

01;07;09

©1995 г.

НЕКОЛЛИНЕАРНЫЕ РЕЗОНАНСНО-ДИФРАКЦИОННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН

В.А.Киселев, С.Н.Шапошников

Научно-производственное объединение
Государственный институт прикладной оптики,
420075, Казань, Россия
(Поступило в Редакцию 27 июля 1994 г.)

Построена теория неколлинеарных процессов резонансного преобразования H - и E -волн в волноводной решетке с произвольным неоднородным поперечным распределением диэлектрической проницаемости. Анализ проведен в общем случае четырехволнового взаимного дифракционного преобразования поверхностных волн различной поляризации. Выведены соотношения, описывающие перераспределение светового потока при неколлинеарном резонансно-дифракционном отражении (или прохождении) поверхностных волн.

Введение

К настоящему времени предложены и экспериментально исследованы различные интегрально-оптические устройства, использующие неколлинеарные дифракционные преобразования поверхностных волн в планарном волноводе с гофрированной решеткой. Например, на их основе созданы узкополосные частотные фильтры, которые одновременно с выделением спектральной полосы излучения осуществляют пространственное разделение падающего и дифрагированного световых пучков [1]. В частности, с помощью таких фильтров возможно построение селективного усилителя света для волоконно-оптических линий связи. Для уплотнения и разделения оптических каналов информации, передаваемых по этим линиям связи, рассмотрены волноводные мульти- и демультимплексоры различного типа [2,3]. Наклонное падение светового пучка на гофрированную решетку использовано в работах [3,4] для его высокоэффективного разделения и отклонения в планарном волноводе. Наряду с пространственным расщеплением светового пучка, предложенным, например, для создания планарных интерферометрических устройств [4], осуществлено разделение поверхностных волн по поляризации [5]. Экспериментально исследованы пре-

образователи поперечных мод различной поляризации [6], а также решеточный расширитель светового пучка [7]. Кроме того, рассмотрен планарный лазер с распределенными брегговскими зеркалами, между которыми перпендикулярно им сформирована еще одна решетка [8]. В этом случае возникает пространственное разделение поверхностных волн, возбуждаемых на различных частотах, и становится возможным последующее их мультиплексирование.

Необходимо отметить, что реальные планарные дифракционные устройства разрабатываются на основе диффузных волноводов с разнообразными поперечными профилями показателя преломления. Кроме того, для создания монолитных интегрально-оптических схем, включающих активные элементы из разнородных материалов, представляются перспективными волноводные системы на дифракционно-связанных волноводах [9]. Однако к настоящему времени неколлинеарные дифракционные процессы теоретически исследованы только в тонкопленочных гофрированных волноводах, т.е. в волноводах со ступенчатым поперечным изменением показателя преломления.

Так, использовались оптико-геометрический подход [10], техника функций Грина [11], а также методы поперечных сечений [12] и теории возмущения [13]. Были разработаны различные модификации метода связанных волн [4,6,14,15]. В отличие от этих работ, большинство из которых требует значительного численного счета, развиваемый в настоящей работе метод позволяет провести анализ неколлинеарных процессов резонансного преобразования в волноводных решетках с произвольным слоисто-неоднородным поперечным распределением диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z)$ (включая, в частности, диффузные волноводы с разнообразными плавными поперечными профилями показателя преломления).

Описанию всевозможных неколлинеарных дифракционных процессов первого порядка в таких решетках и посвящена настоящая работа.

Поле поверхностных волн на регулярном участке оптического волновода

Предварительно отметим, что с помощью уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = ik\mathbf{H}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{H} = -ik\varepsilon(z)\mathbf{E}, \quad (1)$$

описывающих монохроматическое световое поле (с временной зависимостью $\exp[-i\omega t]$) в регулярном оптическом волноводе, любые четыре компоненты векторов \mathbf{E} и \mathbf{H} можно выразить через две остальные. Здесь $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$, где ω , c и λ — частота, скорость и длина световой волны в вакууме; $\varepsilon(z)$ — произвольное распределение диэлектрической проницаемости по поперечному сечению оптического волновода.

