

могут участвовать в образовании других дефектов междоузельного типа, возможно, дефектов с уровнем  $E_c - 0,13$  эВ.

3. Как видно из таблицы, скорости введения дефектов с «глубокими» и «мелкими» уровнями (соответственно дефектов вакансионного и междоузельного типов) в образцах второй и третьей групп оказываются примерно равными. Из этого следует, что «расход» создаваемых гамма-облучением вакансий и междоузлий на образование электрически активных комплексов также одинаков.

С учетом отмеченных обстоятельств можно сделать заключение о междоузельной природе дефектов с уровнем  $E_c - 0,13$  эВ, которые при отжиге перестраиваются в комплексы  $C_I - C_S$  (см. рисунок, в, кривые 2, 3). Логично предположить, что таким дефектом может быть междоузельный углерод ( $C_I$ ). Однако температура его отжига, как правило, гораздо меньше ( $\leq 100^\circ\text{C}$ ), чем дефектов с уровнем  $E_c - 0,13$  эВ в образцах второй группы. С нашей точки зрения, такое различие в температурах отжига дефекта обусловлено присутствием в объеме кристалла сформированных при ТО дефектных скоплений, с чем связано также уменьшение температур отжига комплексов  $C_I - C_S$  и дивакансий в этих образцах (см. рисунок, в, кривые 1, 3). Действительно, генерируемые гамма-квантами  $\text{Co}^{60}$  междоузельные атомы кремния создают  $C_I$ , подвижные уже при температуре облучения. Стоком для них в контрольных образцах является узловой углерод, при взаимодействии с которым образуется комплекс  $C_I - C_S$ . Иная ситуация имеет место в образцах второй группы, содержащих дефектные скопления, к которым диффундирует  $C_I$ , накапливаясь вблизи них. Из-за наличия окружающих скопления полей  $C_I$  оказываются здесь неподвижными до  $t \approx 100^\circ\text{C}$ , когда они полностью отжигаются в контрольных образцах. При  $t > 100^\circ\text{C}$  начинают отжигаться  $E$ -центры, которые направленно мигрируют в исследуемых кристаллах к скоплениям дефектов, как и в дислокационном кремнии [3]. Накапливаясь у скоплений,  $E$ -центры частично компенсируют создаваемые скоплениями поля и тем самым способствуют «высвобождению» (отжигу)  $C_I$ . Став свободными,  $C_I$  взаимодействуют с узловым углеродом с образованием комплексов  $C_I - C_S$ , что и наблюдается экспериментально (см. рисунок, в).

Таким образом, свойства дефектных скоплений, образующихся при термообработке облученного медленными (трансмутационное легирование) и быстрыми нейтронами кремния, различны. В первом случае дефектные скопления представляют собой центры аннигиляции для вакансий, а во втором — стоки (геттеры) для подвижных в условиях эксперимента РД, и вблизи них эффективно идут процессы комплексообразования.

### Список литературы

1. Лугаков П. Ф., Лукьяница В. В.—ФТП, 1983, т. 17, вып. 1, с. 166.
2. Föll H., Gosele U., Kobbesen B. O.—J. Cryst. Growth. 1977, v. 40, p. 90.
3. Kazakevich L. A., Lugakov P. F.—Phys. Stat. Sol. (a), 1982, v. 74, № 1, p. 113.
4. Kuznetsov V. I., Lugakov P. F.—Phys. Stat. Sol. (b), 1982, v. 112, № 2, p. 457.
5. Матаре Г. Электроника дефектов в полупроводниках.—М., 1974.

Поступила в редакцию 17.12.84.

