

01;07;09

## Узкополосные брегговские отражатели терагерцового диапазона, основанные на связи распространяющихся и квазикритических волн

© Н.С. Гинзбург, В.Ю. Заславский, А.М. Малкин, Н.Ю. Песков, А.С. Сергеев

Институт прикладной физики РАН,  
603950 Нижний Новгород, Россия  
email: ginzburg@appl.sci-nnov.ru

(Поступило в Редакцию 15 июня 2011 г.)

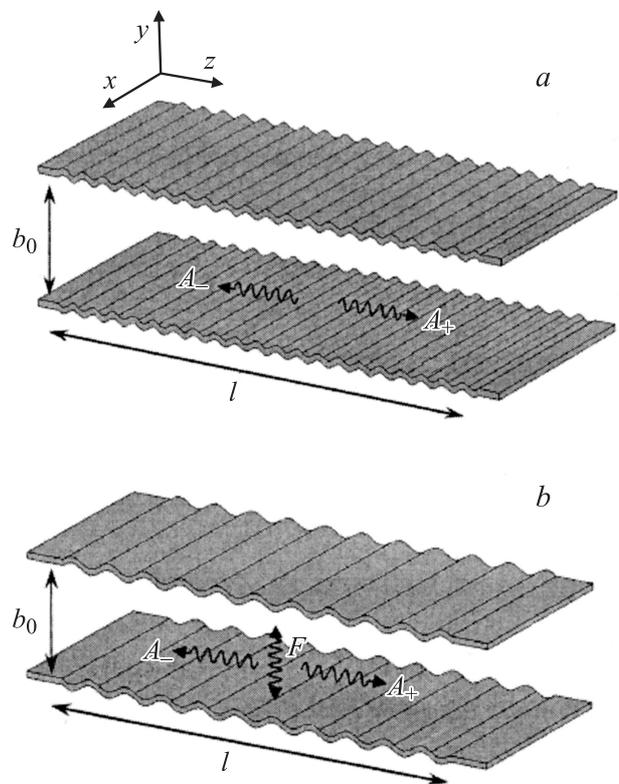
Рассмотрена планарная схема узкополосных брегговских отражателей, в которых преобразование падающей волны во встречную происходит через возбуждение квазикритической моды. Период структуры в случае новой модификации брегговских зеркал примерно вдвое больше, чем в традиционном случае, в котором имеет место непосредственная связь двух встречно-распространяющихся волн. Анализ модифицированных брегговских структур в рамках метода связанных волн, в котором высокочастотные поля представляют собой квазиоптические пучки, демонстрирует эффективность предложенной схемы отражателей при расстоянии между гофрированными пластинами, составляющем до 10–15 длин волн  $\lambda$ . Эти выводы подтверждены с помощью прямого численного моделирования. Указанная сверхразмерность достаточна для использования модифицированных брегговских отражателей в мощных длинноимпульсных лазерах на свободных электронах, работающих в коротковолновых частотных диапазонах вплоть до терагерцового.

### Введение

Отражатели, основанные на брегговском переизлучении встречных волн (рис. 1, *a*) на периодических структурах, получили широкое распространение как в квантовой, так и в классической электронике. В оптическом диапазоне брегговские структуры формируются диэлектрическими волноводами, на поверхности которых нанесена периодическая гофрировка [1–4]. В электронике сверхвысокочастотные (СВЧ) брегговские структуры могут быть реализованы на основе полых металлических волноводов с гофрировкой боковых стенок (рис. 1, *a*) [5,6]. Основным достоинством таких структур в мощных СВЧ-генераторах является совместимость с системой транспортировки электронных потоков. Брегговские резонаторы стали традиционными электродинамическими системами релятивистских мазеров и использовались в большом числе экспериментов по генерации мощного излучения миллиметрового диапазона. Однако продвижение генераторов на основе брегговских структур в более коротковолновые диапазоны, в частности в субмиллиметровый, лимитируется потерей их селективности. При значительной сверхразмерности возникает перекрытие зон брегговского резонанса, соответствующих связи различных пар распространяющихся волн. В результате падающее или генерируемое электронным пучком излучение будет рассеиваться в плохо контролируемый набор волн. Кроме того, по мере увеличения сверхразмерности имеет место падение абсолютного значения коэффициента отражения.

Указанные проблемы могут быть преодолены при использовании схемы брегговского рассеяния, основанной на связи распространяющихся и квазикритических волн

(рис. 1, *b*) [7]. Ограничимся здесь планарной геометрией и предположим, что брегговская структура образована двумя параллельными пластинами с неглубокой пери-



**Рис. 1.** Схема традиционного (*a*) и модифицированного (*b*) брегговских зеркал планарной геометрии. Период гофра в традиционном зеркале вдвое меньше периода в модифицированном зеркале.