В нашем случае в качестве этих двух компонент удобно выбрать E_z и H_z исходя из следующих соображений. В H - (или E -) волне, падающей под некоторым углом φ на гофрированную решетку, отсутствует составляющая E_z (или H_z), так как ее вектор электрического (или магнитного) поля лежит в плоскости волновода. В процессе неколлинеарного взаимодействия данной поверхностной волны с решеткой одновременно возбуждаются дифракционные волны как H -, так и E -типа.

Причем составляющие поля дифракционных H - (или E -) волн выражаются только через величины H_z (или E_z), что облегчает проведение анализа неколлинеарных дифракционных преобразований в волноводной решетке.

С целью нахождения общего вида поверхностных волн удобно воспользоваться решениями волновых уравнений без градиентных членов $\nabla(\nabla \ln \varepsilon(z)\mathbf{E})$ и $\nabla(\ln \varepsilon(z)\mathbf{H})$ [16]

$$H_z = aZ_H(\zeta) \exp[i(n_x^*\xi + n_y^*\eta)], \quad (2)$$

$$\varepsilon E_z = bZ_E(\zeta) \exp[i(n_x^*\xi + n_y^*\eta)], \quad (3)$$

где a и b — пока произвольные постоянные; $\xi = kx$, $\eta = ky$, $\zeta = kz$; $n_x^* = n^* \cos \varphi$, $n_y^* = n^* \sin \varphi$, n^* — эффективный показатель преломления для поверхностной волны; $Z_H(\zeta)$ (или $Z_E(\zeta)$) — поперечная H - (или E -) мода регулярного волновода, удовлетворяющая условию $Z(0)=1$ [17].

Поперечные моды $Z_H(\zeta)$ и $Z_E(\zeta)$ являются решениями одномерного дифференциального уравнения

$$\frac{d^2 Z}{d\zeta^2} + [\varepsilon(\zeta) - n^{*2}]Z(\zeta) = \frac{\kappa}{\varepsilon(z)} \frac{d\varepsilon}{d\zeta} \frac{dZ}{d\zeta} \quad (4)$$

при $\kappa = 0$ и $\kappa = 1$ соответственно. Заметим, что начальные выражения для составляющих $E_{x,y}$ и $H_{x,y}$ имеют аналогичный выражениям (2) и (3) вид соответственно, но с другими постоянными коэффициентами.

Учитывая эти выражения, нетрудно найти точные решения для x , y -компонент поля, удовлетворяющие уравнениям Максвелла (1),

$$E_x = (in_x^* b \dot{Z}_E / \varepsilon - n_y^* a Z_H) \exp[i(n_x^* \xi + n_y^* \eta)] / n^{*2},$$

$$E_y = (in_y^* b \dot{Z}_E / \varepsilon - n_x^* a Z_H) \exp[i(n_x^* \xi + n_y^* \eta)] / n^{*2},$$

$$H_x = (in_x^* a \dot{Z}_H + n_y^* b Z_E) \exp[i(n_x^* \xi + n_y^* \eta)] / n^{*2},$$

$$H_y = (in_y^* a \dot{Z}_H - n_x^* b Z_E) \exp[i(n_x^* \xi + n_y^* \eta)] / n^{*2}, \quad (5)$$

где $\dot{Z}_H(\zeta)$ и $\dot{Z}_E(\zeta)$ обозначают градиенты поперечных мод $dZ/d\zeta$.

После подстановки в (1) уравнений (5) и проведения несложных преобразований для величин H_z и E_z получаем прежние выражения (2) и (3). Определенные таким образом самосогласованные решения (2), (3) и (5) уравнений Максвелла точно описывают все компоненты светового поля в регулярном волноводе с произвольным поперечным распределением диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z)$.

Теперь рассмотрим неколлинеарные дифракционные преобразования поверхностных волн в волноводной гофрированной решетке (рис. 1), поверхность которой описывается функцией

$$z = \Delta z(x) \equiv \sigma \sin(2\pi x/\Lambda), \quad (6)$$

где σ — амплитуда гофра, Λ — период решетки.

