

07

Демонстрация существования высокодобротных мод в центре резонансной полосы двумерных брэгговских структур

© Н.Ю. Песков, Н.С. Гинзбург, Г.Г. Денисов,
В.Ю. Заславский, С.В. Кузиков, А.С. Сергеев,
А.В. Аржанников, П.В. Калинин, С.Л. Синицкий, M. Thumm

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород
Институт ядерной физики СО РАН им. Будкера, Новосибирск
Исследовательский центр Карлсруе, D-76021 Германия
E-mail: peskov@appl.sci-nnov.ru

Поступило в Редакцию 4 мая 2006 г.

Проведено экспериментальное исследование электродинамических характеристик двумерных брэгговских структур планарной геометрии. Показано хорошее соответствие измеренных частотных зависимостей коэффициентов прохождения и поперечного рассеяния с результатами теоретического анализа в рамках геометрооптического приближения, а также с полным трехмерным моделированием. Получено экспериментальное подтверждение существования высокодобротных мод в окрестности частоты точного брэгговского резонанса.

PACS: 52.75.Ms, 41.60.Cr, 84.40.Fe, 84.40.Ik

1. Брэгговские резонаторы, обеспечивающие одномерную распределенную обратную связь (РОС), в настоящее время являются традиционными электродинамическими системами как для квантовой [1,2], так и для классической [3,4] электроники. В мазерах на свободных электронах (МСЭ) подобные резонаторы могут быть выполнены в виде отрезков волноводов, имеющих слабую однопериодическую гофрировку [3,4]. Указанные резонаторы обладают селективностью по продольному индексу мод, однако увеличение их поперечных размеров ведет к потере селективности по поперечному индексу. В результате поперечные размеры реализованных в миллиметровом диапазоне

брэгговских МСЭ-генераторов не превышают нескольких длин волн, а достигнутая мощность ограничена десятками мегаватт.

В [5,6] для обеспечения когерентности излучения в МСЭ на основе мощных пространственно-развитых релятивистских электронных пучков ленточной и трубчатой геометрии были предложены двумерные брэгговские резонаторы, реализующие двумерную РОС. Эти резонаторы представляют собой отрезки волноводов планарной или коаксиальной геометрии с двоякопериодической гофрировкой. В отличие от одномерных аналогов цикл обратной связи в подобных структурах формируется четырьмя парциальными волнами, две из которых распространяются в попутном и встречном, а две другие — в поперечном (по отношению к движению электронов) направлениях. Поперечные потоки электромагнитной энергии приводят к синхронизации излучения различных частей широкого электронного пучка, размеры которого, согласно результатам моделирования [6], могут на порядки превосходить длину волны.

Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному исследованию электродинамических характеристик двумерных брэгговских резонаторов планарной геометрии. Показано хорошее совпадение результатов теоретического анализа в рамках геометрооптического приближения и прямого трехмерного численного моделирования с „холодными“ электродинамическими измерениями. Важным результатом является экспериментальная демонстрация существования в двумерных брэгговских резонаторах высокочастотных мод в центре полосы брэгговского рассеяния. В этой особенности заключается их принципиальное отличие как от традиционных одномерных брэгговских структур, так и от широко исследуемых в настоящее время двумерных фотонных структур [7,8].

2. Двумерный брэгговский резонатор может быть выполнен в виде отрезка планарного волновода с длиной l_z , шириной l_x и зазором между пластинами a_0 (рис. 1) с двоякопериодической гофрировкой

$$a(x, z) = \frac{a_1}{4} (\cos(\bar{h}x + \bar{h}z) + \cos(\bar{h}x - \bar{h}z)), \quad (1)$$

где $\bar{h} = \sqrt{2\pi}/d$, d — период гофрировки, a_1 — глубина гофрировки. На этой гофрировке возникает связь и взаимное рассеяние четырех парциальных волн, распространяющихся в двух взаимно перпендикулярных