одической гофрировкой внутренних стенок

$$b(z) = b_1 \cos(\bar{h}z) \quad \text{при} \quad y = 0, \\ b(z) = -b_1 \cos(\bar{h}z) \quad \text{при} \quad y = b_0, \quad (1)$$

где  $\bar{h} = 2\pi/d$ ,  $d$  — структуры,  $2b_1$  — глубина гофра,  $b_0$  — расстояние между пластинами. В рассматриваемой структуре поле может быть представлено как сумма двух встречно распространяющихся квазиоптических волновых пучков

$$\mathbf{E} = \text{Re} [\mathbf{y}_0 A_{\pm}(y, z, t) e^{i\omega t \mp i\bar{h}z}], \quad (2a)$$

где  $A_{\pm}$  — амплитуды падающей ( $A_+$ ) и встречной ( $A_-$ ) волн, и квазикритической волны  $\text{TM}_s$ -типа

$$\mathbf{E} = \text{Re} \left[ \mathbf{z}_0 F(z, T) \sin\left(\frac{\Pi s y}{b_0}\right) e^{i\omega t} \right], \quad (2b)$$

где  $F$  — амплитуда критической волны. Связь параксиальных волн (2a) осуществляется посредством возбуждения внутри структуры волны (2b) в условиях брегговского резонанса

$$h \approx \bar{h}, \quad (3)$$

которое выполняется при следующем соотношении между периодом гофра и зазором между пластинами:

$$b_0 = sd/2. \quad (4)$$

Очевидно, что период структуры  $d$  в этом случае примерно вдвое больше, чем в случае традиционных брегговских зеркал, что является важным преимуществом в коротковолновом диапазоне. Следует отметить, что в случае, когда гофрировка пластин, задаваемая соотношением (1), зеркально-симметрична относительно оси резонанса  $y = b_0/2$  волновые пучки, близкие по структуре к модам  $\text{TEM}$  (Transverse Electromagnetic Mode) планарного волновода, связываются с квазикритической модой с четным числом поперечных вариаций  $s$ . В противном случае синфазной гофрировки пластин указанные волновые пучки связываются через возбуждение квазикритической моды с нечетным индексом  $s$ .

## Модель и основные уравнения

Предполагая, что на пластины, формирующие модифицированную брегговскую структуру, нанесена зеркально-симметричная гофрировка (1), процесс отражения падающей волны  $A_+$  во встречную  $A_-$  с учетом возбуждения критической волны  $F$  в квазиоптическом приближении может быть описан следующей системой уравнений [8,9]:

$$\frac{\partial a_+}{\partial Z} + \frac{\partial a_+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 a_+}{\partial Y^2} = i \frac{\alpha B}{2} f [\delta(Y) + \delta(Y - B)], \\ -\frac{\partial a_-}{\partial Z} + \frac{\partial a_-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 a_-}{\partial Y^2} = i \frac{\alpha B}{2} f [\delta(Y) + \delta(Y - B)],$$

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial Z^2} + i \varepsilon f + \sigma f = i \alpha [(a_+ + a_-)|_{Y=0} + (a_+ + a_-)|_{Y=B}], \quad (5)$$

где  $Z = \bar{h}z$ ,  $\tau = \omega_{\text{Br}} t$ ,  $Y = \sqrt{2} \bar{h} y$ ,  $B = \sqrt{2} \bar{h} b_0$ ,  $\delta(Y)$  — дельта-функция,  $\varepsilon = (\omega_{\text{Br}} - \omega_c)/\omega_c$  — геометрическая расстойка между брегговской  $\omega_{\text{Br}} = \bar{h}c$  и критической  $\omega_c = c\pi s/b_0$  частотами,  $\sigma = \Delta/b_0$  — параметр омических потерь,  $\Delta$  — глубина скин-слоя в металле. Амплитуды волн  $a_{\pm} = \sqrt{N_A} A_{\pm}$  и  $f = \sqrt{N_F} F$  нормированы на соответствующие волновые нормы  $N_A = \omega_{\text{Br}}^2 b_0 / 2\pi c$ ,  $N_F = \omega_c^2 b_0 / 4\pi c$ . Параметр связи волн дается соотношением

$$\alpha = \frac{hb_1}{2\sqrt{2}b_0}. \quad (6)$$

При анализе коэффициентов отражения следует считать, что на вход брегговской структуры поступает монохроматическая сигнальная волна

$$a_+(Z, Y, \tau)|_{Z=0} = a^0 e^{i\Omega \tau}, \quad (7)$$

где  $\Omega = (\omega - \omega_{\text{Br}})/\omega_{\text{Br}}$  — заданная отстройка частоты падающей волны от несущей, в качестве которой выбрана брегговская частота  $\omega_{\text{Br}}$ .