Распространяясь в такой решетке под углом φ_m , поверхностная волна порядка m резонансно возбуждает в условиях фазового синхронизма

$$n_m^* e_m + r N e_N \simeq n_{m'}^* e_{m'} \quad (7)$$

под углом $\varphi_{m'}$ поверхностную волну порядка m' (в том же или противоположном по оси x направлении). Здесь $N = \lambda/\Lambda$; $e_m = (\cos \varphi_m, \sin \varphi_m)$, $e_N = (1, 0)$ и $e_{m'} = (\cos \varphi_{m'}, \sin \varphi_{m'})$ — единичные векторы; r — порядок дифракции; $n_{m(m')}^*$ — эффективный показатель преломления для поперечной моды порядка $m(m') = 1, 2, \dots$

Заметим, что основной характеристикой данных дифракционных процессов, происходящих в периодически возмущенном оптическом волноводе, является изменение δn_m^* эффективного показателя преломления n^* для исходной поверхностной волны в пределах решетки от эффективного показателя преломления n_m^* в соответствующем регулярном волноводе ($\sigma = 0$). В дальнейшем мы ограничимся анализом резонансных преобразований поверхностных волн в первом дифракционном порядке $r = (\pm)1$, представляющих основной интерес в случае решетки с относительно малой глубиной модуляции, обычно используемой в интегрально-оптических устройствах. Поэтому распределение поля в волноводной решетке следует искать в виде

$$H_z^{(\pm)}(\xi, \eta, \zeta) = \sum_{j=0, r} a_j^{(\pm)} Z_{H_j}^{(\pm)}(\zeta) \exp[i(n_{jx}^* \xi + n_{jy}^* \eta)],$$

$$\varepsilon_{(\pm)}(\zeta) E_z^{(\pm)}(\xi, \eta, \zeta) = \sum_{j=0, r} b_j^{(\pm)} Z_{E_j}^{(\pm)}(\zeta) \exp[i(n_{jx}^* \xi + n_{jy}^* \eta)], \quad (8)$$

где индекс $j = 0$ (или r) соответствует поверхностной волне порядка m (или m'), верхний индекс $+$ (или $-$) соответствует поперечному распределению поля над (или под) гофрированной поверхностью волновода,

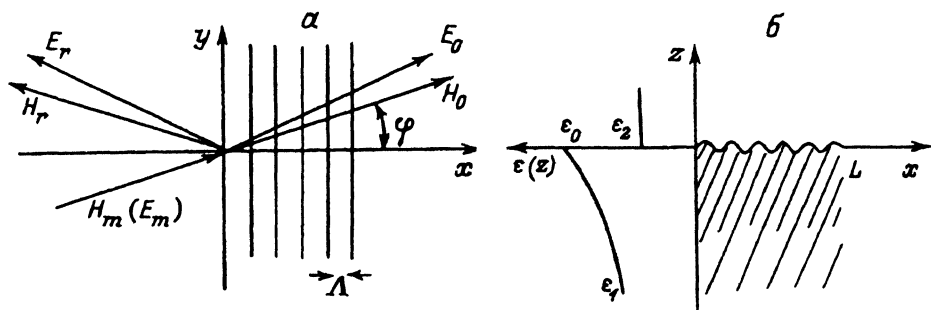


Рис. 1. Неколлинеарные резонансно-дифракционные преобразования поверхностных волн в волноводной решетке.

a — вид сверху, b — поперечное сечение гофрированного волновода.

$\varepsilon(\pm)$ — диэлектрическая проницаемость непосредственно над (или под) решеткой; $n_{jx}^* = n_x^* + jN = n_x^* \cos \varphi_j$, $n_{jy}^* = n_y^* \sin \varphi_j$.

Далее, ввиду непрерывности тангенциальных составляющих электрического и магнитного полей на гофрированной поверхности $z = \Delta z(x)$ (6), т.е. непрерывности функций

$$E_y, \quad H_x + \frac{d\Delta z}{dx} H_z, \quad H_y \quad \text{и} \quad E_x + \frac{d\Delta z}{dx} E_z \quad (9)$$

