

втулки. Поэтому существует максимальное значение $\gamma_B \text{ max}$ (оно реализуется при достаточно большом удалении торца втулки от катода), которое может быть найдено из условия

$$\frac{\varepsilon (\gamma_A - \gamma_B)}{\ln \frac{R_A}{R_K} + (\varepsilon - 1) \ln \frac{R_{\text{врт}}}{R_K}} \frac{\sqrt{\gamma_B^2 - 1}}{\gamma_B} = \frac{\gamma_A - \gamma_0}{\ln \frac{R_A}{R_K}} \frac{\sqrt{\gamma_0^2 - 1}}{\gamma_0}. \quad (5)$$

Таким образом, наличие неоднородности приводит к увеличению равновесной энергии и уменьшению тока пучка по сравнению с однородным случаем. Изменение энергии электронов может существенно сказаться на значениях рабочей частоты СВЧ прибора. Так, при $\gamma_A = 3$ (что соответствует $\gamma_0 = 2$), $\varepsilon = 2$ и $R_{\text{врт}} \approx R_K$ решение (5) дает $\gamma_B \text{ max} \approx 2.53$. Поэтому в общем случае, когда расстояние от торца втулки до кромки катода сравнимо с поперечными размерами системы, необходимо полное численное решение задачи.

В заключение заметим, что развивающаяся при «сверхсветовом» движении пучка черенковская неустойчивость приводит к появлению высокочастотного тока. Если в системе отсутствует обратная связь, т. е. неустойчивость носит конвективный характер, то равновесное состояние пучка реализуется на ограниченной длине (так что длина участка, занятого и диэлектриком, и пучком, порядка обратного пространственного инкремента $(\text{Im}k)^{-1}$). Так как выше использовалось решение уравнения Пуассона в однородных по z областях, то полученные результаты справедливы, если выполняется неравенство $\text{Im}k R_A \ll 1$. При наличии обратной связи существование стационарного состояния ограничено еще и временным интервалом порядка обратного инкремента абсолютной неустойчивости.

Автор благодарит Г. П. Фоменко, В. П. Григорьева, П. Я. Исакова за полезные обсуждения.

Литература

- [1] Диденко А. Н., Борисов А. Р., Фоменко Г. П., Штейн Ю. Г. Письма в ЖТФ, 1983, т. 9, № 1, с. 60—62.
- [2] Garate E., Cook R., Heim P. et al. J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 2, p. 627—632.
- [3] Борисов А. Р., Фоменко Г. П., Шлапаковский А. С. ЖТФ, 1986, т. 56, № 6, с. 1180—1182.
- [4] Бугаев С. П., Ильин В. П., Кошелев В. И. и др. В кн.: Релятивистская высокочастотная электроника. Горький, 1979, с. 5—75.
- [5] Федосов А. И., Литвинов Е. А., Беломытцев С. Я., Бугаев С. П. Изв. вузов. Физика, 1977, № 10, с. 134—135.
- [6] Тамм И. Е. Основы теории электричества. М.: Наука, 1976. 616 с.

Научно-исследовательский
институт ядерной физики
при Томском политехническом институте
им. С. М. Кирова

Поступило в Редакцию
22 января 1987 г.

К ТЕОРИИ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДОВ С ПЕРИОДИЧЕСКИМИ ПОКРОВНЫМИ СРЕДАМИ

Ю. П. Удовее

Планарный оптический волновод может быть создан путем синтеза многослойных тонкопленочных структур, имеющих высокий коэффициент отражения, по обе стороны от центрального направляющего канала [1]. Свойства таких волноводов рассматривались ранее на основе общей теории слоистых периодических структур с помощью характеристических матриц [1] и на основе решения задачи о собственных функциях волнового уравнения для случая периодических сред [2, 3]. В настоящей работе описан подход, основанный на применении модифицированной модели зигзагообразных волн, плодотворность которой продемонстрирована в ряде работ (см., например, [4, 5]), и теории дифракции света на отражательных объемных решетках в приближении связанных волн [6]. Этот подход позволяет наиболее простым в математическом плане и ясным с физической точки зрения способом выяснить ряд особенностей каналирования излучения в указанных структурах и может быть полезным при планировании эксперимента и интерпретации данных.

