

ОПТИЧЕСКИЕ ЯВЛЕНИЯ В ПЛОСКОМ ЧЕТЫРЕХСЛОЙНОМ ВОЛНОВОДЕ С ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКОЙ

А. С. Кузали

Рассмотрено излучение поверхностных световых волн с протяженного участка плоского четырехслойного волновода с дифракционной решеткой. Изучено влияние интерференционных явлений на процесс излучения. Показано, что наличие промежуточного слоя связи приводит к тому, что в рассматриваемой системе интерференционные эффекты выражаются гораздо более резко, чем в случае трехслойного волновода с решеткой. Обсуждаются возможные практические применения четырехслойного волновода с решеткой.

Введение

В настоящее время плоский трехслойный волновод с дифракционной решеткой [1] находит широкое применение для создания различных оптических устройств [2]. В работе [3] рассматривалось применение такого волновода в качестве диспергирующего элемента спектроанализаторов. Было показано, что для эффективной работы системы необходимо обеспечить

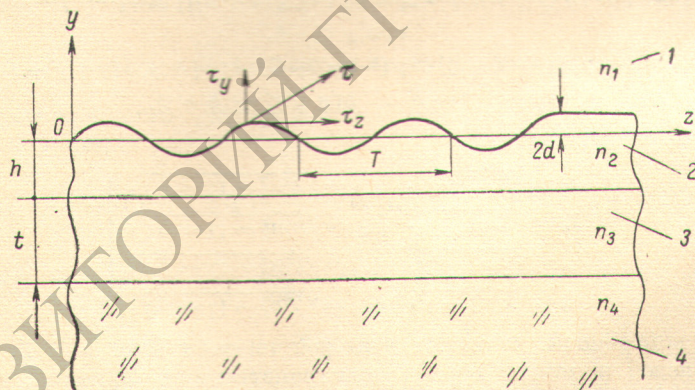


Рис. 1. Плоский четырехслойный волновод с дифракционной решеткой.

почти высокую степень постоянства ее параметров на большой длине, а также малый коэффициент излучения.

Таким требованиям может удовлетворить плоский четырехслойный волновод, показанный на рис. 1, где дифракционная решетка связана с несущим слоем через промежуточный слой связи [4].

В этой системе, несущий слой толщины t выполнен из диэлектрика с показателем преломления n_3 и нанесен на подложку с показателем преломления n_4 . Промежуточный слой связи толщины h , имеет показатель преломления n_2 , причем $n_3 > n_2, n_4$. Решетка с периодом T и глубиной модуляции $2d$ наносится на поверхность промежуточного слоя. Четвертый слой, как правило, представляет собой воздух.

Рассмотрим задачу об излучении системы, показанной на рис. 1. Предположим, что граница между средами 1 и 2 имеет синусоидальную форму и описывается выражением $y = 2d \cos Kz$, где $K = 2\pi/T$ — постоянная решетки. Допустим, что поверхностная волна типа H ($E_y = E_z = 0$) распространяется вдоль оси z .

Вывод дисперсионного уравнения

Как известно, поверхностная волна в волноводе с периодической неоднородностью может быть представлена суммой пространственных гармоник, отличающихся по продольным постоянным распространения на постоянную решетки K .

При малой глубине модуляции $d \ll \lambda$ и синусоидальном профиле решетки амплитуды гармоник убывают по закону $(d)^n$, где n — номер гармоники. Такая резкая зависимость амплитуд гармоник от номера позволяет ограничиться учетом только трех пространственных гармоник — $n = 0, \pm 1$ с постоянными распространения γ и $(\gamma \pm K)$, где $\gamma = 2\pi n^*/\lambda$, а n^* — фазовое замедление поверхностной волны. Однако в интересующем нас случае (излучение поверхностной волны на решетке) влияние пространственной гармоники с $n = +1$ приводит лишь к небольшому изменению действительной части постоянной распространения γ , если им пренебречь, то задача может быть решена в двухволновом приближении, т. е. с учетом только пространственных гармоник с $n = 0, -1$.