Для квазикритической волны, эволюция которой описывается параболическим уравнением (5), на краях брегговского зеркала следует использовать известные в теории гиротронов излучательные граничные условия [10], соответствующие свободной дифракции излучения на указанных границах

$$\left[ f - \sqrt{\frac{1}{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-(\sigma+i\varepsilon)(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial f(\tau')}{\partial Z} d\tau' \right]_{Z=0} = 0, \\ \left[ f + \sqrt{\frac{1}{\pi i}} \int_0^{\tau} \frac{e^{-(\sigma+i\varepsilon)(\tau-\tau')}}{\sqrt{\tau-\tau'}} \frac{\partial f(\tau')}{\partial Z} d\tau' \right]_{Z=L} = 0, \quad (8)$$

где  $L = \bar{h}l$  — длина модифицированного брегговского зеркала. С учетом обращения в нуль тангенциальных компонент электрического поля в металле

$$\frac{\partial a_{\pm}}{\partial Y} \Big|_{Y=-0} = 0, \quad \frac{\partial a_{\pm}}{\partial Y} \Big|_{Y=B+0} = 0$$

волновые пучки могут быть представлены в виде разложения в ряды Фурье

$$a_{\pm} = \sum_{n=0}^{\infty} a_n^{\pm}(Z, \tau) \cos\left(\frac{\pi n Y}{B}\right). \quad (9)$$

Каждый член ряда в (9), характеризующийся индексом  $n$ , может рассматриваться как нормальная мода регулярного планарного волновода. В результате после подстанов-

ки (9) в (5) указанные уравнения преобразуются к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_n^+}{\partial Z} + \frac{\partial a_n^+}{\partial \tau} + i \frac{\pi^2 n^2}{B^2} a_n^+ &= \frac{2i\alpha f}{1 + \delta_{0n}}, \\ -\frac{\partial a_n^-}{\partial Z} + \frac{\partial a_n^-}{\partial \tau} + i \frac{\pi^2 n^2}{B^2} a_n^- &= \frac{2i\alpha f}{1 + \delta_{0n}}, \\ \frac{\partial f}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial Z^2} + \sigma f + i\epsilon f &= i \sum_{n=0}^{\infty} \alpha (a_n^+ + a_n^-), \end{aligned} \quad (10)$$

где  $\delta_{0n}$  — символ Кронекера.

Следует отметить, что определение коэффициентов отражения в рамках уравнений (10) после подстановки решения в виде  $e^{i\Omega t}$  приводит к необходимости решения сложной краевой задачи. В этой связи при численном анализе моделировался нестационарный отклик системы при падении начального импульса

$$a_+(Z, Y, \tau)|_{Z=0} = a^0(Y, \tau) = \sum_{m=0}^{\infty} a_m^0(\tau) \cos\left(\frac{\pi m Y}{B}\right), \quad (11)$$

обладающего достаточно широким спектром. Далее на основании получаемых временных зависимостей отраженного и прошедшего сигналов на модах с различным поперечным индексом  $n$  проводился анализ Фурье и вычислялась матрица рассеяния

$$\begin{aligned} R_{m,n}(\Omega) &= \frac{\int_0^{\infty} a_n^-(Z=0, \tau) e^{-i\Omega\tau} d\tau}{\int_0^{\infty} a_m^0(\tau) e^{-i\Omega\tau} d\tau}, \\ T_{m,n}(\Omega) &= \frac{\int_0^{\infty} a_n^+(Z=L, \tau) e^{-i\Omega\tau} d\tau}{\int_0^{\infty} a_m^0(\tau) e^{-i\Omega\tau} d\tau}. \end{aligned} \quad (12)$$

Матричные элементы  $R_{0,0}$  и  $T_{0,0}$  соответствуют коэффициентам отражения и прохождения при падении на систему волны ТЕМ.

### Приближение фиксированной поперечной структуры полей бегущих волн

Начнем исследование со случая относительно малого зазора между пластинами, когда выполнено условие

$$B \ll 1, \quad (13)$$

и поперечную структуру бегущих волн можно считать фиксированной. В этом случае взаимным переизлучением волн с различными поперечными индексами  $n$  можно