над и под решеткой, приходим к граничным уравнениям для амплитуд a_j^\pm и b_j^\pm . С целью их дальнейшего преобразования разлагаем входящие в них периодические функции $Z_j(\Delta z)$, $\dot{Z}_j(\Delta z)$ и $\varepsilon(\Delta z)$ в ряды Фурье и приравниваем коэффициенты при каждой независимой гармонике $\exp[ipN\xi]$ ($p = 0, \pm 1$). При этом в рассматриваемых нами условиях относительно слабой глубины модуляции ($(k\sigma)^2 \ll 1$) в этих уравнениях коэффициенты при неизвестных амплитудах достаточно раскрыть с точностью до членов $\sim (k\sigma)^2$. В результате после некоторых преобразований получаем следующие соотношения, связывающие амплитуды $a_{0,r}^+$ и $b_{0,r}^+$ дифракционных волн:

$$\begin{aligned} \delta n_{H_0}^* a_0^+ &= \frac{rn_0^*}{2n_r^*} \left[i\tau_{HH} \sqrt{H_{H_r}^*/H_{H_0}^*} a_r^+ - \tau_{HE} \sqrt{H_{E_r}^*/(\varepsilon - H_{H_0}^*)} b_r^+ \right], \\ \delta n_{E_0}^* b_0^+ &= \frac{rn_0^*}{2n_r^*} \left[i\tau_{EE} \sqrt{H_{E_r}^*/H_{E_0}^*} b_r^+ - \tau_{EH} \sqrt{\varepsilon - H_{H_r}^*/H_{E_0}^*} a_r^+ \right], \\ \delta n_{H_r}^* a_r^+ &= -\frac{rn_r^*}{2n_0^*} \left[i\tau_{HH} \sqrt{H_{H_0}^*/H_{H_r}^*} a_0^+ + \tau_{EH} \sqrt{H_{E_0}^*/(\varepsilon - H_{H_r}^*)} b_0^+ \right], \\ \delta n_{E_r}^* b_r^+ &= -\frac{rn_r^*}{2n_0^*} \left[i\tau_{EE} \sqrt{H_{E_0}^*/H_{E_r}^*} b_0^+ + \tau_{HE} \sqrt{\varepsilon - H_{H_0}^*/H_{E_r}^*} a_0^+ \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где величины H^* определены в [17].

Введенные здесь коэффициенты τ , характеризующие резонансно-дифракционную связь поверхностных волн разного порядка и различной поляризации, определяются следующими формулами:

$$\begin{aligned} \tau_{HH} &= k\sigma(\varepsilon_- - \varepsilon_+) \cos(\varphi_{H_{m'}} - \varphi_{H_m}) / \sqrt{H_{H_m}^* H_{H_{m'}}^*}, \\ \tau_{HE} &= k\sigma \sqrt{\varepsilon_-} (\gamma - 1) \dot{Z}_{E_{m'}}^+ \sin(\varphi_{E_{m'}} - \varphi_{H_m}) / \sqrt{H_{H_m}^* H_{E_{m'}}^*}, \\ \tau_{EH} &= k\sigma \sqrt{\varepsilon_-} (\gamma - 1) \dot{Z}_{E_m}^+ \sin(\varphi_{H_{m'}} - \varphi_{E_m}) / \sqrt{H_{E_m}^* H_{H_{m'}}^*}, \end{aligned}$$

$$\tau_{EE} = k\sigma(\gamma - 1) \left[n_{E_m}^* n_{E_{m'}}^* + \gamma \dot{Z}_{E_m}^+ \dot{Z}_{E_{m'}}^+ \cos(\varphi_{E_{m'}} - \varphi_{E_m}) \right] / \sqrt{H_{E_m}^* H_{E_{m'}}^*}, \quad (11)$$

где $\gamma = \varepsilon_- \varepsilon_+$, а буквенный индекс коэффициента связи τ обозначает поляризации исходной и дифрагированной поверхностных волн.

Уравнения (10) для амплитуд дифракционных волн описывают следующий процесс резонансного взаимодействия поверхностных волн на

гофрированной поверхности участка волновода. Так, падающая на решетку H - (или E -) волна возбуждает в условиях фазового синхронизма (7) дифракционные волны обеих поляризацій. Данное обстоятельство связано с тем, что в реальных волноводах межполяризационное расщепление для H - и E -волн одного порядка соизмеримо или много меньше коэффициента резонансной связи. В свою очередь дифракционные волны в результате резонансных преобразований порождают наряду с исходной H - (или E -) волной еще и поверхностную волну ортогональной поляризации. Таким образом, при неколлинеарных резонансно-дифракционных преобразованиях в общем случае имеет место четырехволновое взаимное преобразование поверхностных волн различной поляризации. Понятно, что эффективность дифракционных преобразований этих волн определяется соотношением коэффициентов резонансной связи и расстройек от условия фазового синхронизма.