Рассмотрим (рис. 1) волны TE -типа в непоглощающей, немагнитной среде, содержащей области 1, 4, 5 с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 и области 2, 3 с диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon_2 = \epsilon_0 + \Delta \cos Kz, \quad \epsilon_3 = \epsilon_0 + \Delta \cos K(z+h),$$

где амплитуда модуляции $\Delta \ll \epsilon_0$, $K = 2\pi/\Lambda$, Λ — период решетки, h — ширина центрального канала. В рамках модели зигзагообразных волн каналирование излучения является результатом многократных отражений плоских волн I_0, I_1, I_2, \dots с y -составляющими напряженности электрического поля

$$E_0 = A \exp [j(\omega t - \beta x - \alpha z)], \quad E_1 = B \exp [j(\omega t - \beta x + \alpha z)] \dots, \quad (1)$$

где

$$\beta = k \sin \theta, \quad \alpha^2 + \beta^2 = k_0^2 n_0^2 = k^2, \quad k_0 = 2\pi/\lambda_0, \quad n_0 = \sqrt{\epsilon_0},$$

λ_0 — длина волны в вакууме, $B = Ar$, $r = \rho \exp(j\varphi)$ — комплексный амплитудный коэффициент отражения.

Каждая отраженная волна в данном случае является дифрагированной волной, формирующейся в области 2 или 3. Учитывая симметричность структуры, будем в дальнейшем рассматривать только область 3. Следуя приближению связанных волн, применим при углах падения θ , близких к углу Брэгга, полагаем, что в области 3 имеются две волны R, S с напряженностями электрического поля

$$E_R(z) = C(z) \exp [j(\omega t - \beta x - \alpha z)], \quad E_S(z) = D(z) \exp [j(\omega t - \beta x) - (z - K)z], \quad (2)$$

в области 5 имеется прошедшая волна

$$E_T = F \exp [j(\omega t - \beta x - \alpha z)]$$

и выполняются граничные условия

$$C(0) = A, \quad D(0) = B, \quad C(d) = F, \quad D(d) = 0, \quad (3)$$

где d — толщина решетки. Амплитуды $C(z)$ и $D(z)$ равны

$$C(z) = A \left[\frac{\text{ch}^2 a(d-z) - p^2}{\text{ch}^2 ad - p^2} \right]^{1/2} \exp [-j(\chi(0) - \xi z - \chi(z))], \quad (4)$$

$$D(z) = A \frac{\text{sh} a(d-z)}{(\text{ch}^2 ad - p^2)^{1/2}} \exp \left[-j \left(\chi(0) + \frac{\pi}{2} - \xi z \right) \right], \quad (5)$$

где

$$a = (\nu^2 - \xi^2)^{1/2}, \quad p = \xi/\nu, \quad \chi(z) = \arctg [(p \text{th} a(d-z))/(1 - p^2)^{1/2}],$$

параметр расстройки брэгговского резонанса $\xi = -k\delta \sin \theta_0$, величина $\nu = z/\cos \theta_0$, постоянная связи $\chi = \pi\Delta/2n_0\lambda_0$, $\theta = \theta_0 + \delta$, а угол Брэгга θ_0 удовлетворяет соотношению

$$2n_0\Delta \cos \theta_0 = \lambda_0.$$

Из (3)—(5) получаем, что при $p \ll 1$ модуль и аргумент коэффициента отражения равны

$$\rho = \frac{\text{sh} ad}{(\text{ch}^2 ad - p^2)^{1/2}}, \quad \varphi = -\frac{\pi}{2} - \chi(0). \quad (6a), (6b)$$

Из (6a) следует, что в области $0 \leq p \leq 1$ выполняется соотношение $q/\sqrt{1+q^2} \leq \rho \leq \text{th} q$, где $q = \nu d$, и уже при $q > 3$ величина $\rho > 0.95$. Даже при точном выполнении условия Брэгга величина $\rho < 1$ при любых конечных d , что связано с наличием прошедшей волны T в области 5. Таким образом, в реальных условиях каналирование волны должно сопровождаться излучением. Ввиду этого величины α, β в (1) являются комплексными и поле направляемой моды описывается выражением вида

$$E = f(z) \exp [j(\omega t - k_0 N_m x)] \exp [-\gamma_m x],$$

где $f(z)$ — функция поперечного распределения поля, γ_m — показатель затухания m -ой моды,

$$N_m = n_0 \sin \theta_m, \quad \gamma_m = k_0 \alpha_m, \quad N_m - j\alpha_m \equiv N_m^* = \beta_m^*/k_0.$$