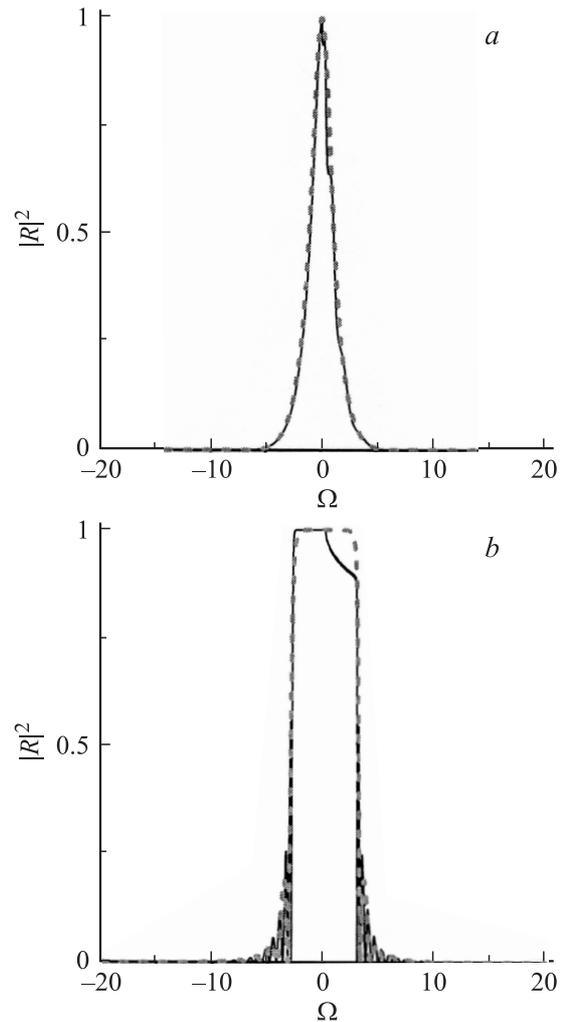


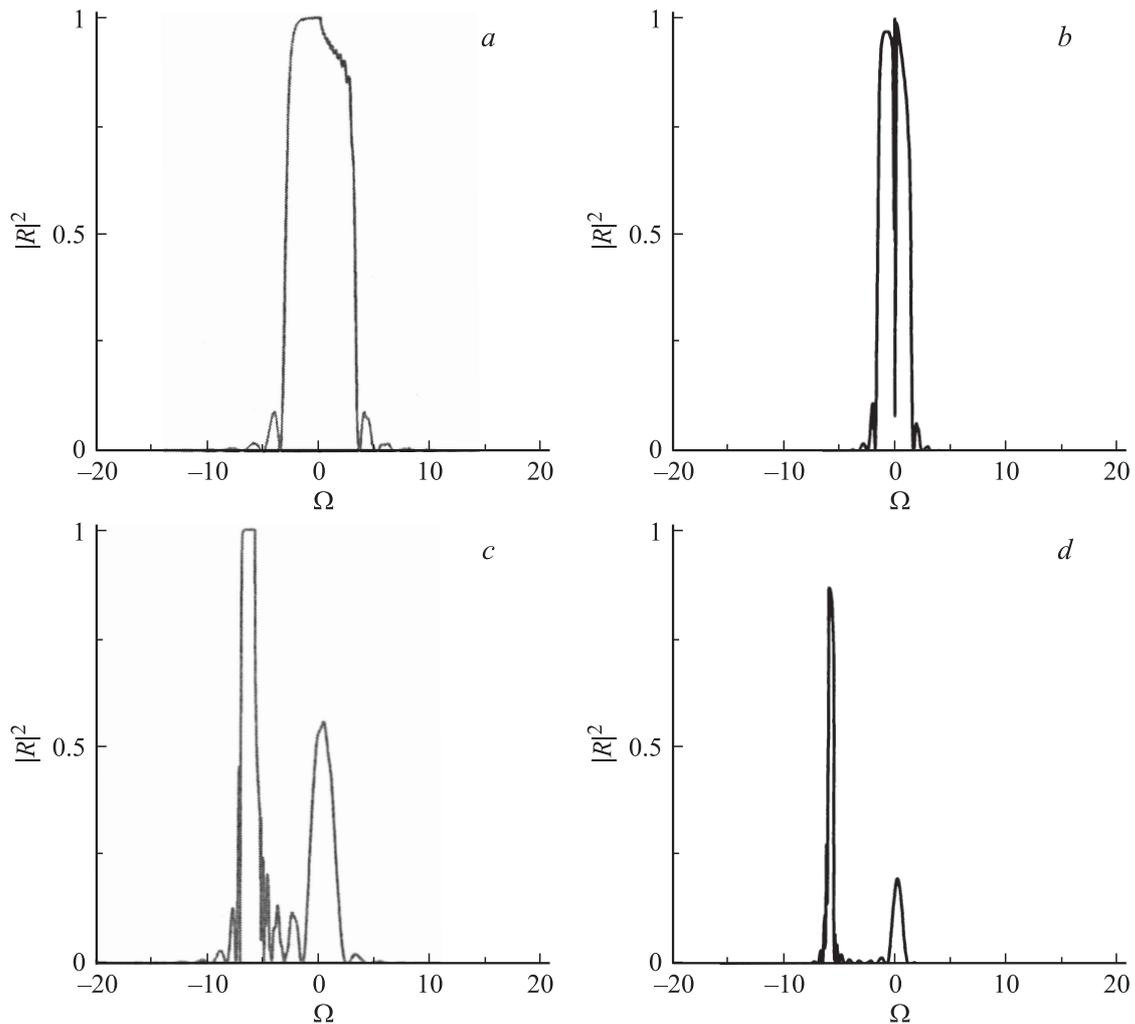
Рис. 2. Частотные зависимости коэффициентов отражения по мощности, полученные на основе формулы (19) (штриховые линии) и в рамках „трехволновых“ уравнений (15), (16) (сплошные линии): (а)  $\alpha L = 0.7$ , (б)  $\alpha L = 5.7$ .

