ность — три знака после запятой. С такой же точностью подбиралось расстояние до виртуальной стенки.

В заключение отметим, что программа TATA позволяет рассчитывать диэлектрические волноводы не только с кусочно-постоянной, но и с непрерывной формой профиля функции ε. После незначительных изменений она может быть использована для расчета анизотропных диэлектрических волноводов, в частности для исследования одной из актуальных задач волоконной оптики — явления двулучепреломления в световодах.

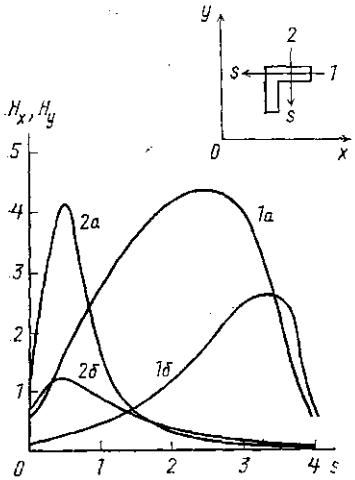

Рис. 3. Распределение H_x, H_y-компонент основной моды Г-образного диэлектрического волновода вдоль выделенных направления $s1$ и $s2$ (обозначения кривых — как на рис. 1). Индекс «x» соответствует H_x-компоненте, индекс «y» — H_y-компоненте. Одно деление вдоль оси s равно толщине элементов сечения. Постоянная распространения $\beta=1{,}2176$

ЛИТЕРАТУРА

[1] Боголюбов А. Н., Едакина Т. В.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1991. 32, № 2. С. 6. [2] Марчук Г. И., Агошков В. И. Введение в проекционно-сеточные методы. М., 1981. [3] Воеводин В. В., Кузнецов Ю. А. Матрицы и вычисления. М., 1984.

Поступила в редакцию
29.06.92

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

УДК 530.12:531.51

КЛАСС СФЕРИЧЕСКИ СИММЕТРИЧНЫХ ФИНСЛЕРОВЫХ МЕТРИЧЕСКИХ ФУНКЦИЙ С ИНДИКАТРИСОЙ ПОСТОЯННОЙ КРИВИЗНЫ

Г. С. Асанов

(кафедра теоретической физики)

Указан широкий класс точных решений финслеровых уравнений в статическом сферически симметричном случае в предположении, что слои являются пространствами постоянной кривизны.

В работах [1, 2] были выведены уравнения, объединяющие гравитационное поле и янг-миллсовское калибровочное поле на основе геометрии расслоенного финслерова подхода. В [2] было показано, как можно находить точные решения таких уравнений в случае статистического сферически симметричного гравитационного поля с помощью метода разделения переменных, относящихся к базовому пространству к касательному пространству (играющему роль слоя). Выполненные в [2] расчеты показали, что вполне конструктивным является предположение, что индикатриса слоя является пространством постоянной кривизны. В настоящей работе указан широкий класс решений для финслеровых метрических функций $F(x, y)$, удовлетворяющих этому предположению и соответствующих условию, что пространство является статическим и сферически симметричным. Этот класс решений имеет следующий вид: $F(x, y)=y^0V$ с

$$V^2 = C_2Q \exp\{-2u^{1/2}(\nu C^{1/2}+u^{1/2})^{-1}\}, \qquad (1)$$

$$V^2 = C_2 C_3 Q \exp\left\{2C_1 (-D_1)^{-1/2} \operatorname{arctg} \frac{(-D_1)^{1/2}}{C_1 + 2u^{1/2}}\right\}, \tag{2}$$

$$C_3 = \exp\{-2C_1 (-D_1)^{-1/2} \operatorname{arctg} [(-D_1)^{1/2}/C_1]\},$$

$$V^2 = C_2 |Q| \left| \frac{1 - k_+^{-1} u^{1/2}}{1 - k_-^{-1} u^{1/2}} \right|^{-C_1 D_1^{-1/2}}. \tag{3}$$

Здесь $C_{1,2,3}$ зависят только от r, а $\nu = \operatorname{sign} C_1$; $u = \delta_{ab} v^a v^b$, $v^a = y^a/y^0$; $D_1 = C_1^2 - 4eC$; $Q = eC + C_1 u^{1/2} + u$, $k_\pm = (1/2)(-C_1 \pm D_1^{1/2})$, $i, j, \ldots = 1, \ldots, N$; $a, b = 1, \ldots, N-1$.

Кривизна индикатрисы равна $R = e(1 + S)$, где $S = -eC_1^2/4C$. Справедливо: $D_1 = 0$ и $e = 1$ в случае (1), $D_1 < 0$ и $e = 1$ в случае (2), $D_1 > 0$ и $e = \pm 1$ в случае (3). Компоненты финслерова метрического тензора, соответствующего (1)—(3), имеют вид

$$a_{00} = B_1(r, u), \quad a_{ba} = B_2(r, u)\,\delta_{ab} + B_3(r, u)\,v^a v^b, \tag{4}$$

$$a_{0a} = B_4(r, u)\,v^a, \tag{5}$$

где

$$B_1 = V^2 Q^{-2} \{eCu + [eC + C_1 u^{1/2}]^2\}, \quad B_2 = V^2 Q^{-1}, \tag{6}$$

