

на ИОС ультразвуковых деформаций. Это обстоятельство может быть использовано для определения в рентгеноакустическом эксперименте величины статического фактора Дебая—Валлера.

### Список литературы

- [1] *Иверонова В. И., Ревкевич Г. П.* Теория рассеяния рентгеновских лучей. М., 1972. 246 с.
- [2] *Chukhovskii F. N., Petrashen P. V.* // Acta Cryst. (a). 1977. Vol. 33. N 2. P. 311—319.
- [3] *Petrashen P. V., Kislovskii E. N.* // Phys. St. Sol. (a). 1979. Vol. 56. N 2. P. 663—667.
- [4] *Khrupa V. I., Nikolaev V. V., Skorokhod M. Ya.* // Phys. St. Sol. (a). 1989. Vol. 116. N 2. P. K141—K145.
- [5] *Николаев В. В., Хрупа В. И., Скороход М. Я., Григорьев Д. О.* // Металлофизика. 1989. Т. 11. № 2. С. 68—74.
- [6] *Kohler R., Mohling W., Peibst H.* // Phys. St. Sol. (b). 1973. Vol. 56. N 1. P. K21—K23.
- [7] *Entin I. R.* // Phys. St. Sol. (a). 1988. Vol. 106. N 1. P. 25—30.
- [8] *Даценко Л. И., Засимчук В. И., Хрупа В. И., Энтин И. Р.* // Металлофизика. 1989. Т. 11. № 6. С. 56—59.
- [9] *Даценко Л. И., Молодкин В. Б., Осинковский М. Е.* Динамическое рассеяние рентгеновских лучей реальными кристаллами. Киев: Наукова думка, 1988. 198 с.
- [10] *De Marco J. J., Weiss R. J.* // Acta Cryst. 1965. Vol. 19. N 1. P. 68—72.
- [11] *Осинковский М. Е., Хрупа В. И., Николаев В. В., Скороход М. Я.* // Металлофизика. 1988. Т. 11. № 3. С. 62—67.
- [12] *Хрупа В. И., Кисловский Е. Н., Даценко Л. И.* // Металлофизика. 1980. Т. 2. № 4. С. 55—59.
- [13] *Даценко Л. И., Хрупа В. И., Энтин И. Р.* // УФЖ. 1990. Т. 35. № 4. С. 591—593.
- [14] *Dederichs P. H.* // Phys. Rev. (b). 1971. Vol. 4. N 4. P. 1041—1050.
- [15] *Даценко Л. И., Хрупа В. И., Скороход М. Я.* и др. // Металлофизика. 1987. Т. 9. № 1. С. 65—71.
- [16] *Хрупа В. И., Энтин И. Р.* // Тез. докл. Всесоюз. науч. семинара «Математическое моделирование и применение явлений дифракции». М., 1990. С. 77.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Институт физики твердого тела АН СССР  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
20 июня 1990 г.

В окончательной редакции  
28 ноября 1990 г.

07

Журнал технической физики, т. 61, в. 8, 1991

© 1991 г.

## ДИФРАКЦИОННОЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЕ МОД В ГИБРИДНЫХ ПЛАНАРНЫХ ОПТИЧЕСКИХ ВОЛНОВОДАХ

*П. А. Солана, Ю. П. Удоев*

Влияние высокопреломляющей диэлектрической пленки, нанесенной на поверхность обычного планарного оптического волновода (ПОВ), на коэффициент связи взаимодействующих мод в процессе дифракции на решетке показателя преломления несущего слоя исследовано ранее в работе [1] применительно к решеткам, индуцированным акустическими поверхностными волнами (АПВ). При этом анализ [1] был ограничен случаем малой толщины пленки, когда ее наличие приводит только к изменению пространственного распределения полей уже существующих в исходном ПОВ мод, и дополнительно предполагалось, что наносимая пленка не обладает фотоупругим и электрооптическими эффектами, т. е. является пассивной. В связи с разработкой активных элементов, сформированных на ограниченных участках пассивных «транспортных» ПОВ [2], нами был рассмотрен другой практически интересный случай гибридного ПОВ, когда чувствительной к управляющему воздействию является только наносимая пленка, причем толщина этой пленки не ограничивалась, а механизм управляющего воздействия не обязательно связывался с АПВ:

Схема двухслойного ПОВ, содержащего подложку с показателем преломления  $n_s$ , тонкопленочные слои 1 и 2 с показателями преломления  $n_1, n_2$  и покровную среду с показателем преломления  $n_c$ , показана на вставке рис. 1. При расчетах предполагалось, что все среды являются немагнитными, непоглощающими и изотропными. Рассматривались только  $TE$ -волны и полагалось, что  $n_2 > n_1 > n_s > n_c = 1$ . Процедура расчета спектра мод и распределений полей мод была стандартной (см., например, [3, 4]).