пренебречь и привести систему уравнений (10) к виду

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_0^+}{\partial Z} + \frac{\partial a_0^+}{\partial \tau} &= i\alpha f, \\ -\frac{\partial a_0^-}{\partial Z} + \frac{\partial a_0^-}{\partial \tau} &= i\alpha f, \\ \frac{\partial f}{\partial \tau} + \frac{i}{2} \frac{\partial^2 f}{\partial Z^2} + i\epsilon f + \sigma f &= i\alpha (a_0^+ + a_0^-). \end{aligned} \quad (14)$$

В предположении, что на вход структуры падает монохроматическая волна (7), уравнения (14) допускают дальнейшие упрощения и приводятся к форме [7]

$$\begin{aligned} \frac{da_0^+}{dZ} \pm i\Omega a_0^\pm &= \pm i\alpha f, \\ \frac{1}{2} \frac{d^2 f}{dZ^2} + (\epsilon - i\sigma)f + \Omega f &= \alpha (a_0^+ + a_0^-) \end{aligned} \quad (15)$$



**Рис. 3.** Перестройка центральной частоты отражателя при вариации параметра геометрической расстройки  $\varepsilon$ , т.е. зазора между пластинами в рамках „трехволновой“ модели (15) (a, c) и „многоволновой“ модели (10) (b, d): a, c —  $\varepsilon = 0$  и (b, d) —  $\varepsilon = 4$  ( $\alpha L = 3, B = 0.8$ ).

с граничными условиями

$$a_0^+|_{z=0} = a^0, \quad a_0^-|_{z=L} = 0, \quad \left[ \frac{df}{dz} \mp i\sqrt{2(\Omega + \varepsilon - i\sigma)}f \right]_{z=0,L} = 0. \quad (16)$$

В пренебрежении дифракцией квазикритической волны  $f$  из уравнений (15) можно получить структуры полей отраженной и прошедшей волн

$$a_0^- = a^0 \frac{2i(\Omega^2 - K^2) \sin K(L - Z)}{(\Omega + K)^2 e^{iKL} - (\Omega - K)^2 e^{-iKL}}, \quad a_0^+ = a^0 \frac{(\Omega + K)^2 e^{iK(L-Z)} - (\Omega - K)^2 e^{-iK(L-Z)}}{(\Omega + K)^2 e^{iKL} - (\Omega - K)^2 e^{-iKL}}, \quad (17)$$

где

$$K = \left( \Omega^2 - \frac{2\alpha^2 \Omega}{\Omega + \varepsilon - i\sigma} \right)^{1/2}.$$

Для амплитуды возбуждающейся внутри брегговской структуры квазикритической моды имеем

$$f = \frac{\alpha(a_0^+ + a_0^-)}{\varepsilon + \Omega - i\sigma}. \quad (18)$$

Коэффициент отражения задается следующим выражением

$$R_{0,0} = \frac{a_0^-(Z=0)}{a_0^+(Z=0)} = \frac{2i(\Omega^2 - K^2) \sin KL}{(\Omega + K)^2 e^{iKL} - (\Omega - K)^2 e^{-iKL}}. \quad (19)$$

При нулевой геометрической расстройке  $\varepsilon = 0$  максимум коэффициента отражения

$$|R_{\max}| = \frac{\alpha^2 L}{\alpha^2 L + \sigma} \quad (20)$$

достигается на частоте точного брегговского резонанса  $\Omega = 0$ . Продольное распределение амплитуд парциальных волн в этом случае выражаются в виде линейных

функций

$$a_0^+ = a^0 \frac{L-Z}{L}, \quad a_0^- = a^0 \frac{Z-L}{L}, \quad f = \frac{ia^0}{\alpha L}. \quad (21)$$

