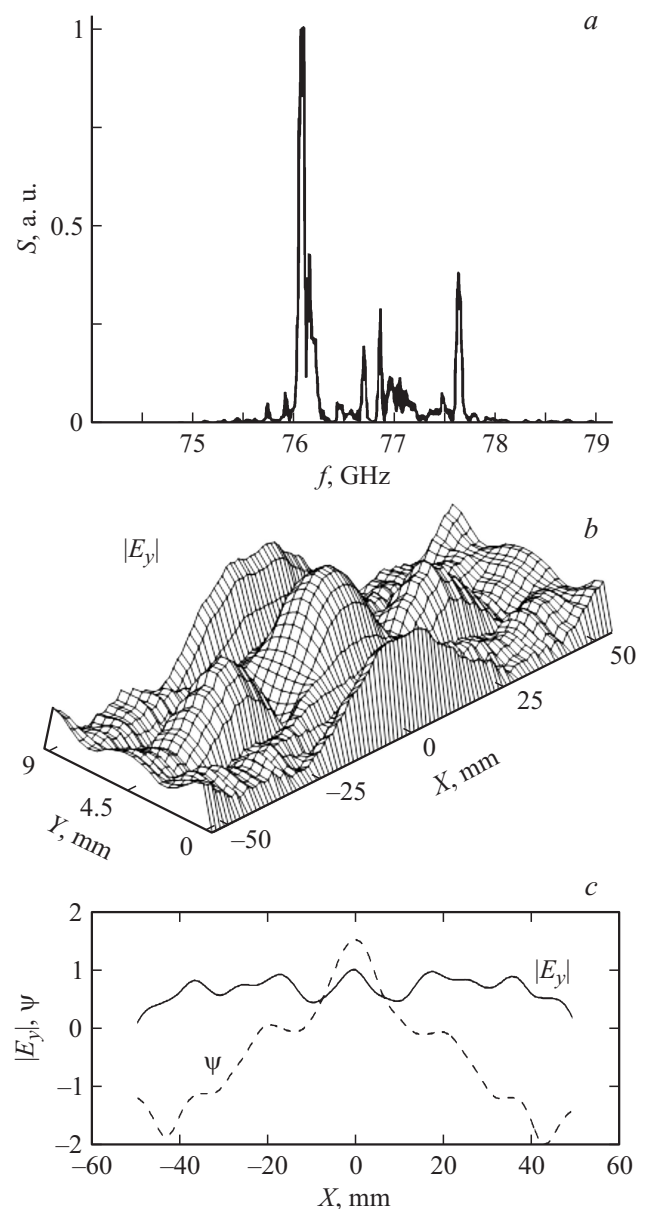


**Рис. 6.** PIC-моделирование планарного МСЭ с комбинационным брэгговским резонатором при параметрах, близких к экспериментально реализованным в [3] ( $I \approx 600$  А,  $E \approx 1$  MeV,  $l_{2D} = 18$  см,  $l_{1D} = 8$  см,  $l_0 = 46$  см,  $l_x = 10$  см,  $b_{2D} \approx 0.45$  мм,  $b_{1D} \approx 0.3$  мм). *a* — спектр излучения; *b* — пространственная структура поля  $|E_y(x, y)|$  в выходном сечении генератора, *c* — профиль амплитуды и фазы  $\psi$  поля излучения вдоль „широкой“ поперечной координаты  $x$ .

ческому (рис. 6, *a*). Пространственная структура поля в выходном сечении генератора  $|E_y(x, y)|$ , представленная на рис. 6, *b*, имеет регулярный характер и по „узкой“ координате  $y$  соответствует возбуждению ТЕМ-волны. Распределение полей на выходе генератора по координате  $x$ , по которой электродинамическая система является открытой, имеет колокообразную форму, что может быть объяснено влиянием дифракционного расплывания электромагнитных потоков по указанной координате. Для демонстрации пространственной когерентности из-



**Рис. 7.** Схема МСЭ-генератора планарной геометрии с двухзеркальным резонатором, составленным из двух традиционных одноперiodических брэгговских зеркал.



**Рис. 8.** PIC-моделирование планарного МСЭ, изображенного на рис. 7 ( $I \approx 600$  А,  $E \approx 1$  MeV,  $l_{1D}^{in} = 18$  см,  $l_{1D}^{out} = 8$  см,  $l_0 = 46$  см,  $l_x = 10$  см,  $b_{1D}^{in} = b_{1D}^{out} \approx 0.3$  мм). *a* — спектр излучения, *b* — пространственная структура поля  $|E_y(x, y)|$ , *c* — профиль амплитуды и фазы поля излучения вдоль поперечной координаты  $x$ .

