

# АНТЕННЫ, ЭЛЕМЕНТЫ И УСТРОЙСТВА МИКРОВОЛНОВОГО И ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНОВ

УДК 537.876.4

*Е.Н. ОДАРЕНКО, д-р физ.-мат. наук, А.А. ШМАТЬКО, д-р физ.-мат. наук*

## МЕДЛЕННЫЕ ВОЛНЫ В СЛОИСТОМ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ВОЛНОВОДЕ С БРЭГГОВСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ

Применение диэлектрических электродинамических систем в электронных приборах терагерцового и субтерагерцового диапазонов в настоящее время является одним из перспективных направлений исследований в вакуумной электронике малых и средних мощностей. Это обусловлено целым рядом физических и технологических ограничений, присущих устройствам с металлическими замедляющими системами. В первую очередь, это резкое возрастание требований к точности изготовления элементов и параметрам электронно-оптической системы, а также снижение сопротивления связи из-за выраженного поверхностного характера поля в данных частотных диапазонах, амплитуда которого, как правило, максимальна на поверхности раздела сред. Применение искусственных диэлектриков, обладающих полосами запирания в рабочем диапазоне приборов, позволяет преодолеть многие из этих ограничений и в ряде случаев значительно упростить конструкцию приборов [1 – 3].

Поскольку полосовые спектральные характеристики свойственны пространственно-периодическим структурам (которые можно классифицировать как фотонные кристаллы различной размерности), то именно такому классу искусственных диэлектриков и металлодиэлектриков уделяется основное внимание при разработке электродинамических систем нового поколения для электронных приборов. Основная идея здесь заключается в локализации электромагнитного поля в области нарушения периодичности структуры (дефекта – области, где пропускается электронный поток), что возможно только в пределах полосы запирания (запрещенной зоны) фотонного кристалла. На этой основе создаются высокочастотные резонаторы и линии передачи, значительно превосходящие по характеристикам диэлектрические волноводы [4 – 7]. Применение фотонно-кристаллических резонаторов в гиротронах позволило значительно улучшить селекцию мод и, тем самым, обеспечить возможность уменьшения индукции магнитного поля [8]. Теоретические и экспериментальные исследования ЛБВ с брэгговским цилиндрическим волноводом показали значительное улучшение спектральных характеристик усилителя в миллиметровом диапазоне длин волн по сравнению с обычной конструкцией электродинамической системы [9].

В данной работе рассматриваются электродинамические характеристики двухмерного планарного волновода, размещенного между двумя брэгговскими зеркалами. Такая конфигурация позволяет использовать ленточные электронные потоки для усиления сигналов терагерцового и субтерагерцового диапазонов.

### Планарный брэгговский волновод

Исследуемая модель представляет собой периодическую слоистую структуру, в которую внесен линейный дефект в виде вакуумного слоя. Фактически в данном случае формируется резонатор Фабри – Перо, в котором роль отражающих поверхностей играют брэгговские зеркала. Собственные режимы этой структуры, которые характеризуются локализацией поля в области дефекта периодичности, реализуются в частотных областях, соответствующих полосам запирания зеркал.

Схема волновода и принятая система координат представлены на рис. 1, а. При условии бесконечности периодической структуры вдоль координатной оси  $Oy$  ее анализ упрощается

и дисперсионное уравнение для ТМ поляризации излучения (именно для такой поляризации существует продольная составляющая электрического поля, с которой могут эффективно взаимодействовать электронные потоки) может быть представлено в виде [10]:

$$kL = \arccos \left[ \operatorname{Re} \left( A + B \frac{k_1 - ik_0 \operatorname{tg}(k_0 d)}{k_1 + ik_0 \operatorname{tg}(k_0 d)} \right) \right],$$

$$A = e^{-ik_1 a} \left[ \cos k_2 b - \frac{i}{2} \left( \frac{n_2^2 k_1}{n_1^2 k_2} + \frac{n_1^2 k_2}{n_2^2 k_1} \right) \sin k_2 b \right],$$

$$B = e^{ik_1 a} \left[ -\frac{i}{2} \left( \frac{n_1^2 k_2}{n_2^2 k_1} - \frac{n_2^2 k_1}{n_1^2 k_2} \right) \sin k_2 b \right],$$

$$k_0 = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \beta^2}, \quad k_{1,2} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c} n_{1,2}\right)^2 - \beta^2}.$$