Будем считать, что система по оси x однородна. Поле в каждой среде выразим через единственную компоненту электрического вектора E_x

$$\left. \begin{aligned} E_{x1} &= A_0 \exp(-i\rho_0 y) \exp(-i\gamma z) + A_{-1} \exp(-i\rho_{-1} y) \exp[-i(\gamma - K)z] \\ &\quad \text{при } y > 2d \cos Kz, \\ E_{x2} &= [B_0 \exp(-i\beta_0 y) + C_0 \exp(+i\beta_0 y)] \exp(-i\gamma z) + [B_{-1} \exp(-i\beta_{-1} y) + \\ &\quad + C_{-1} \exp(+i\beta_{-1} y)] \exp[-i(\gamma - K)z] \text{ при } -h < y < 2d \cos Kz, \\ E_{x3} &= \{D_0 \exp[-i\eta_0(y+h)] + F_0 \exp[+i\eta_0(y+h)]\} \exp(-i\gamma z) + \\ &\quad + \{D_{-1} \exp[-i\eta_{-1}(y+h)] + F_{-1} \exp[+i\eta_{-1}(y+h)]\} \exp[-i(\gamma - K)z] \\ &\quad \text{при } y < -h, \\ E_{x4} &= G_0 \exp[+i\mu_0(y+h+t)] \exp(-i\gamma z) + G_{-1} \exp[+i\mu_{-1}(y+h+t)] \times \\ &\quad \times \exp[-i(\gamma - K)z] \text{ при } y < -(h+t). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

В этих выражениях

$$\left. \begin{aligned} \rho_0 &= \sqrt{k^2 n_1^2 - \gamma^2}, & \rho_{-1} &= \sqrt{k^2 n_1^2 - (\gamma - K)^2}, \\ \beta_0 &= \sqrt{k^2 n_2^2 - \gamma^2}, & \beta_{-1} &= \sqrt{k^2 n_2^2 - (\gamma - K)^2}, \\ \eta_0 &= \sqrt{k^2 n_3^2 - \gamma^2}, & \eta_{-1} &= \sqrt{k^2 n_3^2 - (\gamma - K)^2}, \\ \mu_0 &= \sqrt{k^2 n_4^2 - \gamma^2}, & \mu_{-1} &= \sqrt{k^2 n_4^2 - (\gamma - K)^2}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

поперечные компоненты волновых векторов плоских волн в 1, 2, 3, 4 средах для нулевой и минус первой пространственных гармоник, а $A_0, A_{-1}, B_0, B_{-1}, C_0, C_{-1}, D_0, D_{-1}, F_0, F_{-1}, G_0, G_{-1}$ — соответственно их комплексные амплитуды ($k = 2\pi/\lambda$).

Значения компонент магнитного поля определяются из (1) с помощью уравнений Максвелла, которые в случае H -волн имеют вид

$$i\omega\mu_0 H_y = -\frac{\partial E_x}{\partial z}, \quad i\omega\mu_0 H_z = \frac{\partial E_x}{\partial y}. \quad (3)$$

Связь между амплитудами плоских волн в средах определяется из условий непрерывности компонент электромагнитного поля, тангенциальных граница раздела диэлектриков, которые можно записать следующим образом:

$$\left. \begin{aligned} E_{x1} &= E_{x2}, & H_{y1} \tau_y + H_{z1} \tau_z &= H_{y2} \tau_y + H_{z2} \tau_z & \text{при } h = 2d \cos Kz, \\ E_{x2} &= E_{x3}, & H_{z2} &= H_{z3} & \text{при } y = -h, \\ E_{x3} &= E_{x4}, & H_{z3} &= H_{z4} & \text{при } y = -(h+t). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Здесь τ_y и τ_z — компоненты единичного вектора, тангенциального границе раздела $y = 2d \cos Kz$ (рис. 1). Так как $\tau_y/\tau_z = \frac{d}{dz}(2d \cos Kz) = -2dK \sin Kz$ и $\tau_y^2 + \tau_z^2 = 1$, то

$$\tau_y = -\frac{2Kd \sin Kz}{\sqrt{1 + 4K^2 d^2 \sin^2 Kz}}, \quad \tau_z = \frac{1}{\sqrt{1 + 4K^2 d^2 \sin^2 Kz}}. \quad (5)$$