УДК 535.399

А. М. БЕЛЬСКИЙ, О. Ю. ШАЛИН

### ПОЛНОЕ ВНУТРЕННЕЕ ОТРАЖЕНИЕ ГАУССОВА ПУЧКА ОТ МНОГОСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ

При призмном вводе излучения в планарный волновод конечной толщины в отраженном от основания призмы пучке наблюдаются так называемые темные  $m$ -линии [1]. В работах [1, 2] появление темных

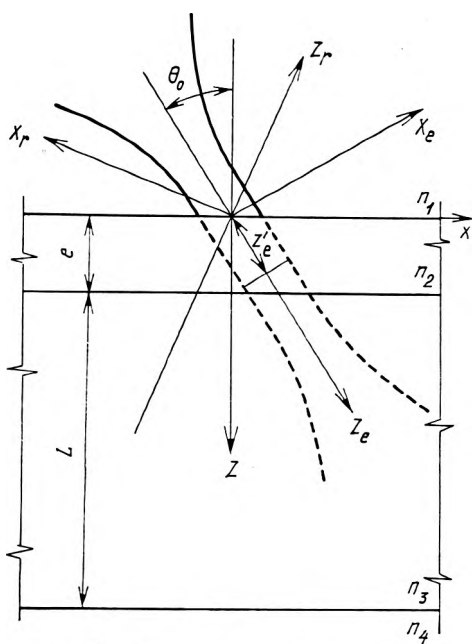


Рис. 1. Многослойная структура

мости происходит только продольный сдвиг без искажения формы пучка. В случае же полного отражения от многослойной структуры зависимость коэффициента отражения от угла падения имеет особенности при резонансных углах [4], так что нельзя воспользоваться разложением его в ряд Тейлора в окрестностях этих углов.

В данной работе показывается, что появление темных  $m$ -линий в отраженном пучке обусловлено наличием особенностей в зависимости коэффициентов отражения от угла падения при полном отражении от многослойной структуры.

Предположим, что на границу  $Z = 0$  исследуемой структуры падает ограниченный световой пучок. Угол падения  $\theta_0$  пучка выберем таким, чтобы на границе раздела сред 1 и 2 ( $n_1 > n_2$ ) происходило полное отражение плоской волны, падающей под углом  $\theta_0$ . Для определения поля отраженного пучка воспользуемся хорошо известным методом углового спектра плоских волн, с помощью которого ранее были определены структура отраженного [5] и преломленного [6] пучков при отражении от одной границы. При использовании этого метода падающий ограниченный световой пучок представляется в виде суперпозиции плоских волн различных направлений распространения (парциальные волны). После отражения каждая парциальная волна умножается на соответствующий коэффициент отражения, и поле отраженного пучка получается суперпозицией всех отраженных парциальных волн. При таком подходе изменение структуры отраженного пучка по сравнению с падающим (в том числе и появление темных  $m$ -линий) связано с изменением амплитудных и фазовых соотношений между отдельными парциальными волнами в условии полного внутреннего отражения.

Следовательно, необходимо определить коэффициент отражения плоской волны, падающей на границу  $Z = 0$  плоскостойкой среды (рис. 1). Для упрощения будем считать задачу двумерной  $\partial/\partial y = 0$ , а волну ТЕ-поляризованной. Для того чтобы волна полностью отражалась от всей структуры, положим, что  $n_1 > n_2$ ,  $n_3 > n_2$ ,  $n_3 > n_4$ , а угол падения  $\theta_0$  выберем таким, чтобы в средах 2 и 4 существовали экспоненциально затухающие волны. Воспользовавшись стандартными методами [4] для  $|\xi - \xi_m| \ll 1$  в условиях слабой связи ( $e^{-\varphi_2} \ll 1$ ), находим для коэффициентов отражения выражение

$m$ -линий объясняется исходя из геометрических представлений; сфокусированный на основании призм пучок представляется конусом геометрических лучей; лучи, падающие под углом, равным углу ввода  $m$ -ой моды, отсутствуют в отраженном пучке, это и приводит к появлению темной линии в поперечном сечении отраженного пучка.

Однако, по нашему мнению, появление темных  $m$ -линий нельзя непосредственно связывать с вводом излучения в оптический волновод, так как они наблюдаются и при полном отражении падающего пучка от основания призмы (пучок падает на основание призмы достаточно далеко от ее ребра). Известно [3], что в случае полного отражения от одной границы ограниченного линейно поляризованного пучка в первом приближении по угловой расходи-

$$R(\xi) = R_{12}(\xi_m) \frac{\xi - \xi_m^*}{\xi - \xi_m}, \quad (1)$$

$$\xi = n_1 \sin \Theta_0$$

где  $\xi = \xi_m = \xi_m' + i\xi_m''$  — резонансные значения, для которых коэффициент  $R$  имеет полюс [4]. Вследствие утечки эти полюса лежат в комплексной области  $\xi$ ;  $R_{12}$  — френелевский коэффициент отражения на границе раздела сред 1 и 2. Очевидно, что  $|R| = 1$ , т. е. каждая парциальная волна полностью отражается от границы  $Z = 0$ .