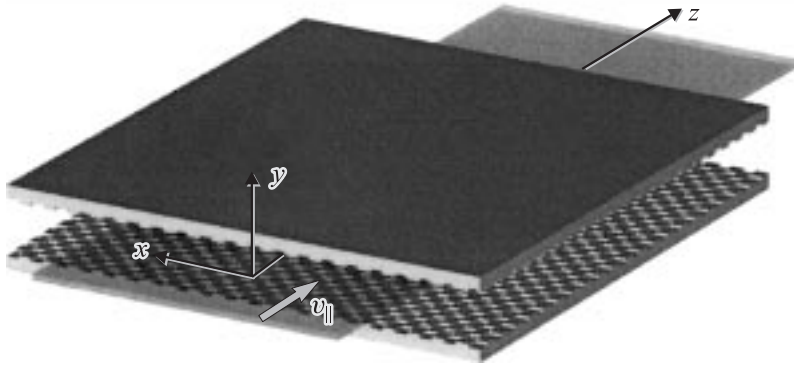


Рис. 1. Схема двумерного брэгговского резонатора планарной геометрии (показан электронный пучок, движущийся в $+z$ -направлении).

направлениях

$$\mathbf{E} = \text{Re} \left[\mathbf{E}_0 (A_+ e^{-ihz} + A_- e^{ihz} + B_+ e^{-ihx} + B_- e^{ihx}) e^{i\omega t} \right], \quad (2)$$

если волновые числа парциальных волн удовлетворяют условию двумерного брэгговского резонанса:

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

Функция $\mathbf{E}_0(y)$ описывает поперечную (по оси y) структуру поля парциальных волн, которая совпадает с одной из собственных волн планарного волновода. В рамках геометрикооптического приближения взаимное рассеяние парциальных волн на двумерной брэгговской решетке (1) может быть описано уравнениями связанных волн [6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_{\pm}}{\partial z} \mp i\delta A_{\pm} \pm i\alpha(B_+ + B_-) &= 0, \\ \frac{\partial B_{\pm}}{\partial x} \mp i\delta B_{\pm} \pm i\alpha(A_+ + A_-) &= 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где $\delta = h - \bar{h}$ — отстройка от брэгговского резонатора (3), $A_{\pm}(x, z)$, $B_{\pm}(x, z)$ — медленноменяющиеся амплитуды. В случае рассеяния волн

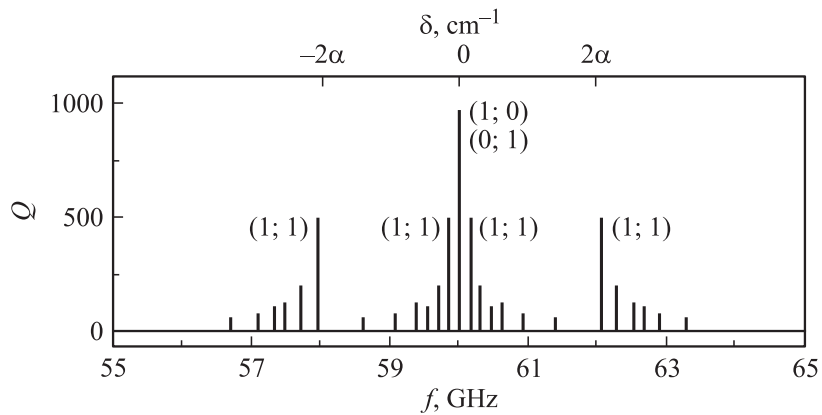


Рис. 2. Спектр собственных мод двумерного брэгговского резонатора, найденный в рамках геометрического приближения.

низшего (ТЕМ) типа коэффициент связи на синфазной двумерной синусоидальной гофрировке равен: $\alpha = a_1 \bar{h} / 8a_0$.

Спектр собственных мод может быть найден из уравнений (4) в предположении об отсутствии потоков электромагнитной энергии извне и идеальном согласовании для парциальных волн на границах гофрировки. Частоты $\omega_{m,n} \approx c\bar{h} + c\text{Re}\delta_{m,n}$ и добротности $Q_{m,n} \approx \bar{h} / 2\text{Im}\delta_{m,n}$ собственных мод определяются соответственно реальной и мнимой частями отстройки $\delta_{m,n}$, для которой в условиях сильной связи волн $\alpha l_{x,z} \gg 1$ имеем [6,9]:

$$\delta_{m,n} = \pm \frac{\pi^2 mn}{2\alpha l_z l_x} + i \frac{\pi^2}{2\alpha^2 l_z l_x} \left(\frac{n^2}{l_z} + \frac{m^2}{l_x} \right), \quad (5a)$$

$$\delta_{m,n} = \pm \left[2\alpha + \frac{\pi^2}{4\alpha} \left(\frac{n^2}{l_z^2} + \frac{m^2}{l_x^2} \right) \right] + i \frac{\pi^2}{2\alpha^2} \left(\frac{n^2}{l_z^3} + \frac{m^3}{l_x^3} \right). \quad (5b)$$