Подставляя (1) и (3) в (4) и учитывая, что $d \ll \lambda$, получаем систему однородных алгебраических уравнений, решение которых дает связь между комплексными амплитудами плоских волн в средах, например,

$$A_{-1} = -ik^2 d (n_2^2 - n_1^2) \frac{f_{-1}}{\beta_{-1} \Psi_{-1}} A_0, \quad (6)$$

$$G_{-1} = \frac{1}{2b_{-1}(1 - \delta_{-1})} \left[\Phi_{-1} A_{-1} + ik^2 d (n_2^2 - n_1^2) \frac{f_{-1}}{\beta_{-1}} A_0 \right] \exp(+i\eta_{-1}t). \quad (7)$$

Дисперсионное уравнение плоского четырехслойного волновода с дифракционной решеткой имеет вид

$$\Psi_0 \Psi_{-1} = -k^4 d^2 (n_2^2 - n_1^2)^2 \frac{f_0 f_{-1}}{\beta_0 \beta_{-1}}. \quad (8)$$

В этих выражениях

$$\left. \begin{aligned} f_y &= (1 + \delta_y) [(1 + b_y) \exp(+i\beta_y h) + (1 - b_y) \exp(-i\beta_y h)] \exp(+i\eta_y t) + (1 - \delta_y) \times \\ &\quad \times [(1 - b_y) \exp(+i\beta_y h) + (1 + b_y) \exp(-i\beta_y h)] \exp(-i\eta_y t), \\ \Psi_y &= (1 + \delta_y) [(1 + b_y)(1 + a_y) \exp(+i\beta_y h) - (1 - b_y)(1 - a_y) \exp(-i\beta_y h)] \times \\ &\quad \times \exp(+i\eta_y t) + (1 - \delta_y) [(1 - b_y)(1 + a_y) \exp(+i\beta_y h) - (1 + b_y)(1 - a_y) \times \\ &\quad \times \exp(-i\beta_y h)] \exp(-i\eta_y t), \\ \Phi_y &= [(1 + b_y)(1 + a_y) \exp(+i\beta_y h)] - [(1 - b_y)(1 - a_y) \exp(-i\beta_y h)], \\ \varphi_y &= [(1 + b_y) \exp(+i\beta_y h)] + [(1 - b_y) \exp(-i\beta_y h)], \\ a_y &= \frac{\beta_y}{\beta_0}, \quad b_y = \frac{\eta_y}{\beta_y}, \quad \delta_y = \frac{\mu_y}{\eta_y}, \quad \nu = 0, -1. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Анализ дисперсионного уравнения

После преобразований дисперсионное уравнение (8) можно переписать следующим образом:

$$\prod_{\nu=-1}^0 \left\{ (1 + a_\nu) \left[\sin(\eta_\nu t - \arctg i\delta_\nu - \arctg i\varepsilon_\nu) - \frac{1 - a_\nu}{1 + a_\nu} \sin(\eta_\nu t - \arctg i\delta_\nu + \arctg i\varepsilon_\nu) \exp(-2i\beta_\nu h) \right] = -\frac{k^4 d^2 (n_2^2 - n_1^2)^2}{\beta_0 \beta_{-1}} \prod_{\nu=-1}^0 [\sin(\eta_\nu t - \arctg i\delta_\nu - \arctg i\varepsilon_\nu) + \sin(\eta_\nu t - \arctg i\delta_\nu + \arctg i\varepsilon_\nu) \exp(-2i\beta_\nu h)], \quad \varepsilon_\nu = \frac{\beta_\nu}{\eta_\nu}. \quad (10)$$

При $d \rightarrow 0$ и $h \rightarrow \infty$ уравнение (10) переходит в дисперсионное уравнение плоского трехслойного волновода [5], состоящего из сред 2, 3 и 4

$$\eta_0 t - \arctg \delta'_0 - \arctg \varepsilon'_0 = m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (11)$$

где $\delta'_0 = i\delta_0$, $\varepsilon'_0 = i\varepsilon_0$ — действительные числа при $\gamma > kn_3, kn_4$.