Рассмотрим сейчас отражение ограниченного светового пучка от исследуемой структуры. В системе координат  $x_l y_l z_l$  (ось  $z_l$  совпадает с осью пучка; см. рис. 1) поле падающего пучка запишем в виде (временный множитель  $\exp(i\omega t)$  опускается):

$$E_y^e = \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi') e^{-ik(x_l \xi' + z_l \sqrt{n_1^2 - \xi'^2})} d\xi', \quad (2)$$

$$A(\xi') = k/2\pi \int_{-\infty}^{\infty} E_y^e(x_l, 0) e^{ikx_l(\xi')} dx_l. \quad (3)$$

В системе координат  $xyz$  (см. рис. 1) выражение (2) запишется в виде:

$$E_y^e = \int_{-\infty}^{\infty} A(\xi') e^{-ik(x\xi' + z\sqrt{n_1^2 - \xi'^2})} d\xi', \quad (4)$$

$$\xi = \xi' \cos \Theta_0 + \sqrt{n_1^2 - \xi'^2}.$$

Так как подынтегральное выражение (4) имеет вид плоской волны, отражение которой рассмотрено выше, переходя в систему координат отраженного пучка, запишем:

$$E_y^R = \int_{-\infty}^{\infty} R(\xi) A(\xi') e^{-ik(-x_r \xi' + z_r \sqrt{n_1^2 - \xi'^2})} d\xi', \quad (5)$$

$$\xi = \xi_0 \sqrt{1 - \xi'^2/n_1^2} + \xi' \sqrt{1 - \xi_0^2/n_1^2}.$$

Большой интерес вызывает рассмотрение отражения основной моды лазерного излучения, которая хорошо моделируется нулевой модой круговых гауссовых пучков, поэтому положим:

$$A(\xi') = k/2\pi \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x_l^2/\rho_0^2 + ikx_l \xi'} dx_l. \quad (6)$$

Будем считать, что фокусировка гауссова пучка производится таким образом, что его шейка не совпадает с плоскостью  $z = 0$  и находится на расстоянии  $z'_l$  от нее (см. рис. 1). Условием эффективного взаимодействия (максимальной передачи энергии) падающего поля и моды волновода является равенство их фазовых скоростей вдоль оси  $x$ . При несовпадении фазовых фронтов падающего пучка и плоскости раздела сред 1 и 2 это условие нарушается, разность фаз между входным полем и модой волновода перестает быть постоянной величиной в пределах освещенного пятна.

Учет несинфазности падающего поля и моды волновода может быть проведен с помощью коэффициента расстройки  $S = \frac{2z'_l}{b}$ ,  $b$  — конфокальный параметр пучка. С учетом этого запишем:

$$A(\xi') = k/2\pi \int_{-\infty}^{\infty} e^{-x_l^2/\rho_0^2 \cdot (1+2iS) + ikx_l \xi'} dx_l. \quad (7)$$

Пусть теперь угол падения пучка соответствует возбуждению  $m$ -той моды волновода (т. е.  $n_1 \sin \Theta = \xi_m$ ). Тогда можно воспользоваться разложением (1), подставляя (1) и (7) в выражение для поля отраженного пучка (5) и считая, что падающий пучок имеет достаточно узкий спектр, так что в амплитуде подинтегрального выражения можно пренебречь слагаемыми, пропорциональными  $\xi'^2$ , а в фазе — пропорциональными  $\xi'^3$ . (параболическое приближение), получим окончательное выражение:

$$E_y^R = R_{12}(\xi_m) [C e^{-x^2/\rho_0^2(1+2iS)} - \frac{\rho_0(1-2iS)e^{x_r/l_m}}{l_m \cos \Theta (1+4S^2)} [1 - \frac{2i}{V\pi} (U(\rho', \Theta) + iV(\rho', \Theta))], \quad (8)$$