В модифицированной модели зигзагообразных волн [4, 5], учитывающей возможность $\rho < 1$, спектр N_m, χ_m находится путем решения обобщенного дисперсионного уравнения, которое в наших условиях имеет вид

$$\rho^2 \exp [j (2\varphi - 2a^*h)] = 1$$

и приводит к двум действительным уравнениям

$$\rho \exp (\tau h) = 1, \quad \sigma h = m\pi + \varphi, \quad (7a), (7b)$$

где $\sigma + j\tau \equiv a^*$, причем в типичной ситуации, когда $\chi_m \ll N_m$, выполняются простые соотношения

$$\varepsilon_m \approx k \cdot \cos \theta_m, \quad \gamma_m \approx \varepsilon_m / \operatorname{tg} \theta_m = -\ln \rho \operatorname{tg} \theta_m. \quad (8a), (8b)$$

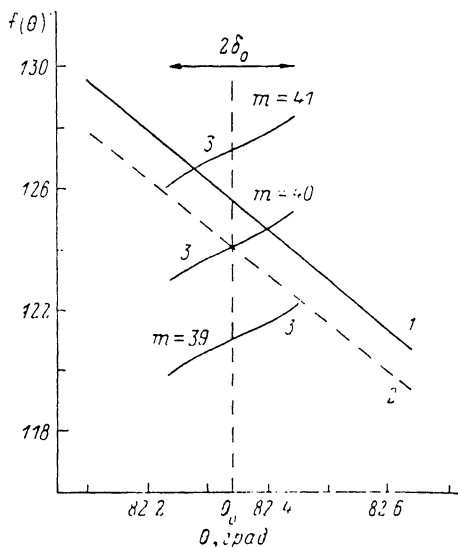
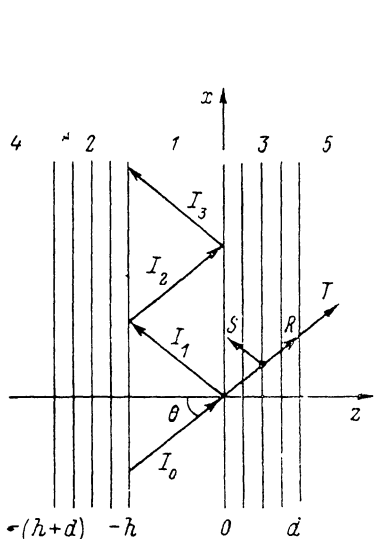


Рис. 1. Схема волноводной структуры.

1 — центральный канал; 2, 3 — синусоидальная фазовая решетка; 4, 5 — внешняя однородная среда.

Рис. 2. Графическое решение модового уравнения: зависимость от θ левой части уравнения (7b) для $h=60$ (1), $h=59.3$ (2) и правой части уравнения (7b) (3).

В центральном канале поле определяется интерференцией волн типа (1) и функция $f(z)$ при комплексной α имеет вид

$$f(z) = 2A \exp (j\varphi/2) \sqrt{\rho} \left\{ \cos \left(\alpha z + \frac{\varphi}{2} \right) \operatorname{ch} \left[\left(z + \frac{h}{2} \right) \tau \right] - j \sin \left(\alpha z + \frac{\varphi}{2} \right) \operatorname{sh} \left[\left(z + \frac{h}{2} \right) \tau \right] \right\}. \quad (9)$$

При $z \approx -h/2$ (середина канала) функция $f(z)$ практически не отличается от распределения поля в волноводах с полным внутренним отражением (ПВО), однако в других областях имеется небольшая дополнительная составляющая, сдвинутая по фазе относительно основного поля. В области решетки поле определяется интерференцией двух волн вида (2), приводящей (без учета поправок, связанных с комплексностью α, β) к распределению

$$|f(z)|^2 \approx |C|^2 + |D|^2 + 2CD \sin [Kz - \chi(z)]. \quad (10)$$

Из (4), (5), (10) следует, что поле в области решетки является не экспоненциально затухающим, как в обычном волноводе с ПВО, а осциллирующим, причем амплитуда осцилляций уменьшается по мере приближения к внешней границе решетки.

При $\rho > 1$ величина ρ быстро уменьшается, поэтому при решении модового уравнения (7b) достаточно ограничиться областью $\xi \leq \nu$. Можно найти, что расстройка $\xi = \nu$ соответствует отклонению от угла Брэгга на величину $|\delta_0| \approx \Delta \Delta^2 / \lambda_0^2 \operatorname{tg} \theta_0$. Учитывая, что $\Delta \ll 1$, $\Delta / \lambda_0 \sim 1$, получаем, что слабо затухающие направляемые волны могут возбуждаться лишь в весьма узком диапазоне углов θ вблизи угла Брэгга. Ввиду этого волновод может быть практически маломодовым даже при значительной толщине h канала. В качестве конкретного примера рассмотрим структуру с $n_0=1.5$, $\Delta=1.5$ мкм, $h=60$ мкм, $d=100$ мкм, $q=3$, работающую на длине волны $\lambda_0=0.6$ мкм. При этом угол Брэгга $\theta_0=82.34^\circ$, требуемая

амплитуда модуляции $\Delta = 2.3 \cdot 10^{-3}$ и абсолютная величина угловой расстройки, при которой $p=1$, равна $|\delta_0| = 0.11^\circ$. При точном выполнении условия Брэгга затухание волновода по интенсивности $\Gamma \approx 1$ дБ/см, а при расстройке $\delta_0 = 0.11^\circ$ величина $\Gamma \approx 10$ дБ/см.