лучения на рис. 6, с штрихами показан также профиль фазы поля излучения в выходном сечении генератора. Интегральная мощность излучения в моделировании составляет  $\sim 40$  MW, что соответствует КПД  $\sim 8\%$  и достаточно хорошо согласуется с экспериментально измеренными значениями.

РЭС-моделирование позволяет также продемонстрировать преимущества использования двумерных брэгговских структур над традиционными одномерными (рис. 7). На рис. 8 приведены результаты моделирования МСЭ с теми же параметрами электронного пучка и ондуляторного поля, но в котором входное двумерное брэгговское зеркало было заменено на „традиционное“ одномерное. В результате при той же ширине пучка  $25\lambda$  пространственная структура генерируемого излучения и его спектр носят сложный нерегулярный характер. Для обеспечения пространственной когерентности излучения в МСЭ с традиционными брэгговскими зеркалами ширина пучка должна быть уменьшена до  $2-3\lambda$ . В этих условиях поперечная синхронизация излучения по координате  $x$  может быть обеспечена за счет дифракционного расплывания излучения и открытости резонатора в соответствующем направлении.

## Заключение

В работе на основании усредненной трехмерной квазиоптической модели и прямого РЭС-моделирования проведен анализ динамики МСЭ с двумерной РОС. В отличие от предшествующих работ структура поля по всем трем пространственным координатам предполагается нефиксированной, включая координату, направленную по нормали к поверхностям пластин, формирующих двумерный брэгговский резонатор. Показано, что при параметрах, близких к параметрам экспериментального макета  $4\text{ mm}$  МСЭ с гибридным брэгговским резонатором [3], должен реализовываться режим узкополосной стационарной генерации, в котором происходит формирование пространственно-когерентной структуры поля. Вместе с тем уже небольшое увеличение зазора между пластинами ( $b_0/\lambda = 2.5$  до  $b_0/\lambda = 4$ ) приводит к появлению перескоков частоты, соответствующих возбуждению мод с различным количеством вариаций поля по соответствующей поперечной координате. Таким образом, величина зазора между пластинами является достаточно критичным параметром, и, следовательно, необходимо принимать дополнительные меры для обеспечения детерминированного характера распределения полей по указанной координате. Важно подчеркнуть, что увеличение зазора между пластинами является важным фактором прежде всего для продвижения МСЭ с двумерной РОС в коротковолновые (в частности, в субмиллиметровый) диапазоны. Для решения этой задачи в работах [11,12] рассматривалась возможность использования в качестве одного из зеркал модифицированной

однопериодической брэгговской структуры, основанной на связи бегущих и квазикритических волн.

Авторы признательны А.В. Аржанникову, С.Л. Синицкому и П.В. Калинину за полезные обсуждения.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 12-08-31491, гранта президента РФ № МК-7314.2013.2, а также фонда „Династия“.

## Список литературы

- [1] Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. // Письма в ЖТФ. 1993. Т. 18. Вып. 9. С. 23.
- [2] Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S. et al. // Phys. Rev. E. 1999. Vol. 60. P. 935.
- [3] Аржанников А.В., Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2008. Т. 87. Вып. 11. С. 715–719.
- [4] Konoplev I.V., Cross A.W., Phelps A.D.R. et al. // Phys. Rev. E. 2007. Vol. 76. P. 056 406.
- [5] Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Песков Н.Ю., Сергеев А.С. // ЖТФ. 2010. Т. 80. Вып. 3. С. 9–20.
- [6] Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Малкин А.М., Сергеев А.С. // Радиотехника и электроника. 2011. Т. 56. Вып. 4. С. 468–476.
- [7] Каценеленбаум Б.З. Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами. М.: АН СССР, 1961. 218 с.
- [8] Ковалев Н.Ф., Орлова И.М., Петелин М.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т. 11. № 5. С. 783–786.
- [9] Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I. // IEEE J. Quant. Electron. 1983. Vol. 19. N 3. P. 282–294.
- [10] Денисов Г.Г., Резников М.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т. 25. № 5. С. 562–569.
- [11] Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu. et al. // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95. P. 043 504.
- [12] Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Зотова И.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. Вып. 6. С. 286–290.