где величина  $l_m = k\xi_m$  имеет смысл эффективной длины взаимодействия.

$$U(\rho', \Theta) = \int_0^{\rho'} e^{t^2 \cos 2\Theta} \cos(t^2 \sin 2\Theta + \Theta) dt; \quad \rho' = \sqrt{(1+S^2)(\tilde{x} + \tilde{\rho}^2)}; \quad (9)$$

$$V(\rho', \Theta) = \int_0^{\rho'} e^{t^2 \cos 2\Theta} \sin(t^2 \sin 2\Theta + \Theta) dt; \quad \Theta = \arctg \frac{\tilde{x} \cos \varphi/2 + \tilde{\rho} \sin \varphi/2}{\tilde{\rho} \cos \varphi/2 + \tilde{x} \sin \varphi/2}$$

$$\varphi = \arctg S; \quad C = \sqrt{\frac{\rho_0}{\rho}}; \quad \tilde{x} = x/\rho_0 + \rho_0/2l_m(1+S^2); \quad (10)$$

$$\tilde{\rho} = \rho/2l_m \cdot S; \quad \rho = \rho_0 \sqrt{1+S^2}$$

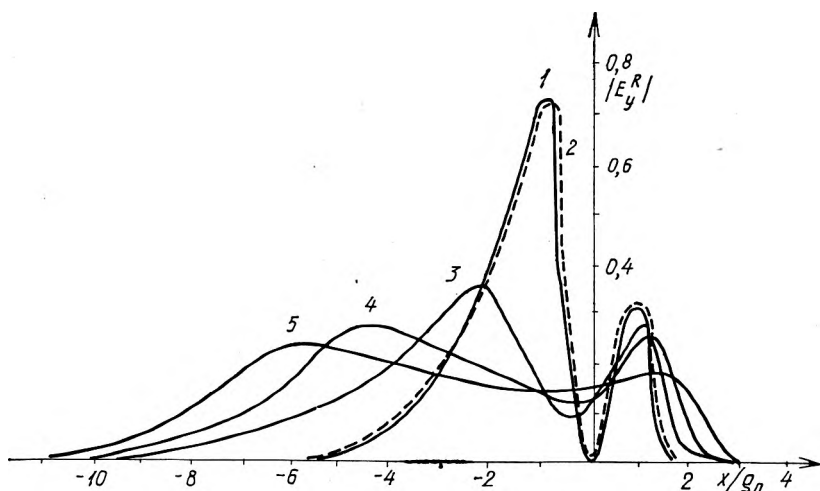


Рис. 2. Зависимость модуля амплитуды отраженного поля от параметра расстройки  $S$ :

1— $S=0$ ; 2— $S=0,8$ ; 3— $S=1,45$ ; 4— $S=1,7$ ; 5— $S=1,9$

Согласно (8), в рассматриваемом приближении отраженный пучок представляется в виде суперпозиции двух пучков: отраженного по правилам геометрической оптики от границы  $z=0$  без изменения формы и пучка, возникшего в результате резонансного взаимодействия падающего пучка с волноводным. Интерференция этих двух пучков и может привести к возникновению провала в поперечном распределении поля результирующего отраженного пучка.

На рис. 2 изображено распределение модуля амплитуды в поперечном сечении отраженного пучка, вычисленное по формулам (8)—(10),

при  $z_r = 0$  и различных параметрах расстройки для следующих параметров структуры и пучка:  $n_1 = 1,64$ ;  $n_2 = 1,00$ ;  $n_3 = 1,55$ ;  $n_4 = 1,53$ ;  $l = 320 \text{ Å}$ ;  $L = 2 \text{ мкм}$ ;  $\rho = 0,1 \text{ мм}$ .