На рис. 2, иллюстрирующем графическое решение модового уравнения (76) для приведенных выше параметров, хорошо видно, что при $h=60$ мкм волновод каналирует практически две моды с эффективными показателями преломления 1.4868 и 1.4864 и затуханием $\Gamma \sim 1.8$ дБ/см. В то же время при $h=59.3$ мкм та же структура будет кавалировать практически одну моду с затуханием $\Gamma \sim 1$ дБ/см, так как затухание других мод не меньше 10 дБ/см.

В рамках описанного дифракционного подхода очевидным является ряд других специфических свойств рассматриваемых волноводных структур: возможность получения сверхмалых коэффициентов замедления N_m , спектральная селективность, возможность каналирования излучения и в том случае, когда показатель преломления центрального канала меньше среднего показателя преломления области решетки. Дополнительно отметим, что вследствие (66) модовое уравнение (76) не имеет решений для $m=0$ и основной модой является антисимметричная мода с $m=1$ в отличие от обычных волноводов с ПВО. Величина коэффициента замедления N_m определяется отношением λ_0/Λ и в принципе может быть сделана как угодно малой путем соответствующего выбора Λ . Однако в силу (86) при уменьшении Θ_m резко увеличивается затухание направляемой волны, поэтому реальные структуры при малых Θ могут быть полезны как резонаторы типа Фабри—Перо, а не как направляющие элементы.

Брэгговские волноводы с синусоидальной фазовой решеткой могут быть созданы голографическими методами на достаточно широком круге материалов, поскольку требуемые величины Δ незначительны. Отмеченные выше особенности таких волноводов позволяют создать ряд функциональных элементов, в том числе основанных на динамической записи решеток. Перспективным, в частности, представляется отмеченный в [1, 7] вариант создания полосковых волноводов в обычных планарных волноводах с ПВО. Боковое ограничение с помощью дифракционных решеток позволяет в этом случае создать широкие коллимированные световые пучки, не содержащие большого числа боковых мод, ухудшающих работу ряда интегрально-оптических устройств.

Литература

- [1] Фокс А. ТИИЭР, 1974, т. 62, № 5, с. 118—120.
- [2] Cho A. Y., Yariv A., Yeh P. Appl. Phys. Lett., 1977, v. 30, N 9, p. 471—472.
- [3] Гончаренко А. М., Мазаник Л. А. ДАН БССР, 1979, т. 23, № 5, с. 413—416.
- [4] Cada M., Ctyroky J., Gregora I., Schröfel J. Opt. Commun., 1979, v. 28, N 1, p. 59—63.
- [5] Сычугов В. А., Чтыроки И. Квант. электр., 1982, т. 9, № 3, с. 634—637.
- [6] Kogelnik H. Bell Syst. Techn. J., 1969, v. 48, N 9, p. 2909—2947.
- [7] Зленко А. А., Прохоров А. М., Сычугов В. А. Квант. электр., 1976, т. 3, № 11, с. 2487—2490.

Ленинградский политехнический институт
им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию
6 февраля 1987 г.

УДК 621.383

Журнал технической физики, т. 58, в. 3, 1988

УПРУГОСТЬ ПАРОВ ЦЕЗИЯ И ДАВЛЕНИЕ ОСТАТОЧНЫХ ГАЗОВ В ФОТОЭЛЕКТРОННЫХ ПРИБОРАХ

Д. П. Бернацкий, А. М. Мечетин, В. Г. Павлов,
А. Я. Тонтегоде

Нестабильности в работе фотоэлектронных приборов во многом определяются различными воздействиями на фотокатод. К ним относятся адсорбции остаточных газов, влияющая на свойства и долговечность фотокатода, бомбардировка фотокатода ионами, приводящая к шумам и снижающая способность к регистрации предельно слабых сигналов [1]. Ряд причин, приводящих к нестабильности в работе приборов, зависит от вакуумных условий в его