Ширину полосы отражений в случае малых омических потерь  $\sigma \ll \alpha L$  можно оценить как

$$\Delta\Omega \approx 2\sqrt{\frac{\pi^2}{L^2} + 2\alpha^2}. \quad (22)$$

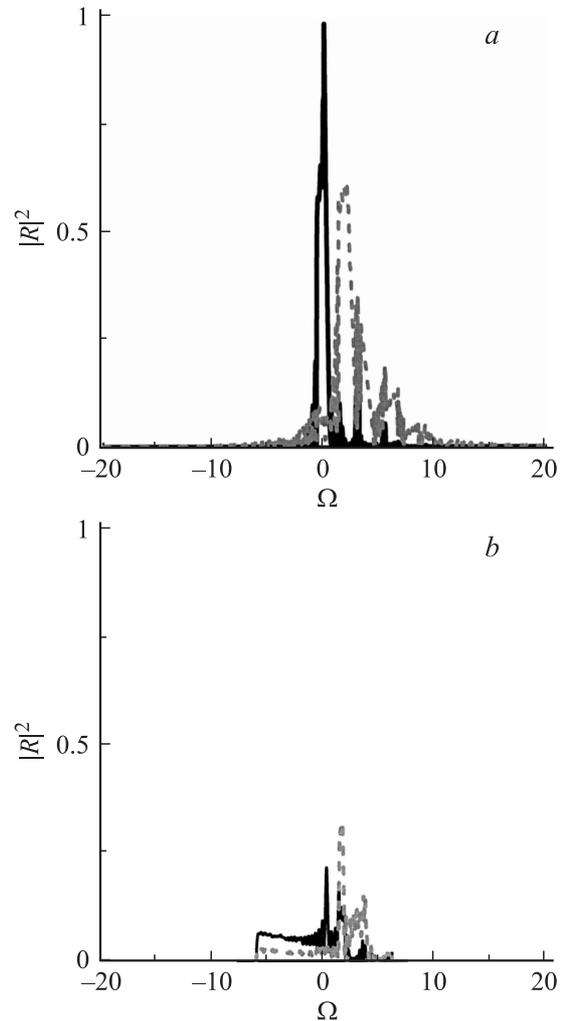
На рис. 2 приведены частотные зависимости коэффициента отражения (по мощности) при  $\varepsilon = 0$ , демонстрирующие основные характеристики модифицированного брэгговского рефлектора. В отличие от обычных брэгговских структур [1–4] уменьшение коэффициента связи  $\alpha$  в данной схеме приводит к обужению полосы отражений, в то время как максимальное значение коэффициента отражения не зависит от  $\alpha$  и близко к единице. Как следует из (20), в случае относительно малых зазоров между пластинами, когда выполнено условие (13), только ненулевые омические потери приводят к снижению величины  $R_{\max}$ . На тех же рисунках штриховой линией показана частотная зависимость коэффициента отражения, рассчитанная на основе полных уравнений (15), (16), включающих дифракцию квазикритической моды  $f$ . Очевидно, при малых зазорах упрощенная формула (19) позволяет провести хорошую оценку коэффициентов отражения. Заметим, что в рассматриваемых приближениях характеристики модифицированных брэгговских структур аналогичны характеристикам двумерных брэгговских структур коаксиальной геометрии [11,12].

При относительно малых зазорах между пластинами модифицированные брэгговские зеркала обеспечивают эффективную перестройку частоты при механическом изменении зазора  $b_0$  и соответственно параметра  $\varepsilon$ . Сдвиг зоны отражений при вариации параметра расстройки  $\varepsilon$  показан на рис. 3. Зона отражений при этом сдвигается вместе с частотой отсечки (максимум коэффициента отражения соответствует критической частоте). При этом при положительных значениях расстройки (т.е. когда брэгговская частота превосходит критическую) максимальный коэффициент отражения близок к единице в достаточно широкой полосе частот.

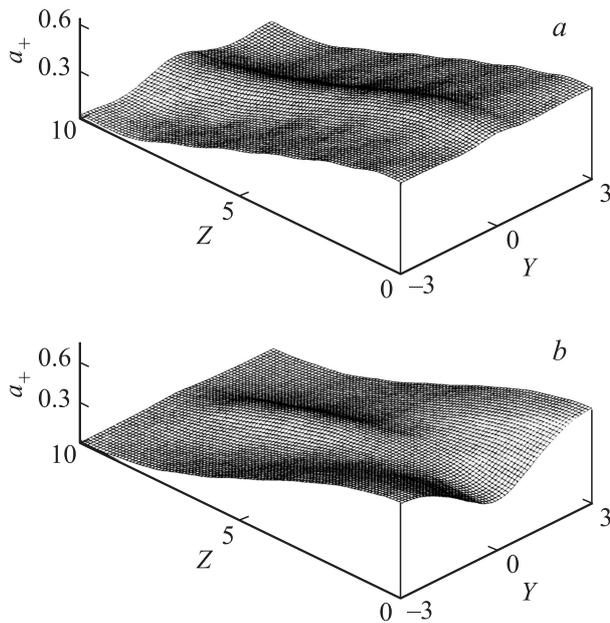
### Анализ коэффициентов отражения в рамках многоволновой квазиоптической модели и прямого численного моделирования