Согласно (5), двумерный брэгговский резонатор обладает высокой селективностью как по продольному (n), так и по поперечному (m) индексу мод. Эта селективность обеспечена высвечиванием потоков электромагнитной энергии не только в продольном $\pm z$ направлении (как это имеет место в традиционных одномерных брэгговских резонаторах), но дополнительно в поперечном $\pm x$ направлении. Спектр

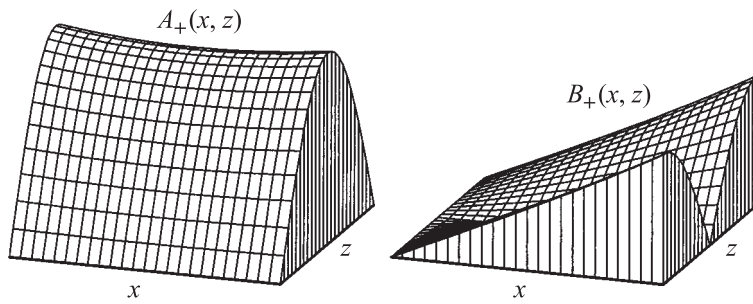


Рис. 3. Пространственные структуры полей парциальных волн A_+ и B_+ основной наиболее добротной моды $\{m = 0; n = 1\}$.

собственных мод резонатора изображен на рис. 2. Собственные моды расположены в окрестности частоты точного брэгговского резонанса $\delta \approx 0$, а также вблизи границы зоны брэгговского рассеяния $\delta \approx \pm 2\alpha$. Очевидно, что моды последнего семейства имеют аналоги в спектре мод одномерных брэгговских резонаторов. Специфической особенностью двумерных брэгговских резонаторов является наличие высокодобротных мод в центре брэгговской полосы в отсутствие дефектов гофрировки. Эти моды связаны со специфической топологией дисперсионных поверхностей нормальных волн в окрестности брэгговской частоты. Для структур коаксиальной геометрии механизм формирования этих мод описан в [10]. Максимальной добротностью обладают моды с индексами $\{m = 0, n = 1\}$ и $\{m = 1, n = 0\}$ (рис. 2). Эти моды вырождены по частоте, которая совпадает с брэгговской частотой, а в случае $l_x = l_z$ и по добротности. Структуры полей парциальных волн основной моды $\{m = 0, n = 1\}$ приведены на рис. 3.

3. Частоты и добротности собственных мод резонатора могут быть также найдены при моделировании процесса возбуждения резонатора падающим на его границу волновым пучком. Решение такой задачи используется далее для интерпретации результатов „холодных“ измерений электродинамических характеристик. Частотные зависимости интегральных коэффициентов прохождения T и рассеяния в поперечном направлении S (определяемых как отношение потока энергии в данном направлении к падающему потоку) приведены на рис. 4. Поскольку ха-

рактер возбуждения различных мод двумерного брэгговского резонатора зависит от их пространственной структуры, при нормальном падении на границу резонатора волнового пучка с плоским фазовым фронтом должно иметь место возбуждение собственных мод с симметричным распределением поля парциальной волны A_+ на соответствующей границе. Моделирование показывает, что плоской волной возбуждаются собственные моды, расположенные в окрестности $\delta \approx \pm 2\alpha$, этим модам соответствуют максимумы в коэффициентах T и S (ср. рис. 2 и 4, а). В то же время моды, имеющие антисимметричную структуру, волновым пучком с плоским фазовым фронтом не возбуждаются. В том числе не возбуждаются моды, расположенные в окрестности брэгговской частоты $\delta \approx 0$ (см. подробнее [9]).