Здесь  $n_1$  и  $n_2$  – показатели преломления слоев брэгговского зеркала ( $n_2 > n_1$ ) с толщиной  $a$  и  $b$  соответственно;  $k_1$  и  $k_2$  – координатные компоненты волнового числа вдоль оси  $Oy$  в слоях с показателями преломления  $n_1$  и  $n_2$ ;  $L$  – период структуры;  $k$  – Блоховское волновое число;  $2d$  – толщина дефектного слоя (полого волновода);  $\beta$  – постоянная распространения в волноводе.

На рис. 1, б представлена дисперсионная диаграмма брэгговского волновода, построенная для следующих значений параметров:  $n_1 = 1$ ;  $n_2 = \sqrt{12}$ ;  $a = 2b$ ;  $2d = 3.5L$ .

Диагональ на диаграмме удовлетворяет уравнению  $\beta = \frac{\omega}{c}$  и разделяет область построения на две части, в которых располагаются решения дисперсионного уравнения, соответствующие быстрым ( $\beta < \frac{\omega}{c}$ ) и медленным ( $\beta > \frac{\omega}{c}$ ) волнам. Очевидно, что в пределах полос запираания периодической структуры существуют собственные режимы волновода, которые соответствуют локализованным в пределах линейного дефекта модам. Это быстрые волноводные волны, которые являются объемными. Их фазовая скорость превышает скорость света. Для реализации этих режимов необходимо одновременное выполнение двух условий: частота должна находиться в полосе запираания брэгговского зеркала и должно выполняться условие поперечного резонанса, аналогичное условию формирования мод в резонаторе Фабри – Перо. Медленные волны, фазовая скорость которых меньше скорости света, являются поверхностными. Их поле также может быть локализовано в области дефекта. Пространственное распределение медленных волн характеризуется экспоненциальным

спаданием амплитуды поля при удалении от границ брэгговских зеркал в отличие от быстрых волн, для которых существуют режимы с максимумом поля в центре волноводного канала [10].

Взаимодействие электронного потока с полем брэгговского волновода возможно только для режима