Моделирование процесса отражения в рамках полных многоволновых уравнений (10) демонстрирует эффективность зеркал на основе модифицированных брэгговских структур и при значительной сверхразмерности. Однако для поддержания высокого коэффициента отражения необходимо увеличение длины структуры. Так,

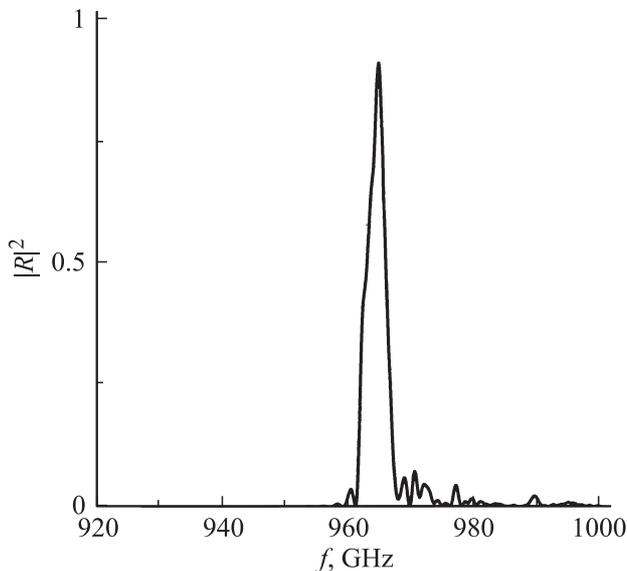
на рис. 4,5 приведены результаты моделирования для  $B = 3$  при  $L \approx 7$ . Видно, что при оптимальном подборе параметра геометрической расстройки  $\varepsilon$  максимальный коэффициент отражения  $|R|^2 \approx 0.95$ . При глубине гофра  $2b_1 = 0.13\lambda$  указанный коэффициент отражения достигается при зазоре между пластинами  $b_0 = 10\lambda$  и длине структуры  $l = 200\lambda$ . Заметим, что при большой сверхразмерности возникает заметное переизлучение в бегущие волны с другим поперечным индексом  $n$ . При этом в силу зеркальной симметричности гофрировки нижней и верхней пластин переизлучение происходит только в волны с одинаковой четностью по координате  $y$  (в частности,  $R_{0,1} = 0$ ). На рис. 4,а штриховой линией показана зависимость от частоты коэффициента переизлучения  $|R_{-,2}|^2$  в бегущую волну с двумя вариациями



**Рис. 4.** а — частотные зависимости коэффициента отражения  $|R_{0,0}|^2$  (сплошные линии) и коэффициента переизлучения  $|R_{0,2}|^2$  в моду с двумя поперечными вариациями поля (штриховые линии) в случае большого зазора между пластинами  $B = 3$  и оптимальном значении параметра геометрической расстройки  $\varepsilon = 6$  ( $\alpha L = 7$ ). Для сравнения на рис. б представлены аналогичные зависимости в случае „традиционного“ брэгговского зеркала.



**Рис. 5.** Пространственное распределение амплитуд полей парциальных волн  $a_{\pm}$  на частоте, соответствующей максимальному значению коэффициента отражения при тех же параметрах зеркала, что и на рис. 4, *a*.



**Рис. 6.** Анализ модифицированного брегговского отражателя с помощью FDTD-кода. Частотная зависимость коэффициента отражения  $|R_{0,0}|^2$  при параметрах, соответствующих рис. 4 ( $b_0 = 10\lambda$ ,  $l = 200\lambda$ ,  $2b = 0.13\lambda$ ).

поля  $n = 2$ . Данный коэффициент вдвое меньше коэффициента  $|R_{0,0}|^2$  для основной моды. Кроме того, его максимум сдвинут по частоте.

Таким образом, анализ в рамках метода связанных волн показывает возможность реализации узкополосных рефлекторов на основе связи распространяющихся и

квазикритических мод, эффективно работающих при больших значениях сверхразмерности. Данный вывод подтверждается результатами прямого численного моделирования брегговского зеркала с резонансной частотой  $\sim 1$  THz в рамках трехмерного электромагнитного кода [7]. Период структуры брался равным  $d \approx 0.3$  mm, длина зеркала составляла  $l = 60$  mm. При зазоре между пластинами  $b_0 = 3$  mm имело место возбуждение квазикритической моды  $TM_{20}$  ( $s = 20$ ). На рис. 6 приведены частотные зависимости коэффициентов отражения в случае падения ТЕМ-волны. Видно, что коэффициент отражения по мощности достигает 90% при полосе  $\sim 3$  GHz. Следует также отметить относительно малый уровень переизлучения падающей ТЕМ-волны в бегущие волны с другим поперечным индексом.