К классу „несимметричных“ с точки зрения возбуждения можно отнести и наиболее высокодобротные моды двумерного резонатора, которые расположены внутри брэгговской полосы на частоте точного брэгговского резонанса. Как отмечалось выше, эти моды вырождены по частоте и имеют достаточно специфическую структуру. Для моды $\{m = 0, n = 1\}$ амплитуда полей парциальных волн A_{\pm} на границах резонатора в направлении их распространения стремится к нулю, а поперечно распространяющиеся парциальные волны B_{\pm} имеют антисимметричную структуру (см. рис. 3). Для моды $\{m = 1, n = 0\}$ структура парциальных волн аналогична с точностью до взаимной замены координат $x \leftrightarrow z$ (что в случае $l_x = l_z$ соответствует повороту резонатора на 90°). Таким образом, возбуждение основной моды резонатора $\{m = 0, n = 1\}$, падающей нормально с границы плоской волной A_+ , малоэффективно, а вырожденная с ней мода $\{m = 1, n = 0\}$ может быть возбуждена только антисимметричным волноводным пучком. Отсутствие возбуждения основной моды, как и более высоких мод, обладающих антисимметричной структурой, приводит к формированию полосы непрозрачности вблизи брэгговской частоты в случае нормального падения плоской волны. Наличие зоны непрозрачности в окрестности брэгговской частоты свойственна и традиционным одномерным брэгговским резонаторам в отсутствие дефектов гофрировки.

Качественно отличная ситуация наблюдается при падении антисимметричного волнового пучка, который в условиях эксперимента наиболее просто может быть реализован при наклонном падении плоской волны, когда набег фаз по апертуре резонатора составляет 2π . Видно, что в окрестности брэгговской частоты возникает просветление,

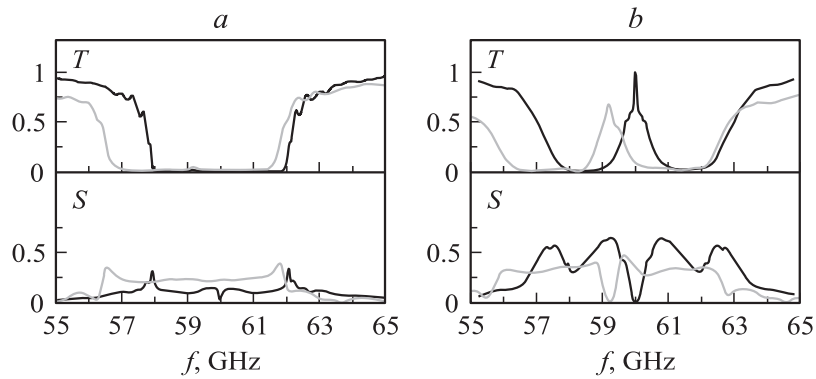


Рис. 4. Результаты геометрического (кривые черного цвета) и трехмерного (кривые серого цвета) моделирования коэффициентов прохождения T и поперечного рассеяния S при падении на границу двумерной брэгговской структуры симметричного (a) и антисимметричного (b) волнового пучка.

соответствующее возбуждению основной и более высоких антисимметричных мод резонатора (собственным модам соответствуют максимумы в коэффициенте прохождения T). В то же время при падении антисимметричного волнового пучка отсутствует возбуждение симметричных собственных мод вблизи границы брэгговской полосы. Следует отметить, что в моделировании в рамках уравнений (4), представленном на рис. 2–4, параметры структуры выбирались соответствующими экспериментальному макету, описанному ниже в разд. 4.

Моделирование возбуждения двумерного брэгговского резонатора планарной геометрии проводилось также на основе трехмерного электродинамического кода CST Micro Wave Studio. Результаты в случае падения на границу резонатора симметричного и несимметричного волновых пучков показаны на рис. 4 серым цветом и находятся в хорошем соответствии с результатами описанного выше анализа в рамках метода связанных волн. Некоторый частотный сдвиг, получаемый в моделировании, может быть объяснен, в частности, конечным числом узлов вычислительной сетки на периоде гофрировки. Для сокращения времени вычислений в трехмерном моделировании, представленном на рис. 4, резонатор был выбран несколько меньших размеров ($l_x = l_z = 15$ см)

по сравнению с экспериментальным макетом, но соответственно была увеличена глубина гофрировки и уменьшен зазор между пластинами, чтобы сохранить величину параметра $\alpha l_{x,z}$.