Дисперсионное уравнение для дифракционных процессов первого порядка

Отметим, что соотношения (10) представляют собой однородную систему алгебраических уравнений для амплитуд дифракционных волн. Из требования равенства нулю ее определителя вытекает следующее дисперсионное уравнение для оптического волновода с гофрированной решеткой, в пределах которого осуществляются неколлинеарные дифракционные преобразования поверхностных волн,

$$4\delta n_{H_m}^* \delta n_{E_m}^* \delta n_{H_{m'}}^* \delta n_{E_{m'}}^* - \delta n_{E_m}^* \delta n_{E_{m'}}^* \tau_{HH}^2 - \delta n_{E_m}^* \delta n_{H_{m'}}^* \tau_{HE}^2 - \delta n_{H_m}^* \delta n_{E_{m'}}^* \tau_{EH}^2 - \delta n_{H_m}^* \delta n_{H_{m'}}^* \tau_{EE}^2 + [\tau_{HHEE} + \tau_{HEEH}]^2 / 4 = 0, \quad (12)$$

где $\delta n_{H_m}^*$ ($\delta n_{E_m}^*$) — малые поправки к эффективному показателю преломления n_m^* для поверхностной H - (E -) волны соответствующего порядка m .

Величины $\delta n_{H_{m'}}^*$ ($\delta n_{E_{m'}}^*$) определяются аналогично. Соотношение между этими малыми величинами нетрудно получить с помощью условия фазового синхронизма (7).

Так, поправки к эффективным показателям преломления для падающей и возбуждаемой поверхностных волн связаны соотношением

$$\delta n_{H(E)_{m'}}^* = \alpha \delta n_{H(E)_m}^* + \Delta n_{m,m'}^*, \quad (13)$$

где

$$\alpha = \cos \varphi_{H(E)_{m'}} / \cos \varphi_{H(E)_m},$$

$$\Delta n_{m,m'}^* = \left[n_{H(E)_m}^{*2} + N^2 + 2rN n_{H(E)_m}^* \cos \varphi_{H(E)_m} \right]^{1/2} - n_{H(E)_{m'}}^*, \quad (14)$$

которое характеризует отклонение от точного резонанса при дифракционном взаимодействии поверхностных волн. Поправки же к эффективным показателям преломления одного порядка m (m') различаются на величину поляризационного расщепления для соответствующих поверхностных волн

$$\delta n_{H_{m(m')}}^* - \delta n_{E_{m(m')}}^* = n_{E_{m(m')}}^* - n_{H_{m(m')}}^*. \quad (15)$$

Полученное дисперсионное уравнение описывает различные неколлинеарные резонансно-дифракционные преобразования первого порядка, происходящие в волноводной гофрированной решетке с произвольным поперечным распределением диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z)$. Его решениями являются малые величины δn_m^{*k} ($k = 1, 2, 3$ и 4), которые определяют в соответствии с (2), (3), (5) и (8) распределение светового поля на гофрированном участке волновода. При этом амплитуда каждой из поверхностных волн порядка $m(m')$ постепенно изменяется вдоль решетки согласно выражениям

$$A_{0(r)}(x) = \sum_{k=1}^4 a_{0(r)}^k \exp \left[ik \delta n_{H_m(m')}^{*k} x / \cos \varphi_{H_m(m')} \right],$$

$$B_{0(r)}(x) = \sum_{k=1}^4 b_{0(r)}^k \exp \left[ik \delta n_{E_m(m')}^{*k} x / \cos \varphi_{E_m(m')} \right]. \quad (16)$$

