

В заключение отметим, что самостоятельный интерес может представлять регистрация черенковского рассеяния на виртуальных фотонах, которое будет преобладать при  $\Omega \rightarrow 0$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я. // ЖЭТФ. 1977. 73. С. 1340. [2] Брагинский В. Б., Вятчанин С. П. // ДАН СССР. 1981. 259. С. 570; 1982. 264. С. 1136. [3] Imoto M., Haus H. A., Yamamoto Y. // Phys. Rev. 1985. A32. P. 2287. [4] Watanabe K., Nakano H., Honold A., Yamamoto Y. // Phys. Rev. Lett. 1989. 62. P. 2257. [5] Braginsky V. B., Vyatchanin S. P. // Phys. Lett. 1988. 132A. P. 206. [6] Брагинский В. Б., Вятчанин С. П. // ДАН СССР. 1989. 307. С. 96. [7] Вятчанин С. П. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. 31, № 5. С. 41. [8] Гапонов А. В., Миллер М. А. // ЖЭТФ. 1958. 34. С. 241. [9] Снайдерс А., Лав Дж. Теория оптических волноводов. М., 1987. Гл. 30.

Поступила в редакцию  
21.09.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 5

УДК 537.87:621.396.677.7

#### МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ РУПORA

С. И. Абгалдаев, В. П. Моденов  
(кафедра математики)

Рассматривается эффективный численно-аналитический метод определения характеристик излучения из нерегулярного рупора по заданному распределению поверхностного импеданса на боковых стенках и по заданному неоднородному заполнению. Приводятся численные результаты, свидетельствующие о возможности управления электромагнитным излучением. Алгоритм основан на неполном методе Галеркина с полуобращением в граничном условии.

Рассматривается электродинамическая система, представляющая собой плоский полубесконечный металлический волновод, завершённый рупором с нерегулярными стенками и неоднородным (полупроводниково-диэлектрическим) заполнением.

Цель работы — выяснить, возможно ли путем изменения геометрической формы стенок рупора, поверхностного импеданса, а также свойств фоточувствительного полупроводника (например, кремния) управлять основными характеристиками электромагнитного поля, излучаемого из открытого конца отрезка нерегулярного волновода.

Математическая постановка внутренне-внешней краевой задачи заключается в нахождении решения уравнения Гельмгольца

$$\Delta U + k^2 \epsilon(x, z) U = 0, \quad (1)$$

которое удовлетворяет однородному граничному условию на металлических поверхностях волновода (рис. 1):

$$U = 0 \left( \frac{\partial U}{\partial x} = 0 \right); \quad z < 0, \quad (2)$$

импедансным граничным условиям на боковой поверхности рупора:

$$\left( \alpha_{11}U + \alpha_{12} \frac{\partial U}{\partial n} \right) \Big|_{x=-a_1} = 0, \quad 0 < z < L, \quad (3)$$

$$\left( \alpha_{21}U + \alpha_{22} \frac{\partial U}{\partial n} \right) \Big|_{x=a_2} = 0,$$

условиям сопряжения в сечениях  $z=0$  и  $z=L$ , следующим из требования непрерывности касательных компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей; условиям излучения и возбуждения при  $z \rightarrow -\infty$ , заключающимся в требовании отсутствия волн, приходящих из минус бесконечности, кроме заданных падающих нормальных волн плоского волновода; условиям излучения (условиям Зоммерфельда) на бесконечности вне волноводящей системы, а также условию на ребре.

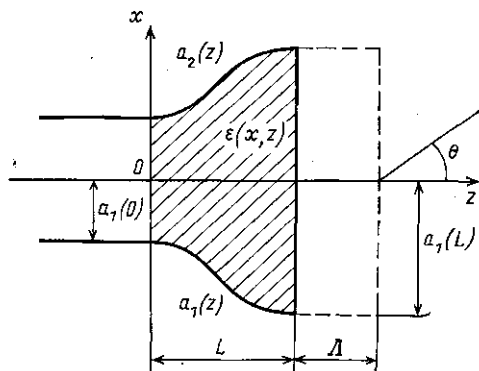


Рис. 1

Данная краевая задача решается численно-аналитическим методом с помощью «сшивания» полей внутри и вне волноводящей системы [1, 2]. Согласно неполному методу Галеркина [3], приближенное решение задачи в каждом сечении рупора  $z=\text{const}$  представляется в виде разложения по системе собственных функций задачи Штурма—Лиувилля:

$$U^N = \sum_{m=0}^N P_m(z) \psi_m(x, z), \quad (4)$$

где

$$\psi_m(x, z) = \cos \left\{ \frac{m\pi (x - a_2(z))}{a_1(z) + a_2(z)} \right\}. \quad (5)$$

Потребуем, чтобы решение (4) удовлетворяло следующим интегральным соотношениям:

$$\int_{-a_1(z)}^{a_2(z)} [\nabla_{xz}U + \varepsilon(x, z) k^2 U] \psi_m(x, z) dx = \Delta_m^1(z) + \Delta_m^2(z), \quad m=0, 1, 2 \dots N, \quad (6)$$

где

$$\Delta_m^1 = \psi_m \left[ \alpha_{11}(z) U + \alpha_{12}(z) \frac{\partial U}{\partial n} \right] \Big|_{x=-a_1(z)} \sqrt{1 + [a_1'(z)]^2},$$

$$\Delta_m^2 = \psi_m \left[ \alpha_{21}(z) U + \alpha_{22}(z) \frac{\partial U}{\partial n} \right] \Big|_{x=a_2(z)} \sqrt{1 + [a_2'(z)]^2}. \quad (7)$$

Заметим, что приближенное решение, определяемое уравнением (6) с правой частью (7), удовлетворяет граничным условиям (2), (3) в интегральном смысле.

Подставляя разложение (4) в (6) и учитывая условие ортогональности собственных функций (5), получаем для нахождения коэффициентов  $P_m(z)$  (4) систему линейных обыкновенных дифференциальных уравнений, разрешенных относительно старших производных.

Из условий излучения и возбуждения при  $z \rightarrow -\infty$ , удовлетворив условиям сопряжения при  $z=0$ , получаем граничное условие при  $z=0$  для коэффициентов разложения (4).

Для получения граничного условия, которому удовлетворяют эти коэффициенты при  $z=L$ , рассмотрим вспомогательную систему, изображенную на рис. 1, которая при  $\Lambda \rightarrow 0$  переходит в исследуемую систему.

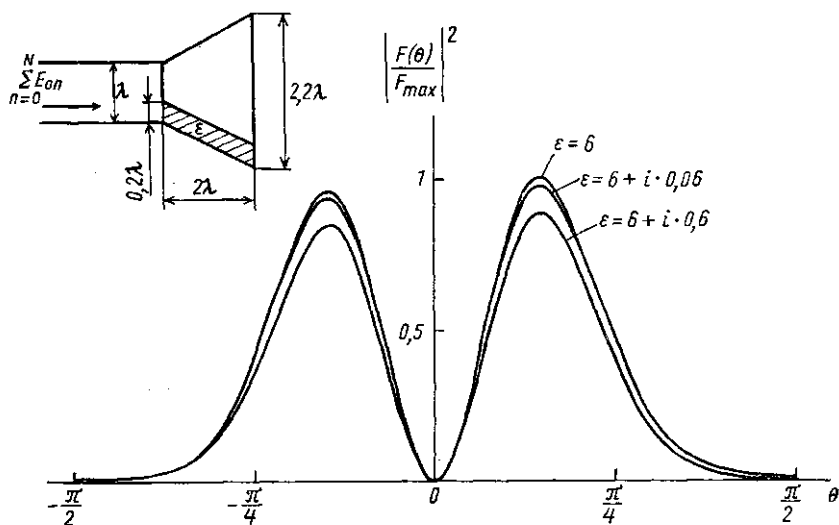


Рис. 2

Воспользовавшись известным аналитическим решением задачи об излучении из открытого конца плоского волновода [4] для поля во внешней области, удовлетворяющим условию на ребре и условию сопряжения в сечении  $z=L+\Lambda$ , и переходя к пределу при  $\Lambda \rightarrow 0$ , находим искомое граничное условие [2].