Подчеркнем, что в нескольких вариантах проводились расчеты в рамках трехмерной модели, т.е. с учетом конечности размеров системы вдоль координаты  $x$ , относительно которой рефлектор предполагается открытым (см. рис. 1, *b*). Эти расчеты показали, что при достаточно большом поперечном размере рефлектор сохраняет свою эффективность, и для его анализа возможно использование упрощенной двумерной модели.

Отметим в заключение, что в работах [8,9] проведено моделирование работы ЛСЭ терагерцового диапазона, в которых в качестве входного зеркала использовался модифицированный брегговский отражатель. Этот анализ также продемонстрировал эффективность использования данного отражателя для селекции мод по координате  $y$ , направленной по нормали к пластинам. При этом отражатель может быть совместим с каналом транспортировки интенсивных электронных пучков, что делает возможным реализацию длинноимпульсных солнечных элементов с мультимегаваттной выходной мощностью. Заметим также, что определенный интерес представляет анализ описанной в работе модификации брегговских структур применительно к оптическому и инфракрасному диапазонам.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ (№№ 10-02-01395 и 0-08-01269), гранта Президента РФ № МК-5530.2011.2, а также Федеральной целевой программы „Научные и научно-педагогические кадры инновационной России“ на 2009–2013 г.

## Приложение

В рамках развитой многоволновой модели исследуем здесь при большом зазоре между пластинами  $b_0$  отражательные характеристики традиционной брегговской структуры (рис. 1, *a*), связывающей непосредственно два распространяющихся навстречу квазиоптических волновых пучка (2а) в условиях брегговского резонанса

$$\bar{h} \approx 2h. \quad (\text{П1})$$

В этом случае связь волн описывается следующими уравнениями:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_+}{\partial Z} + \frac{\partial a_+}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 a_+}{\partial Y^2} &= i \frac{\alpha B}{2} a_- [\delta(Y) + \delta(Y - B)], \\ -\frac{\partial a_-}{\partial Z} + \frac{\partial a_-}{\partial \tau} + i \frac{\partial^2 a_-}{\partial Y^2} &= i \frac{\alpha B}{2} a_+ [\delta(Y) + \delta(Y - B)]. \end{aligned} \quad (\text{П2})$$

Для сравнения на рис. 4, *b* приведены результаты моделирования отражений от традиционного брэгговской структуры планарной геометрии с тем же зазором между пластинами и глубиной гофра (период этой структуры вдвое меньше периода модифицированной структуры). Видно, что коэффициент отражения значительно меньше коэффициента отражения от модифицированной структуры. Кроме того, уровень переизлучения падающей ТЕМ-волны в моды с другими поперечными индексами  $n$  того же порядка, что и коэффициент отражения в основную волну. При этом с увеличением  $n$  имеет место сдвиг в высокочастотную область зоны максимальных отражений.

## Список литературы

- [1] *Kogelnik H., Shank C.V.* // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. P. 2327–2335.
- [2] *Yariv A.* Quantum Electronics. NY: J. Wiley and Sons Inc., 1975.
- [3] *Ghafari-Shiraz H.* Distributed Feedback Laser Diodes and Optical Tunable Filters. Chichester: Wiley, 2003.
- [4] *Kashyap R.* Fiber Bragg grating. Academic Press, 1999.
- [5] *Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Резников М.Г.* Резонатор: Авт. свид. № 720 592. Бюл. № 9, 1980.
- [6] *Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I.* // IEEE J. Quant. Electron. 1983. Vol. QE-19, № 3. P. 282–296.
- [7] *Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Kamada K., Soga Y.* // Appl. Phys. Lett. 2009. Vol. 95. P. 043 504.
- [8] *Гинзбург Н.С., Заславский В.Ю., Зотова И.В., Малкин А.М., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* // Письма в ЖЭТФ. 2010. Т. 91. С. 286–289.
- [9] *Ginzburg N.S., Malkin A.M., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Zaslavsky V.Yu., Zotova I.V.* // Phys. Rev. Special Topic — Accelerators and Beams. 2011. Vol. 14. P. 042 001.
- [10] *Гинзбург Н.С., Завольский Н.А., Нусинович Г.С., Сергеев А.С.* // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 1. С. 106–111.
- [11] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S., Konoplev I.V., Cross A.W., Phelps A.D.R., Robb G.R.M., Ronald K., He W., Whyte C.G.* // J. Appl. Phys. 2002. Vol. 92. P. 1619.
- [12] *Cross A.W., Ginzburg N.S., He W., Konoplev I.V., Peskov N.Yu., Phelps A.D.R., Ronald K., Sergeev A.S., Whyte C.G.* // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 80. P. 1517.