Фигурирующие здесь произвольные постоянные $a_{0(r)}^k$ и $b_{0(r)}^k$ определяются из начальных условий на концах решетки и уравнений (10). В том случае, когда поверхностные волны порядка m' дифракционно возбуждаются в том же направлении, что и падающая волна порядка m , их амплитуды на входе решетки $A_r(0)$ и $B_r(0)$ равны нулю. При возбуждении же дифракционных волн в направлении, противоположном направлению падающей волны, должно выполняться условие равенства нулю амплитуд $A_r(L)$ и $B_r(L)$ на выходе из решетки длиной L . Полученные таким образом соотношения позволяют вычислить векторы Умова–Пойнтинга для падающей и дифракционно возбуждаемых волн, световые потоки которых определяются с точностью до постоянной C следующими выражениями:

$$P_{H_{0(r)}}(x) = C |A_{0(r)}(x)|^2 H_{H_m(m')}^* \cos \varphi_{H_m(m')} / n_{H_m(m')}^{*2},$$

$$P_{E_{0(r)}}(x) = C |B_{0(r)}(x)|^2 H_{E_m(m')}^* \cos \varphi_{E_m(m')} / (\varepsilon_- n_{H_m(m')}^{*2}). \quad (17)$$

Их отношение с учетом начальных условий определяет эффективности соответствующих дифракционных процессов.

Приближение двух сильно связанных волн

До сих пор нами рассматривался общий случай четырехволнового резонансно-дифракционного взаимодействия, при котором независимо от поляризации наклонно падающей на решетку волны возбуждаются дифракционные волны обеих поляризадий. Однако в том случае, когда фазовая расстройка для одной из дифракционно возбуждаемых волн $\Delta n_{m,m'}^*$ становится соизмеримой с коэффициентом связи τ , нарушается резонансный характер дифракционного преобразования с ней падающей волны. Иными словами, при условии

$$L \geq (k \Delta n_{m,m'}^*)^{-1} \quad (18)$$

преобразованием в такую волну можно в первом приближении пренебречь по сравнению с преобразованием падающей волны в синхронизованную с ней по фазе волну (здесь L — длина решетки, фазовые расстройки определены в (14)). Данное условие получено с учетом того, что в оптимальной решетке параметр $\tau kL \simeq 1$.

Дисперсионное уравнение, описывающее неколлинеарные резонансные преобразования двух поверхностных волн, принимает следующий вид:

$$\delta n_m^* (\alpha \delta n_m^* + \Delta n_{m,m'}^*) = \tau^2 / 4. \quad (19)$$

Его решениями являются две малые величины

$$\delta n_m^{*1,2} = [-\Delta n_{m,m'}^* \pm \delta] / (2\alpha) \quad \text{или} \quad \delta n_{m'}^{*1,2} = \alpha \delta n_m^{*2,1}, \quad (20)$$

где $\delta = [\alpha \tau^2 + (\Delta n^*)^2]^{1/2}$.

Входящие в эти выражения коэффициент резонансной связи τ и фазовая расстройка $\Delta n_{m,m'}^*$ определяются формулами (11) и (14) соответственно.

С учетом приведенных выше результатов можно получить аналитические выражения для эффективностей соответствующих резонансных преобразований двух поверхностных волн, распространяющихся в гофрированном волноводе с произвольным слоисто-неоднородным поперечным распределением диэлектрической проницаемости $\varepsilon(z)$. Так, если дифракционная волна распространяется по ходу падающей волны, то световой поток, переносимый этой волной, периодически изменяется вдоль решетки

$$\frac{P_r(x)}{P_0(0)} = \frac{\alpha \tau^2}{\delta^2} \sin^2 \left(\frac{\delta k x}{2 \cos \varphi_{m'}} \right). \quad (21)$$

При резонансном преобразовании света против хода падающей волны коэффициент отражения от распределенного дифракционного зеркала длиной L составляет в зависимости от координаты x на решетке величину