Таким образом, для определения коэффициентов разложения (4) имеем краевую задачу для системы линейных обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} L[P_m(z)] &= 0, \\ l_0[P_m(0)] &= 0, \\ l_1[P_m(L)] &= 0, \end{aligned} \quad (8)$$

которая решается численно на ЭВМ.

Функция, определяющая зависимость от угла  $\theta$  аналитического решения задачи в дальней зоне, задается формулой

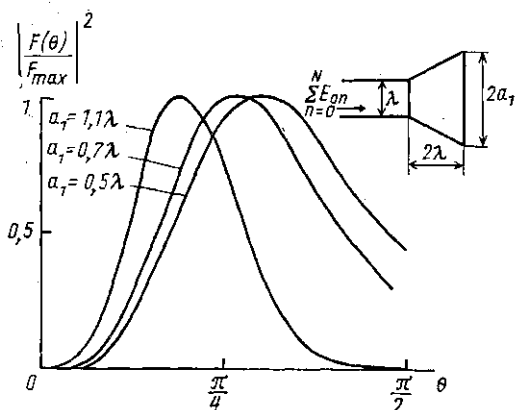


Рис. 3

$$F(\theta) = \sum_{l=0}^N f_l(\theta) Q_l, \quad (9)$$

где коэффициенты  $Q_l$  выражаются через решение задачи (8).

На рис. 2, 3 приводятся посчитанные на ЭВМ диаграммы направленности.

На рис. 2 показана зависимость диаграммы направленности излучения из рупора с диэлектрическим заполнением внутри его раскрыва от величины мнимой части комплексной диэлектрической проницаемости, на рис. 3 — зависимость диаграммы направленности излучения из рупора без заполнения от величины угла раскрыва рупора.

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Копенкин А. Д., Кураев А. А., Слепян А. Я. и др. // Радиотехн. и электроника. 1988. 33, № 10. С. 2022. [2] Моденов В. П., Абгалдаев С. И. // Межвузовский сб. научн. трудов «Автоматизированное проектирование устройств СВЧ». М., 1991. С. 120. [3] Свешников А. Г. // ДАН СССР. 1977. 236, № 5. С. 1076. [4] Митра Р., Ли С. Аналитические методы теории волноводов. М., 1974.

Поступила в редакцию  
20.10.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 5

УДК 534.26:535

#### КОЛЛИНЕАРНЫЙ АКУСТООПТИЧЕСКИЙ ФИЛЬТР С ГАУССОВСКИМИ ПУЧКАМИ СВЕТА И ЗВУКА

В. Н. Парыгин, И. Н. Жмакин, О. И. Медведков  
(кафедра физики колебаний)

Проводится теоретический анализ работы коллинеарного акустооптического фильтра, учитывающий дифракционную расходимость светового и звукового пучков. Описывается влияние расходимости на полосу пропускания и число элементов оптического изображения, которое может быть исследовано с помощью фильтра. Оценены параметры, при которых фильтр работает в оптимальном режиме.

Коллинеарные акустооптические фильтры [1—5] дают возможность осуществлять узкополосную фильтрацию световых пучков. Разрешающая способность таких фильтров определяется их длиной и разностью показателей преломления кристалла, используемого в фильтре, для двух одинаково направленных световых пучков, имеющих ортогональные поляризации.

Обычно применяются длинные и узкие кристаллы, позволяющие осуществлять эффективную фильтрацию при относительно небольших потребляемых акустических мощностях. В этих условиях описание световых и звуковых пучков как плоских волн становится несправедливым. Необходимо учитывать дифракционную расходимость пучков вдоль кристалла.

В данной работе проводится теоретический анализ дифракции гауссовского светового луча на коллинеарном ему гауссовском акустическом пучке. Учет конечной расходимости пучков позволяет оценить влияние поперечных размеров пучков на полосу пропускания фильтра и число элементов оптического изображения, которое может быть исследовано с помощью такого фильтра.