4. Экспериментальное исследование электродинамических свойств двумерных брэгговских резонаторов проводилось в диапазоне 60 GHz. Структура была выполнена в виде двух параллельных металлических пластин с размером 25×25 см и зазором между ними 0.5 см. На внутреннюю поверхность обеих пластин была нанесена синфазная двумерная синусоидальная гофрировка с глубиной 0.06 см и периодом 0.5 см. Это в соответствии с (3) обеспечивало зону двумерного брэгговского рассеяния для четырех волн ТЕМ-типа в окрестности частоты 60 GHz. Измерения проводились на панорамном источнике, возбуждение резонатора осуществлялось широким волновым пучком с плоским фазовым фронтом, формирование которого описано в [11].

В соответствии с результатами приведенного анализа зона двумерного брэгговского рассеяния наблюдалась в расчетном диапазоне. Результаты измерения коэффициентов T и S на рис. 5 с хорошей точностью соответствуют представленным на рис. 4, *a* расчетам. При нормальном падении волнового пучка имеет место зона непрозрачности (рис. 5, *a*), составляющая в коэффициенте прохождения не менее -25 dB. Ширина полосы запираения, определяемая коэффициентом связи волн ($\Delta\omega/c \approx 4\alpha$), находилась в хорошем соответствии с результатами моделирования (расчетный коэффициент связи для рассеяния волн ТЕМ-типа составлял $\alpha \approx 0.2 \text{ см}^{-1}$). При нормальном падении волнового пучка наблюдались два резонанса на частотах 57.3 и 61.2 GHz, которые были максимально разрешены в коэффициенте поперечного рассеяния (рис. 5, *b*) и соответствовали возбуждению собственных мод с индексами (1; 1), т. е. с одной вариацией поля по обеим координатам, расположенных вблизи границы брэгговской полосы $\delta \approx \pm 2\alpha$. Их добротность (измеренная по ширине резонансной кривой на уровне -3 dB) составила 600 и 500 соответственно.

Наклонное падение волнового пучка осуществлялось путем поворота резонатора относительно планарной передающей линии на небольшой угол, так что на одном краю резонатора его торец касался торца передающей линии, а на другом — был отодвинут на 5 mm. На частоте 60 GHz такой угол поворота соответствовал набегу фаз 2π . При этом в коэффициенте прохождения наблюдалось просветление в центре брэгговской полосы, которое, согласно моделированию, соответствова-