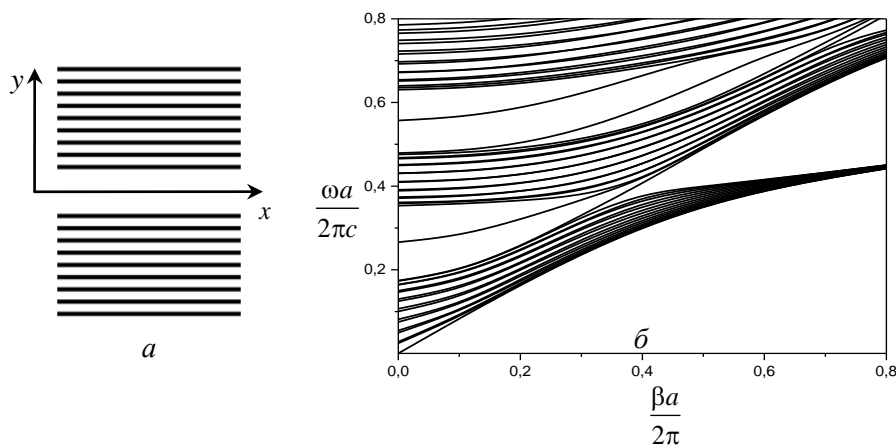


Рис. 1. Схема брэгговского пустотелого волновода и его дисперсионная

медленных волн из-за необходимости выполнения условия синхронизма скорости движения электронов и фазовой скорости волны. Однако ввиду поверхностного характера поля его амплитуда в волноводном канале является весьма малой величиной, что резко снижает эффективность электронно-волнового взаимодействия. Особенно это проявляется при увеличении рабочей частоты приборов до значений, соответствующих терагерцовому диапазону. Для повышения эффективности взаимодействия необходимо обеспечить увеличение амплитуды поля медленных волн в центре брэгговского волновода. Один из вариантов решения этой задачи, предложенный в [9], заключается в использовании трубчатого диэлектрического волновода с брэгговской оболочкой, которая обеспечивает дополнительную концентрацию поля в канале волновода в частотных диапазонах, соответствующих полосам запирания периодической структуры. В результате удается добиться относительно однородного поперечного распределения поля в волноводном канале, диаметр которого равен периоду брэгговской структуры. В диапазоне 90 – 100 ГГц диаметр составляет примерно 1 мм. Очевидно, что увеличение рабочей частоты приведет к уменьшению диаметра канала, что значительно усложнит задачу пропускания электронного потока из-за сложностей юстировки системы и накопления наведенного заряда в диэлектрике. В связи с этим необходимо рассмотреть закономерности изменения поперечного распределения поля при увеличении диаметра канала. Для этого в работе используется планарная модель брэгговского волновода.

На рис. 2 представлена схема структуры и ее дисперсионная диаграмма, рассчитанная для тех же значений материальных параметров, что и на рис. 1. Толщина диэлектрического волновода,

расположенного между брэгговскими зеркалами, составляет  $6, a$ . Здесь в области медленных волн существуют собственные режимы, характерные для плоскопараллельного диэлектрического волновода. Если частоты, соответствующие этим режимам, находятся в пределах полос запирания периодической структуры, то в волноводе будет наблюдаться дополнительная концентрация энергии



$a$

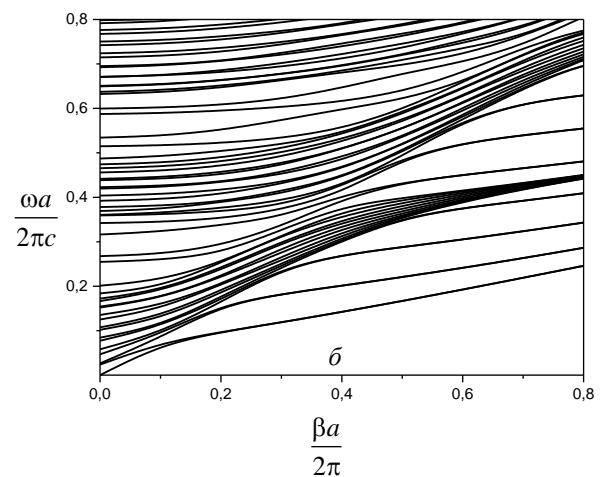


Рис. 2. Диэлектрический волновод с брэгговскими зеркалами

электромагнитного поля. В результате происходит увеличение амплитуды поля в зазоре между пластинами, что позволяет повысить сопротивление связи и, соответственно, эффективность электронно-волнового взаимодействия. В этом случае ширина рабочего диапазона системы определяется шириной полосы запирания брэгговской структуры.

На рис. 3 представлены результаты расчета поперечного амплитудного распределения координатной компоненты напряженности электрического поля для трех значений толщины волноводного канала:  $a$ ,  $2, a$  и  $4, a$ . Толщина волновода не изменяется. Для всех рассмотренных случаев фазовая скорость волны примерно в два раза меньше скорости света. Вертикальными штриховыми линиями обозначены границы канала.

Распределения поля на рис. 3 иллюстрируют явление локализации энергии волны в пределах диэлектрического волновода. Причем максимальные значения амплитуды электрического поля реализуются на границах диэлектрических пластин, что свидетельствует о поверхностном характере данных собственных режимов структуры. Увеличение толщины волноводного канала в четыре раза сопровождается снижением амплитуды поля в центре канала менее чем в два раза. Даже если электронный поток будет

заполнять весь канал, то амплитуда поля изменяется по его толщине не более чем в четыре раза.

Следовательно, в данном случае наиболее энергетически выгодная ситуация реализуется при пропускании электронного потока в центре волноводного канала. В этом случае поперечное распределение поля в пределах пучка оказывается сравнительно однородным и уменьшается высокочастотное расслоение электронного потока, которое является одним из основных факторов снижения эффективности взаимодействия при увеличении рабочей частоты электрорадиотехнических приборов.

Дополнительным преимуществом схемы электронно-волнового взаимодействия с пропусканием электронного потока в центре широкого волноводного канала является снижение требований к фокусировке пучка и его толщине, что, в свою очередь, упрощает конструкцию электронно-оптической системы прибора.