Учитывая, что $d \ll \lambda$, можно считать, что наличие решетки мало изменит структуру поля в волноводе. В связи с этим решение дисперсионного уравнения (10) можно искать в окрестности точки γ_0 , удовлетворяющей уравнению (11). Тогда постоянную распространения в системе подставляем в виде $\gamma = \gamma_0 + \Delta\gamma$, где $\Delta\gamma = \Delta\gamma' - i\Delta\gamma''$ — малое приращение постоянной распространения, обязанное влиянию решетки, причем $\Delta\gamma'$ определяет приращение фазовой скорости, а $\Delta\gamma''$ характеризует затухание волны за счет излучения.

Исходя из этих соображений, выражение для Ψ_0 в (8) записываем в виде

$$\Psi_0 = \Psi_0 |_{\gamma=\gamma_0} + \kappa \Delta\gamma, \quad (12)$$

где κ — производная по γ от дисперсионного уравнения плоского трехслойного волновода (11).

Подстановка Ψ_0 в (8) дает для приращения постоянной распространения

$$\Delta\gamma = -\frac{2i(\beta_0 - \rho_0) \exp(-2i\beta_0 h)}{(1 - \varepsilon_0^2) \gamma t_{\text{эфф.}}} \times \left\{ 1 - \frac{d^2(\beta_0 + \rho_0)(\beta_{-1} + \rho_{-1}) [(1 - \varepsilon_{-1}^2) + A \exp(-2i\beta_{-1} h)]_i}{\left[\left(\frac{\beta_{-1} + \rho_{-1}}{\beta_{-1} - \rho_{-1}} \right) (1 - \varepsilon_{-1}^2) + A \exp(-2i\beta_{-1} h) \right]} \right\}_{\gamma=\gamma_0}, \quad (13)$$

где

$$A = 1 + 2i\varepsilon_{-1} \operatorname{ctg}(\eta_{-1}t - \operatorname{arc} \operatorname{tg} i\delta_{-1} - \operatorname{arc} \operatorname{tg} i\varepsilon_{-1}) + \varepsilon_{-1}^2,$$

а

$$t_{\text{эфф.}} = t + \frac{1}{i\beta_0} + \frac{1}{i\mu_0}$$

эффективная толщина волновода состоящего из сред 2, 3, 4.

Коэффициент излучения четырехслойного волновода с решеткой получается из (13) как $\alpha = -1/\Delta\gamma''$.

В работе [4] задача об излучении такого волновода решалась на ЭВМ путем определения функции Грина для рассматриваемой системы.

Интерференционные явления и излучение

Излучение света в плоском четырехслойном волноводе с дифракционной решеткой, как в случае трехслойного волновода, будет сопровождаться четко выраженными интерференционными явлениями [6]. В данном случае положение максимумов и минимумов излучения будет зависеть как от толщины волноводной пленки t , так и от толщины h промежуточного слоя связи.

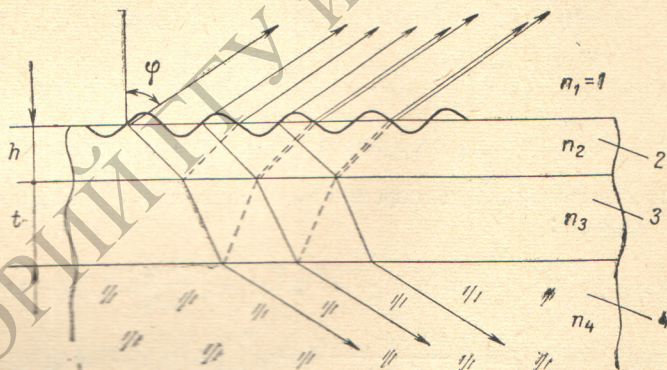


Рис. 2. Схема дифрагированных лучей — первой пространственной гармоники.