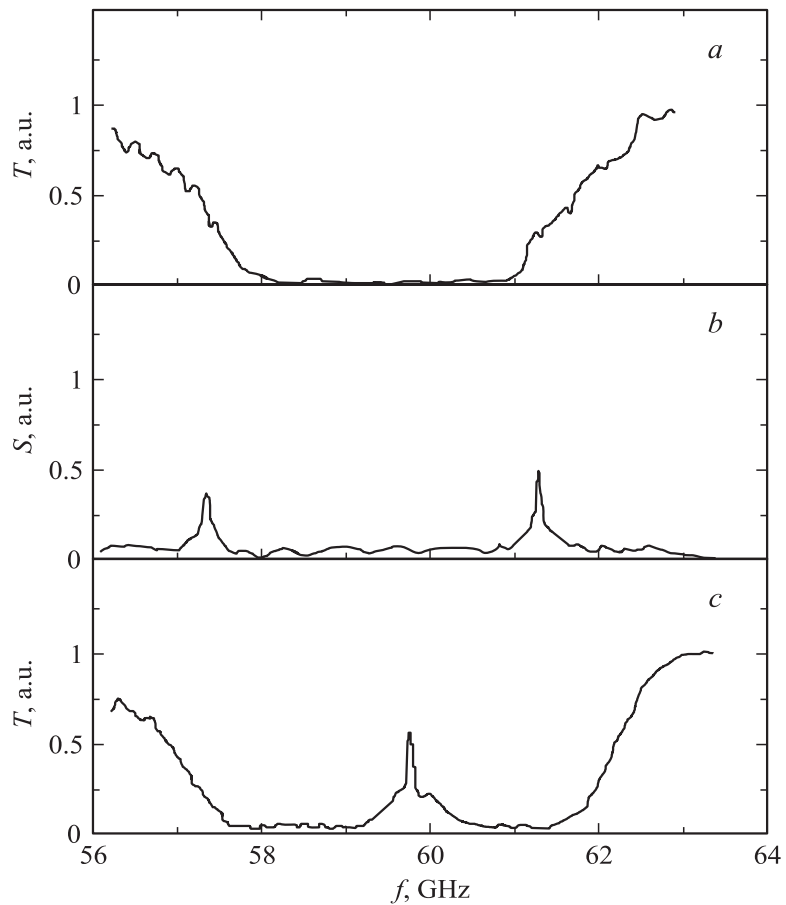


Рис. 5. Результаты измерений коэффициентов T (a) и S (b) в случае нормального падения и коэффициента T (c) в случае наклонного падения плоского волнового пучка.

ло возбуждению основной, а также более высоких несимметричных мод резонатора (см. рис. 5, c). Частота основной моды составляла 59.75 GHz, ее добротность была измерена на уровне 900 в соответствии с расчетом.

5. Проведенные экспериментальные исследования демонстрируют хорошее совпадение с результатами теоретического анализа и трех-

мерного моделирования. Показано качественное отличие поведения коэффициентов прохождения в окрестности брэгговской частоты в случае нормального и косоугольного падения внешней волны. В последнем случае продемонстрировано возбуждение высокодобротных мод в центре брэгговской полосы. Наличие таких мод можно рассматривать как специфическую особенность двумерных брэгговских резонаторов. Для сравнения следует отметить, что в одномерных брэгговских структурах для реализации моды внутри полосы непрозрачности необходимо внесение дефекта гофрировки [1–4]. Отсутствие собственных мод без дефектов гофрировки также имеет место и для двумерных фотонных структур [7,8]. Фотонные структуры топологически аналогичны описанным здесь двумерным брэгговским структурам, однако для них характерно сильное возмущение параметров (например, подобные структуры могут быть образованы периодической системой диэлектрических стержней, расположенных внутри планарного волновода и т.п.).

Совокупность теоретических и экспериментальных результатов, изложенных в данной работе, позволяет сделать вывод о реализуемости и работоспособности двумерных брэгговских резонаторов, а также об адекватности использования геометрооптического приближения для описания основных характеристик этих структур при больших параметрах Френеля — экспериментальное тестирование проведено при параметре Френеля $l_x^2/\lambda l_z \approx 50$.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ (№ 04-02-17118, 05-02-17036), а также INTAS.

Список литературы

- [1] *Kogelnik H., Shank C.V.* // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 2327.
- [2] *Yariv A.* Quantum Electronics. N.Y.: John Wiley and Sons Inc., 1975.
- [3] *Ковалев Н.Ф., Петелин М.И., Резников М.Г.* Резонатор. Авт. свид. № 720592 // Бюл. 1980. № 9.
- [4] *Bratman V.L., Denisov G.G., Ginzburg N.S., Petelin M.I.* // IEEE J. Quant. Electr. 1983. V. QE-19. N 3. P. 282.
- [5] *Arzhannikov A.V., Ginzburg N.S., Peskov N.Yu.* et al. // Abstracts of the 14th Int. FEL Conf. Kobe. Japan, 1992. P. 214.
- [6] *Ginzburg N.S., Peskov N.Yu., Sergeev A.S.* // Opt. comm. 1993. V. 96. N 4–6. P. 254–258; Opt. comm. 1994. V. 112. P. 151.

- [7] *Yablonovitch E.* // *Phys. Rev. Lett.* 1987. V. 58. P. 2059.
- [8] *Photonic Bandgaps and Localization* / Ed. by C.M. Soukoulis. N.Y.: Plenum, 1993.
- [9] *Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г., Кузиков С.В.* и др. // *Изв. вузов. Радиофизика.* 2005. Т. XLVIII. № 10–11. С. 842.
- [10] *Гинзбург Н.С., Песков Н.Ю., Сергеев А.С.* // *ЖТФ.* 2003. Т. 73. В. 12. С. 54.
- [11] *Песков Н.Ю., Гинзбург Н.С., Денисов Г.Г.* и др. // *Письма в ЖТФ.* 2000. Т. 26. В. 8. С. 72.