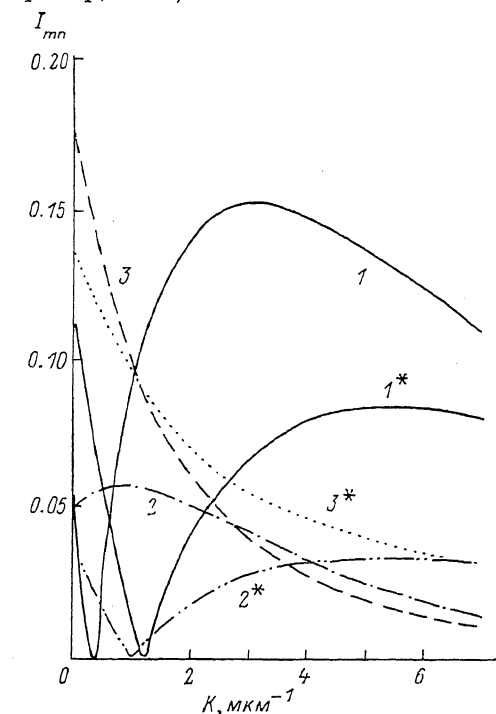
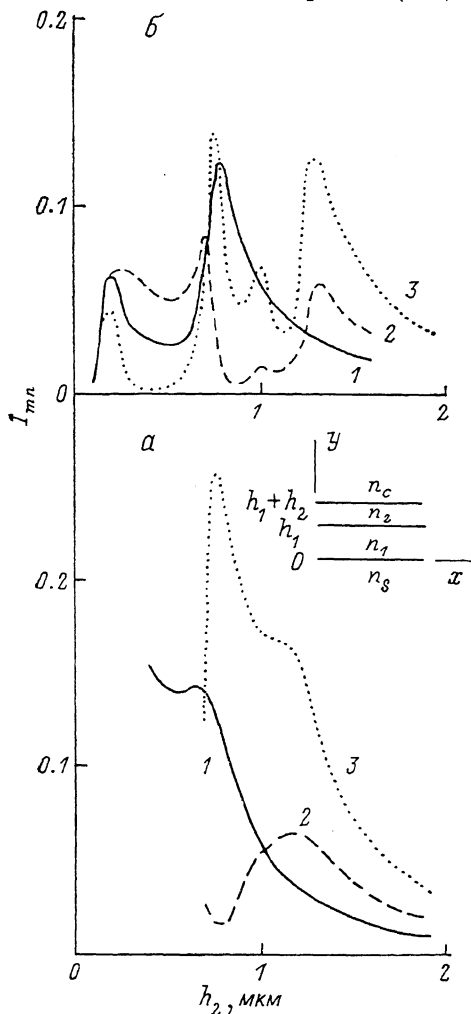


Рис. 2. Влияние затухания решетки на величину интегралов перекрытия.

1, 1\* —  $I_{01}$ ; 2, 2\* —  $I_{02}$ ; 3, 3\* —  $I_{12}$ ; 1-3 —  $h_1 = h_2 = 1$  мкм, 1\*-3\* —  $h_1 = 5$  мкм,  $h_2 = 0.75$  мкм.

Рис. 1. Зависимость интегралов перекрытия от толщины  $h_2$  второго слоя для  $h_1 = 1$  (а) и 5 мкм (б).

1 —  $I_{01}$ , 2 —  $I_{02}$ , 3 —  $I_{12}$ .

Из общей теории акустооптического взаимодействия в волноводных структурах [5] следует, что при периодической модуляции показателя преломления несущего слоя вида

$$\tilde{n} = n + \Delta n V(y) \cos(2\pi x/\Lambda), \quad (1)$$

где  $n = \text{const}$ ,  $\Delta n$  — наибольшее изменение показателя преломления и  $0 \leq V(y) \leq 1$ , коэффициент связи  $\kappa_{mn}$  взаимодействующих мод пропорционален нормированному интегралу перекрытия

$$I_{mn} = \frac{\left| \int_{-\infty}^{+\infty} f_m(y) V(y) f_n(y) dy \right|}{\left[ \int_{-\infty}^{+\infty} f_m^2(y) dy \int_{-\infty}^{+\infty} f_n^2(y) dy \right]^{1/2}}, \quad (2)$$

где  $f_m(y), f_n(y)$  — функции поперечного распределения электрических полей  $m$ -й и  $n$ -й взаимодействующих мод.