Штрихами показаны лучи, отраженные от плоских границ диэлектриков.

Предположим, что период решетки T выбран таким образом, что излучение света происходит как в воздух, так и в подложку. На рис. 2 изображен ход дифрагированных лучей, интерференция которых в дальней зоне может привести к ослаблению или усилению света. При этом угол излучения в воздух определяется выражением [1]

$$\sin \varphi = n^* - \frac{\lambda}{T}. \quad (14)$$

Найдем условие максимума интенсивности дифрагированных лучей в воздухе с учетом изменения фаз на π при отражении света на границе несущего слоя и подложки. Расчет показывает, что положение максимумов определяется соотношениями

$$\beta_{-1}h = (2n + 1) \frac{\pi}{2}, \quad \eta_{-1}t = (2m + 1) \frac{\pi}{2}, \quad (15)$$

где $n, m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$. Коэффициент излучения в этом случае определяется из (13) с учетом (15)

$$\alpha_M = - \frac{2d^2 (\beta_0'^2 - \rho_0'^2) (\beta_{-1}^2 - \rho_{-1}^2) \delta_{-1} \varepsilon_{-1}}{(1 - \varepsilon_0^2) (\beta_{-1} \delta_{-1} \varepsilon_{-1} + \rho_{-1}) \gamma_0 t_{эфф}} \exp(-2\beta_0' h), \quad (16)$$

где $\beta_0' = i\beta_0, \rho_0' = i\rho_0$ — действительные числа.

Аналогичным образом можно найти коэффициент излучения и для промежуточного случая, например, когда толщина слоя связи удовлетворяет условию максимума, а толщина несущего слоя условию минимума интенсивности в воздухе

$$\beta_{-1} h = (2n + 1) \frac{\pi}{2}, \quad \eta_{-1} t = 2m \frac{\pi}{2}. \quad (17)$$

В этом случае имеем для коэффициента излучения

$$\alpha_{\Pi} = - \frac{2d^2 (\beta_0'^2 - \rho_0'^2) (\beta_{-1}^2 - \rho_{-1}^2) \varepsilon_{-1}}{(1 - \varepsilon_0^2) (\rho_{-1} \delta_{-1} + \beta_{-1} \varepsilon_{-1}) \gamma_0 t_{эфф}} \exp(-2\beta_0' h). \quad (18)$$

На рис. 3, а представлена зависимость α/d^2 от толщины несущего слоя для волны H_0 , рассчитанная по формулам (16) и (18). Численные расчеты проведены для несущего слоя с показателем преломления $n_3 = 2.15$ (Ta_2O_5), нанесенного на стеклянную подложку ($n_4 = 1.51$). Промежуточ-

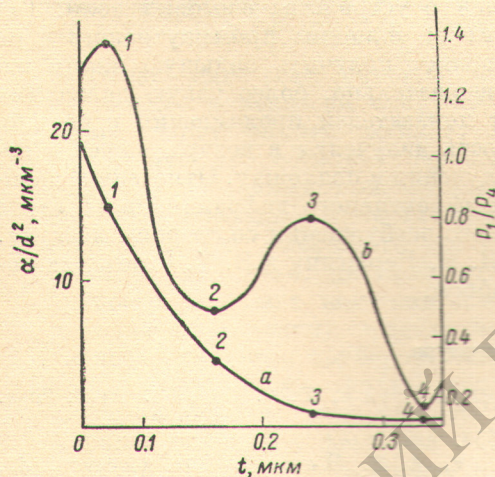


Рис. 3. Зависимость α/d^2 (а) и отношений мощностей P_1/P_4 (б) от толщины несущего слоя. h_1, \dots, h_4 соответствуют точкам 1, ..., 4. $h_1 = 0.12, h_2 = 0.13, h_3 = 0.14$ и $h_4 = 0.147$ мкм.