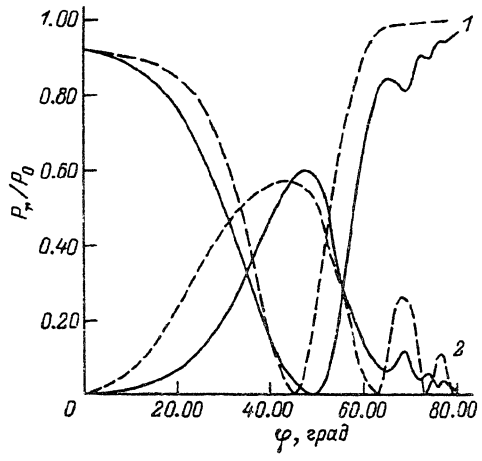
$$\frac{P_r(x)}{P_0(0)} = \frac{\text{sh}^2 \left(\frac{k|\delta|L}{2 \cos \varphi_{m'}} \right) - \text{sh}^2 \left(\frac{k|\delta|(L-x)}{2 \cos \varphi_{m'}} \right)}{\text{ch}^2 \left(\frac{k|\delta|L}{2 \cos \varphi_{m'}} \right) - \frac{(\Delta n^*)^2}{|\alpha| \tau^2}}. \quad (22)$$

Результаты численных расчетов

Результаты расчетов на основании формул (17) и (22) для коэффициента дифракционного отражения в частном случае ионно-обменного волновода на стекле К8 с профилем показателя преломления, описываемого дополнительной функцией ошибок, представлены на рис. 2–4. При этом полагалось, что на решетку падает волна H -типа поляризации, которая в результате резонансного взаимодействия возбуждает дифракционные H - и E -волны. Точные зависимости коэффициента отражения показаны сплошными кривыми, а зависимости в приближении двух взаимодействующих волн — штриховыми.

Рис. 2. Зависимости коэффициента отражения исходной H -волны в дифракционные H -волну (1) и E -волну (2) от угла падения на решетку в случае четырех- (сплошные кривые) и двухволнового (штриховые) взаимодействия.

Параметры волновода и решетки: $n_0 = 1.521$, $n_1 = 1.514$, $n_2 = 1$; профиль — дополнительная функция ошибок $\operatorname{erfc}(z/h)$, $[2n_1(n_0 - n_1)]^{1/2} \cdot kh = 5.8$, $k\sigma = 0.5$, $kL = 5 \cdot 10^4$, $\Delta n_{HH}^* = 0$.



Как видно из рис. 2, известный эффект поляризационного гашения дифракционной H -волны в действительности возникает при падении света под углом, несколько большим, чем 45° . В данном случае отклонение составило около 5° . Заметим, что вблизи этого угла падения имеет место наибольшее рассогласование значений, полученных по точным и приближенным формулам. Кроме того, взаимодействие четырех волн различной поляризации приводит к уширению провала в зависимости коэффициента отражения от угла падения света.

Представленные же на рис. 3 зависимости коэффициента отражения падающей на решетку H -волны от ее фазовой расстройки Δn_{HH}^* с дифракционной H -волной показывают, что в условиях фазового синхронизма эффективность преобразования не достигает своего максимального значения. Другими словами, необходимо соответствующим

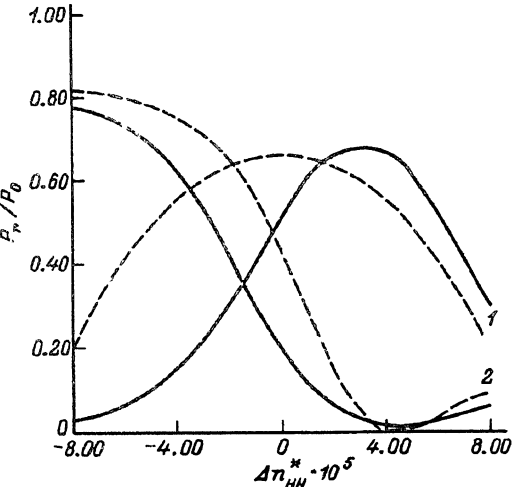


Рис. 3. Зависимости коэффициента отражения H -волны от фазовой расстройки при угле падения 30° . Остальные параметры и обозначения приведены на рис. 2.