При расчетах принималось, что функция  $V(y)$  отлична от нуля только в области  $h_1 \leq y \leq h_1 + h_2$  и имеет вид  $V(y) = \exp[-K(y - h_1)]$ , где  $K$  — показатель затухания. Такой вид  $V(y)$  соответствует расположению встречно-штыревых электродов на границе слоев 1, 2 в том случае, когда в материале слоя 2 наблюдается электрооптический эффект, или освещению слоя 2 со стороны подложки интерференционным полем актиничного излучения в том случае, когда в материале слоя 2 наблюдается фотоиндуцированное изменение показателя преломления. При возбуждении решетки показателя преломления с помощью АПВ величина  $K$  пропорциональна частоте АПВ [5]. Все расчеты были проведены для рабочей длины волны 0,6 мкм при  $n_s = 1.50$ ,  $n_1 = 1.52$ ,  $n_c = 1$ , что типично для экспериментов с ПОВ на основе стекол.

Величина разности  $\delta = n_2 - n_1$  была произвольно принята равной 0,1, однако полученные результаты качественно могут быть использованы и в случае других  $\delta$ .

Если  $K \ll 1/h_2$ , то в пределах активного слоя  $V(y) \approx 1$ . Расчеты интегралов перекрытия  $I_{mn}$ , проведенные в этом приближении для случая  $m = n$ , показали, что величина  $I_{mn}$ , в наших условиях равная нулю при  $h_2 = 0$  для всех  $m$ , монотонно увеличивается с ростом  $h_2$ , причем  $I_{mn} \geq 0.95$  уже при  $h_2 \sim 2$  мкм даже при относительно большой ( $\sim 5$  мкм) толщине пассивного слоя. Такое поведение  $I_{mn}$  связано с известным эффектом быстрого втягивания мод в область слоя 2 с ростом  $h_2$  при  $n_2 > n_1$  [4, 6]. Тот же эффект позволяет качественно объяснить вид зависимости  $I_{mn}(h_2)$  при  $m \neq n$  и малой толщине  $h_1$  пассивного слоя, когда при  $h_2 = 0$  ПОВ является одномодовым (рис. 1, а). В этом случае сначала наблюдается рост  $I_{mn}$  (начиная с некоторой толщины  $h_2$  вблизи толщины отсечки), а при достаточно больших значениях  $h_2$  спад  $I_{mn}$  с увеличением  $h_2$ , обусловленный ортогонализацией мод в области  $h_1 \leq y \leq h_1 + h_2$  вследствие их втягивания в слой 2. Однако расчетные кривые  $I_{mn}(h_2)$  в случае больших значений  $h_1$ , когда исходный ПОВ является многомодовым, имеют более сложный, нетривиальный характер (рис. 1, б). Детальный анализ вида функций  $f_m(y)$  при разных  $h_2$  для больших  $h_1$  показал, что обнаруженное поведение  $I_{mn}(h_2)$  связано с пульсациями поля в слое 2: максимальная величина поля в слое 2 уменьшается, когда на границе слоев 1, 2 находится один из нулей функции  $f_m(y)$ . Поскольку с ростом  $h_2$  происходит втягивание всех нулей поля в слой 2, то это приводит к осциллирующему поведению кривых  $I_{mn}(h_2)$ . Спад  $I_{mn}$  при достаточно больших значениях  $h_2$ , наблюдаемый для всех  $m, n$ , по-прежнему связан с упомянутой выше ортогонализацией мод. Известно, что именно в силу ортогональности мод величина  $I_{mn} = 0$  при  $m \neq n$  и  $V(y) = \text{const}$  в случае однослойного ПОВ. Однако в гибридном ПОВ, как показывают расчетные данные, величина  $I_{mn}$  при  $m \neq n$  может быть достаточно большой ( $\sim 0.25$ ) даже при  $V(y) = \text{const}$ , причем наибольшие значения  $I_{n,n}$  наблюдаются для одномодовых исходных ПОВ.