$$B_3 = -V^2 Q^{-2} C_1 u^{-1/2}, \quad B_4 = V^2 Q^{-2} C_1 u^{1/2}. \tag{7}$$

Указанные решения замечательны еще и тем, что для них оказывается возможным найти в явном виде ассоциируемые функции Гамильтона. Действительно, согласно главе 6 в [1], мы должны разрешить уравнение $y_i = y_i(x, y^j)$ в явном виде $y^j(x, y_i)$. Это оказывается возможно сделать во всех случаях (1)—(3). Действительно, справедливо соотношение $y_a/y_0 = (B_1 + B_4 u)^{-1} B_2 v^a$. Если положить $m = (\delta^{ab} y_a y_b)^{1/2}/y_0$, то нетрудно проверить, что $m = (B_1 + B_4 u)^{-1} B_2 u^{1/2} e$. Кроме того, $(B_1 + B_4 u) B_2^{-1} = eC + C_1 u^{1/2}$. Решение двух последних уравнений имеет вид

$$u^{1/2}(r, m) = [1 - eC_1(r)\,m]^{-1}\,C(r)\,m.$$

Искомая функция Гамильтона

$$H = y_0 W(r, m)$$

находится в виде

$$W = [B_1(r, u) + B_4(r, u)\,u]^{-1}\,V(r, u),$$

причем

$$Q = C(1 - eC_1 m)^{-2}\,(e - C_1 m + Cm^2).$$

В заключение остановимся на общем случае, а именно когда задан тензор a_{ij} с компонентами вида (4)—(5), где коэффициенты $B_A(r, u)$, $A = 1, 2, 3, 4$, могут быть произвольными (и, вообще говоря, не принадлежащими виду (6)—(7)). Обозначим $C_{mni} = (1/2)\,\partial a_{mn}/\partial y^i$. Можно проверить непосредственно, что a_{mn} является финслеровым метрическим тензором, т. е. удовлетворяющим классическому условию $y^m C_{mni} = 0$, тогда и только тогда, когда коэффициенты удовлетворяют условиям

$$B_4 = -B_3 u, \quad B_3 = 2B_2', \tag{8}$$

$$2B_1' + 2B_4' u + B_4 = 0, \tag{9}$$

где штрих означает дифференцирование по u. Расчет показывает также, что при выполнении условий (8)—(9) финслеров метрический тензор a_{ij} отвечает условию S4-подобности, т. е. индикатриса является конформно плоским пространством. При размерности, большей трех, метрики (1)—(3) исчерпывают все случаи финслеровых пространств, у которых финслеров метрический тензор принадлежит классу (4)—(5), а индикатриса является пространством постоянной кривизны. Наконец, прямым рас-

четом можно показать, что при выполнении условий (8)—(9) тензор C_{mni}, вычисленный по тензору вида (4)—(5), имеет следующий алгебраически специальный вид:

$$C_{mni} = a\,(C_m h_{in} + C_n h_{mi} + C_i h_{mn}) + b C_m C_n C_i,$$

где $C_m = C_{mni} a^{in}$, $h_{mn} = a_{mn} - l_m l_n$, a и b — скалярные функции; $l_m = \partial F / \partial y^m$.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Asanov G. S. Finsler Geometry, Relativity and Gauge Theories. Dordrecht, 1985. [2] Asanov G. S.//Fortschr. Phys. 1991. **39**. P. 185; 1992. **40**. P. 667.

Поступила в редакцию
10.11.92

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

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.877

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ ОБЪЕМНОЙ И ПОВЕРХНОСТНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ НА ИНЕРЦИОННОСТЬ ФОТОУПРАВЛЕНИЯ МИКРОВОЛНАМИ

Л. А. Борисов, Ван Шань *), В. В. Гладун, Ю. А. Пирогов, Д. А. Тищенко, Э. Е. Фоминова
(кафедра радиофизики)

Показано, что с уменьшением толщины продольной полупроводниковой вставки в прямоугольном волноводе эффективное время жизни фотовозбужденных светом свободных носителей уменьшается за счет преобладания поверхностной рекомбинации над объемной в тонких пластинках. В толстых образцах, наоборот, превалируют более длительные объемные процессы рекомбинации, обеспечивающие больший коэффициент фотомодуляции микроволновой энергии, но при большей инерционности отклика.

В последнее время уделяется большое внимание фотоуправляемым микроволновым устройствам типа аттенюаторов, фазовращателей и модуляторов на полупроводниковых вставках в волноводах [1]. По сравнению с традиционными PIN-диодными элементами они обладают значительными преимуществами: имеют линейные характеристики управления, устойчивы к перегрузкам, весьма широкополосны, не имеют отражений во всех фазах переключения микроволнового сигнала и особенно эффективны в миллиметровом диапазоне, где предпочтение отдается всегда распределенным электродинамическим элементам. Лишь два обстоятельства препятствовали их широкому распространению: необходимость учета дифракционных явлений при анализе их электродинамических характеристик и большая инерционность отклика на фотовоздействие ($\sim 10^{-3}$ с), определяемая объемным временем жизни фотоносителей. Первая проблема была успешно решена как в наших работах [2, 3], так и другими авторами [4]. Вторая же проблема, также обсуждавшаяся в ряде последних публикаций [5, 6], не находила пока реального разрешения. В данном сообщении изучается связь процессов диффузии и рекомбинации фотоносителей с временем отклика полупроводникового модулятора микроволн на световое воздействие.

При освещении полупроводника увеличивается за счет внутреннего фотоэффекта его проводимость [7] $\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$, где e — заряд электрона, n и p — концентрации электронов и дырок, μ_n и μ_p — их подвижности. В стационарном состоянии значение σ определяется как процессами генерации и рекомбинации фотоносителей на поверхности и в объеме, так и диффузией их из области фотовозбуждения внутрь образца. Скорость изменения концентрации электронов составляет

$$\frac{dn}{dt} = G_n - R_n - \frac{I}{l}\,\mathrm{div}\,\mathbf{J}_n, \qquad (1)$$

*) Китай.