### Выводы

Рассмотрены собственные режимы двух разновидностей планарного брэгговского волновода с разными конфигурациями дефекта периодичности. Основное внимание уделено режиму замедленных волн, существующих в частотных полосах запирающей слоистой периодической оболочки. В случае, когда волноводный канал содержит дополнительные диэлектрические слои, происходит концентрация поля в центральной части волновода. В результате создаются условия для повышения сопротивления связи в системах с ленточными электронными потоками конечной толщины, которые пропускаются через пустотелый диэлектрический волновод. Кроме того, за счет выравнивания распределения поля в поперечном сечении пучка происходит компенсация его высокочастотного расслоения, что также приводит к повышению эффективности электронно-волнового взаимодействия. Проведенный анализ показывает, что такие структуры могут применяться в качестве электродинамических систем электронных приборов О-типа не только микроволнового, но и терагерцового диапазонов.

**Список литературы:** 1. Vela G. O., Miller M. S., Grow R. W., Baird J. M. Terahertz Backward-wave Oscillators with Photonic Crystal Waveguides // IEEE Int. Vacuum Electronics Conference. 2006. Monterey, USA. P. 425-426. 2. Nashed A. I., Chaudhuri S. K., Safavi-Naeini S. Analysis and Design of a Novel Photonic Crystal-Based Sub-mm/THz Backward-Wave Oscillator // IEEE Trans. on Terahertz Science and Technology. 2012. Vol. 2, No. 6. P. 642-651. 3. Letizia R., Mineo M., Paoloni C. Photonic Crystal-Structures for THz Vacuum Electron Devices // IEEE Trans. on Electron Devices. 2015. Vol. 62, Issue 1. P. 178-183. 4. Joannopoulos J. D., Meade R. D., Winn J. N. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light. Princeton Univ. Press, 1995. 137 p. 5. Krauss T. F. Planar photonic crystal waveguide devices for integrated optics // Phys. Stat. Sol. (a). 2003. Vol. 197, No. 3. P. 688-702. 6. Kafesaki M., Agio M., Soukoulis C. M. Waveguides in finite-height two-dimensional photonic crystals // J. Opt. Soc. Am. B. 2002. Vol. 19, No. 9. P. 2231-2240. 7. Akahane Y., Asano T., Song B., Noda S. High-Q photonic nanocavity in a two-dimensional photonic crystal // Nature. 2003. Vol. 425. P. 944-947. 8. Sirigiri J. R., Kreischer K. E., Machuzak J. et al. Photonic-Band-Gap Resonator Gyrotron // Physical Review Letters. 2001. Vol. 86, No. 24. P. 5628-5631. 9. Smirnova E., Carlsten B., Earley L. et al. Design and Initial Testing of Omniguide Traveling-Wave Tube Structures // Particle Accelerator Conference, June 25-29, 2007: proceedings. Albuquerque, New Mexico, USA, 2007. P. 2403-2405. 10. Yeh P., Yariv A., Hong C. Electromagnetic Propagation in Periodic Stratified Media. I. General Theory // J. Opt. Soc. Am. 1977. Vol. 76, No. 4. P. 423-438.

Харьковский национальный

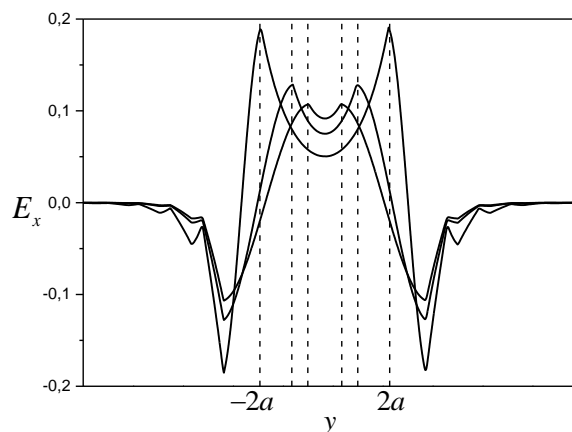


Рис. 3. Поперечное распределение амплитуды электрического поля