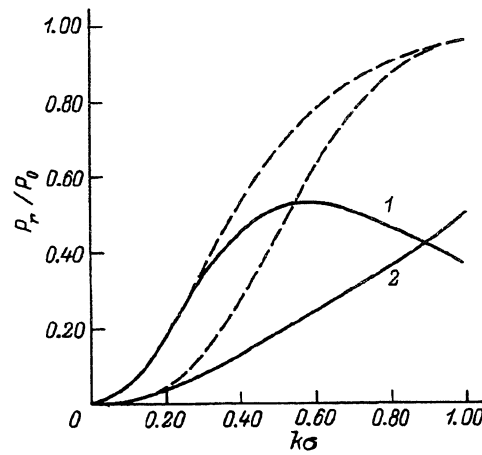


Рис. 4. Зависимости коэффициента отражения H -волны от нормированной амплитуды гофра при угле падения 30° . Остальные параметры и обозначения приведены на рис. 2.

образом изменить либо период решетки, либо угол падения света на нее с тем, чтобы уменьшить отражение H -волны в E -волну. Возникающая при этом фазовая расстройка Δn_{HH}^* будет меньше фазовой расстройки с дифракционной E -волной на величину межполяризационного расщепления, что и обеспечит максимальное преобразование света в H -волну.

Приведенные на рис. 4 зависимости демонстрируют применимость двухволнового приближения. Поскольку амплитуда гофра характеризует величину коэффициента резонансной связи (11), то при тех ее значениях, когда нарушается условие двухволнового приближения (18), возможно значительное расхождение приближенных и точных значений.

Отметим, что аналогичные результаты имеют место в случае падения на решетку E -волны. Кроме того, выполненные расчеты для диффузного волновода на ниобате лития (межполяризационное расщепление для поверхностных волн которого во многих случаях соизмеримо с коэффициентами резонансной связи) показали, что и в случае сильного волновода существуют, хотя и в меньшей степени, отмеченные выше особенности неколлинеарного дифракционного отражения.

Таким образом, полученные данные для коэффициента отражения подтверждают соображение о важности учета резонансного взаимодействия поверхностных волн различной поляризации при описании неколлинеарной дифракции в гофрированном волноводе.

Список литературы

- [1] Лукьянов В.Н., Семенов А.Т., Шелков Н.В., Якубович С.Д. // Квантовая электроника. 1975. Т. 2. № 11. С. 2373–2398.
- [2] Андриеш А.М., Быковский Ю.А., Смирнов В.Л. др. // Квантовая электроника. 1978. Т. 5. № 3. С. 508–514.
- [3] Handa Y., Suhara T., Nishihara H., Koyama J. // Appl. Opt. 1980. Vol. 19. N 16. P. 2842–2847.
- [4] Gerber J., Kowarschik R. // Opt. and Quant. Electron. 1987. Vol. 19. N 1. P. 49–58.
- [5] Zengerle R. // Electron. Lett. 1988. Vol. 24. N 1. P. 11–12.
- [6] Marcou J., Gremillet N., Thomin G. // Opt. Commun. 1980. Vol. 32. N 1. P. 63–68.
- [7] Neuman V., Pitt C.W., Walpita L.M. // Electron. Lett. 1981. Vol. 17. N 4. P. 165–167.
- [8] Kawamura T., Yamanishi M., Ameda M., Mikoshiba N. // IEEE J. Quant. Electron. 1977. Vol. 13. N 10. P. 806–807.
- [9] Киселев В.А., Шапошников С.Н. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. № 3. С. 620–626.
- [10] Голубенко Г.А., Сычугов В.А. // ЖТФ. 1986. Т. 56. Вып. 3. С. 521–526.
- [11] Stoll H.M. // Appl. Opt. 1978. Vol. 17. N 16. P. 2562–2569.
- [12] Гудзенко А.И. // РиЭ. 1976. Т. 21. № 8. С. 1609–1615.
- [13] Stegeman G.I., Sarid D., Burke J.J., Hall D.G. // JOSA. 1981. Vol. 71. N 12. P. 1497–1507.
- [14] Weller-Brophy L.A., Hall D.G. // J. Lightwave Technol. 1988. Vol. 6. N 6. P. 1069–1082.
- [15] Попов Е., Масhev Л. // Opt. Acta. 1985. Vol. 32. N 3. P. 265–280.
- [16] Киселев В.А., Шапошников С.Н. // Препринт ИОФАН. 1990. № 19. С. 32.
- [17] Киселев В.А., Протооров А.М. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 2. С. 544–555.