Представленные рисунки достаточно хорошо показывают интерференционную природу темных  $m$ -линий: для малых  $S \ll 1$  в распределении модуля амплитуды имеется отчетливый провал, соответствующий  $m$ -линии. С ростом несинфазности возбуждения глубина провала уменьшается и для  $S \geq 1,9$  он практически исчезает, т. е. в отраженном пучке отсутствует темная  $m$ -линия. Исчезновение темных  $m$ -линий для больших расстроек свидетельствует о том, что в этом случае эффективность ввода излучения в пленочный волновод через призму полного отражения становится низкой.

### Список литературы

1. Tien P. K., Ulrich R., Martin R. L.—Appl. Phys. Lett., 1969, v. 14, p. 291.
2. Kirch R.—Appl. Opt., 1981, v. 20, p. 2085.
3. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах.— М., 1973.
4. Ulrich R.—J. Opt. Soc. Am., 1970, v. 60, p. 1325.
5. Бельский А. М., Хапалюк А. П. Опт. и спектр., 1973, т. 35, вып. 1, с. 117.
6. Бельский А. М., Хапалюк А. П. Опт. и спектр., 1975, т. 38, вып. 1, с. 154.

Поступила в редакцию 07.01.85.

УДК 538.21;537.226.1

М. И. ДАНИЛЬКЕВИЧ, А. В. ЛЕОНТЬЕВ

### СИНТЕЗ, СТРУКТУРА И МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА БИНАРНОЙ СИСТЕМЫ $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$

Широкое применение ферритов в различных областях техники требует проведения целенаправленных исследований по взаимосвязи их магнитных, диэлектрических, оптических и других физических свойств. Практический и научный интерес представляет изучение магнитного разбавления, т. е. замена парамагнитных ионов  $\text{Mn}^{2+}$ ,  $\text{Fe}^{2+}$ ,  $\text{Co}^{2+}$ ,  $\text{Ni}^{2+}$  диамагнитными  $\text{Zn}^{2+}$ ,  $\text{Ga}^{3+}$ ,  $\text{Cd}^{2+}$ . Хорошими объектами для проведения такого рода исследований являются бинарные системы  $\text{Li} - \text{Zn}$  и  $\text{Li} - \text{Ga}$  ферритов. Магнитные, диэлектрические, оптические свойства литий-цинковых ферритов исследованы в [1, 2]. Бинарная система  $\text{Li} - \text{Ga}$  ферритов изучалась при ограниченном замещении ( $x \leq 0,8$ ) ионов  $\text{Fe}^{3+}$  ионами  $\text{Ga}^{3+}$  [3, 4]. Для получения информации о взаимосвязи магнитных и диэлектрических свойств, а также характера магнитного упорядочения необходимо рассмотреть замещение ионов железа ионами галлия в более широком диапазоне  $0 \leq x \leq 2,5$ . При этом происходит переход от сильномагнитной шпинели к диамагнитной, от кристалла со смешанным типом связи  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5}\text{O}_4$  к практически ионному кристаллу  $\text{Li}_{0,5}\text{Ga}_{2,5}\text{O}_4$ , что позволяет определить величину поляризации, приходящейся на одну магнитную связь.

Для решения поставленной задачи нами синтезирована бинарная система  $\text{Li}_{0,5}\text{Fe}_{2,5-x}\text{Ga}_x\text{O}_4$  при  $x$ , изменяющимся от 0 до 2,5, с шагом  $\Delta x = 0,125$  и с недостатком  $\text{Fe}_2\text{O}_3$  по сравнению со стехиометрией в 1 мол. %. Это сделано для увеличения удельного сопротивления образцов, что важно при проведении диэлектрических измерений.

Технология получения литий-галлиевых ферритов в принципе не отличается от обычной керамической, применяемой для синтеза ферритов. Исходным сырьем служат окислы  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ,  $\text{Ga}_2\text{O}_3$  и углекислый литий  $\text{Li}_2\text{CO}_3$ . Предварительный обжиг шихты производился при  $800^\circ\text{C}$  в течение 4 ч. Перед окончательным спеканием в шихту вводилось до одного весового процента  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ . Температура плавления  $\text{Bi}_2\text{O}_3$   $825^\circ\text{C}$ , поэтому ферритизация происходит в присутствии жидкой фазы, что приводит