слоем является воздух ($n_1 = 1$). Период решетки $T = 0.6$ мкм $\lambda = 0.6328$ мкм. Точки 1 и 3 на рисунке удовлетворяют условию максимума интенсивности (15), а точки 2 и 4 — условию (17).

На рис. 4 показана зависимость α_M/d^2 (16) от толщины промежуточного слоя связи при $t = 0.077$ мкм. Видно, что выбором толщины слоя связи h можно регулировать коэффициент излучения в широких пределах.

Отношение мощностей P_1/P_4 , излучаемых в воздух и в подложку, можно найти из уравнений (6), (7) и (9). При выполнении условий (15) и (17) имеем соответственно

$$\left(\frac{P_1}{P_4}\right)_M = \frac{\rho_{-1}}{\mu_{-1}} \left(\frac{\eta_{-1}}{\beta_{-1}}\right)^2, \quad (19)$$

$$\left(\frac{P_1}{P_4}\right)_\Pi = \frac{\rho_{-1}}{\mu_{-1}} \left(\frac{\mu_{-1}}{\beta_{-1}}\right)^2. \quad (20)$$

Полученные выражения показывают, что отношение мощностей определяется показателем преломления сред, а также углом излучения. В ча-

стном случае излучения по нормали к поверхности решетки ($\sin \varphi = 0$) имеем при максимуме интенсивности в воздухе

$$\left(\frac{P_1}{P_4}\right)_M = \frac{n_1}{n_4} \left(\frac{n_3}{n_2}\right)^2. \quad (21)$$

Таким образом, выбором показателей преломления и толщины несущего слоя и слоя связи можно добиться того, чтобы мощность излучения в воздух в несколько раз превышала мощность излучения в подложку. Следует отметить, что в случае трехслойного волновода при нанесении решетки на поверхность несущего слоя мощность излучения света в воздух всегда меньше мощности излучения света в подложку [6].

Следовательно, наличие в четырехслойном волноводе промежуточного слоя полного внутреннего отражения для нулевой гармоники приводит к тому, что интерференционные эффекты выражаются гораздо более резко, чем в случае трехслойного волновода с решеткой.

На рис. 3, б представлена зависимость отношения мощностей от толщины несущего слоя. Экстремальные значения графика соответствуют точкам, удовлетворяющим условиям (15) и (17).

Проведенный анализ показал преимущества использования плоского четырехслойного волновода с дифракционной решеткой по сравнению с трехслойным в качестве излучающего устройства световых волн. Так как коэффициент излучения зависит от толщины промежуточного слоя связи, исследованная система позволяет получить большую длину излучающей апертуры решетки и, следовательно, более узкую диаграмму направленности. В зависимости от показателей преломления и толщин несущего слоя и слоя связи мощность излучения в воздух может в несколько раз превысить мощность излучения в подложку. Отмеченное свойство может быть использовано для эффективного дифракционного ввода излучения в плоский волновод при его возбуждении со стороны воздуха.

Автор выражает благодарность Л. Н. Дерюгину и В. Е. Сотину за полезное обсуждение результатов работы.

Литература

- [1] M. L. Dakss, L. Kuhn, P. F. Heidrich, B. A. Scott. *Appl. Phys. Lett.*, **16**, 523, 1970.
- [2] P. K. Szeo. *Appl. Phys.*, **6**, 1, 1975.
- [3] Л. Н. Дерюгин, А. С. Кузали, А. В. Чекан. *Опт. и спектр.*, **41**, 470, 1976.
- [4] D. G. Dalgoutte, C. D. Wilkinson. *Appl. Opt.*, **14**, 2983, 1975.
- [5] Л. Н. Дерюгин, А. Н. Марчук, В. Е. Сотин. *Изв. вузов, радиоэлектроника*, **10**, 134, 1967.
- [6] А. А. Зленко, В. А. Киселев, А. М. Прохоров, А. А. Спихальский, В. А. Сычугов. *Квант. электрон.*, **1**, 1519, 1974.

Поступило в Редакцию 23 марта 1977 г.