Для той же волноводной структуры была рассчитана зависимость  $I_{mn}$  от величины показателя затухания  $K$ . Было найдено, что при  $m = n$  величина интеграла перекрытия монотонно уменьшается с ростом  $K$ . Например, при  $h_1 = 1$  мкм,  $h_2 = 1$  мкм величина  $I_{00} \approx 0.98$  для  $K = 0$ , тогда как при  $K = 4$  мкм<sup>-1</sup> величина  $I_{00}$  падала до  $\sim 0.2$ . Такое поведение  $I_{mn}(K)$  существенно отличается от взаимодействия с АПВ, при котором  $I_{mn}$  сначала растет с увеличением частоты АПВ, а потом уменьшается [1]. Это различие связано с характерным для АПВ уменьшением амплитуды акустического поля и, следовательно, величины  $\Delta n$  с уменьшением частоты при фиксированной мощности АПВ. Необычный характер кривых  $I_{mn}(K)$  был обнаружен и в случае дифракции с изменением номера моды (рис. 2). Особенностью расчетных кривых является наличие глубоких минимумов  $I_{mn}$  при некоторых значениях  $K$ . Из (2) следует, что необходимым (но не достаточным) условием появления минимума  $I_{mn}$  является расположение по крайней мере одного из нулей функции  $f_m(y)$  в области слоя 2, причем функция  $V(y)$  играет роль ортогонализирующего весового множителя. Поскольку экспоненциальный вид  $V(y)$  характерен и для АПВ, то можно ожидать, что при соответствующих параметрах гибридного ПОВ обнаруженный эффект будет проявляться в частотной зависимости эффективности акустооптического взаимодействия.

Таким образом, полученные данные показывают, что дифракционное преобразование мод в гибридных ПОВ имеет ряд особенностей, которые необходимо учитывать при проектировании дифракционных интегрально-оптических элементов. Однако расчеты интегралов перекрытия, подобные проведенным в настоящей работе, полезны не только для оптимизации характеристик дифракционных элементов, но и при организации оптической связи между несущими волноводными слоями в гибридных монолитно-интегрированных структурах [6] и при разработке модуляторов других типов и датчиков [7].

### Список литературы

- [1] Петров Д. В., Царев А. В., Яковкин И. Б. // Квантовая электрон. 1982. Т. 9. № 2. С. 247—253.
- [2] Удоев Ю. П. // Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. «Проектирование радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах». Тбилиси, 1988. С. 339—340.
- [3] Гончаренко А. М., Карпенко В. А. Основы теории оптических волноводов. Минск, 1983. 237 с.
- [4] Кейси У., Паниш П. Лазеры на гетероструктурах. Т. 1. М., 1981. 299 с.
- [5] Введение в интегральную оптику / Под ред. М. Барноски. М., 1977. 367 с.
- [6] Aljerov Zh. I., Gurevich S. A., Karpov S. Yu. et al. // IEEE J. Quant. Electron. 1987. Vol. QE-23. N 6. P. 869—881.
- [7] Солана П. А., Удоев Ю. П. // Тез. докл. Всесоюз. науч.-техн. конф. «Проектирование радиоэлектронных устройств на диэлектрических волноводах и резонаторах». Тбилиси, 1988. С. 341.

Ленинградский политехнический институт  
им. М. И. Калинина

Поступило в Редакцию  
25 июля 1990 г.

06

Журнал технической физики, т. 61, в. 8, 1991

© 1991 г.

## ЭФФЕКТ ОБРАТНОГО ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$

Е. Д. Рогач, Е. В. Свиридов, Е. А. Арнаутова,  
Э. А. Савченко, Н. П. Проценко

Сегнетоэлектрические тонкие пленки  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  являются перспективным материалом для устройств твердотельной микроэлектроники благодаря совместности технологии их получения с кремниевой планарной технологией. Исследование динамики процессов переключения поляризованности пленочных структур, а также выявление взаимосвязи этих процессов с механизмами экранирования поля спонтанной поляризованности могут иметь важное значение для оценки возможности использования данных структур в энергонезависимых элементах памяти.

Переключения поляризованности в пленках  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  впервые наблюдались в работе [1], где по петлям гистерезиса были определены величины спонтанной и остаточной поляризованности  $P_s=1.0$  мкКл/см<sup>2</sup> и  $P_r=0.6$  мкКл/см<sup>2</sup>. Петли были ненасыщенными, что связывалось с низкой диэлектрической прочностью пленок и нелинейным ростом проводимости, затрудняющим корректное определение величин поляризованности. В настоящей работе приводятся характеристики переключения поляризованности, полученные с помощью методики Мерца и модифицированной методики Сойера—Тауэра [2], исключающими этот недостаток. Сообщается о достижении в пленках  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  устойчивого поляризованного состояния.

Поликристаллические пленки  $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$  толщиной от 3 до 30 мкм выращивались методом вакуумного термического испарения в квазизамкнутом объеме на алюминиевых подложках [3]. На рентгенограммах пленок не наблюдалось рефлексов, соответствующих примесным фазам. Данные рентгенографии и