

## АНИЗОТРОПИЯ ОПТИЧЕСКОГО ОТРАЖЕНИЯ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ В ОБЛАСТИ КРАЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

Берковиц В. Л., Гусев А. О., Львова Т. В.

Исследовался эффект поляризационной анизотропии оптического отражения кристаллов GaAs ориентации (110) в области края фундаментального поглощения. Эффект состоит в том, что коэффициенты отражения  $R_{\parallel}$  и  $R_{\perp}$  света, линейно поляризованного соответственно вдоль двух лежащих на данной плоскости осей  $[\bar{1}10]$  и  $[001]$ , оказываются различными. Для изучения эффекта использовалась методика модуляции поляризации падающего излучения. Эксперименты выполнялись на поверхностно-барьерных структурах на основе слабо легированного GaAs при приложении напряжения смещения, а также на образцах с различным уровнем легирования. Показано, что зависящая от приповерхностного поля часть анизотропии отражения может анализироваться в рамках теории электроотражения. В области края поглощения наблюдаются осцилляции Франца-Келдыша. В области же переходов выше края поглощения (переходы  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$ ) осцилляции не наблюдаются, что согласуется с теорией.

*Введение.* Анизотропия оптического отражения арсенида галлия исследовалась в работах [1-4]. Данный эффект наблюдается в отражении от поверхностей (001) и (110) и состоит в том, что коэффициенты отражения  $R_{\parallel}$  и  $R_{\perp}$  света, линейно поляризованного вдоль собственных ортогональных осей кристалла, лежащих на данных поверхностях, оказываются различными. Анизотропия обнаруживается в широкой спектральной области выше края поглощения. Относительная величина этого эффекта составляет  $10^{-3} \div 10^{-2}$ , а его спектральная зависимость имеет характерные особенности в области прямых межзонных переходов  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$ ,  $E_0$ . Эффект анизотропии, однако, практически не исследовался в области края поглощения (переходы  $E_0$ ,  $E_0 + \Delta_0$ ).

Исследования [2, 5] показывают, что анизотропия отражения может рассматриваться как сумма двух вкладов. Один из них зависит от типа проводимости и концентрации легирующей примеси и связан с приповерхностным электрическим полем  $\mathcal{E}_s$  области изгиба зон. Второй вклад не зависит от типа и уровня легирования и примерно постоянен для окисленных поверхностей GaAs одинаковой ориентации. Полевой вклад наиболее заметен в легированных кристаллах с  $N > 10^{16}$  см<sup>-3</sup> в спектральной области переходов  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$ . Количественные исследования показывают, что полевой вклад является следствием линейного и квадратичного электрооптического эффектов для поверхностей (001) и (110) соответственно [5-7].

Задача настоящей работы заключается в исследовании анизотропии оптического отражения арсенида галлия в области края фундаментального поглощения. Эффект анизотропии в этой области наблюдался для поверхности (110) [8], причем была отмечена значительно меньшая (примерно в 4 раза) величина эффекта по сравнению с областью переходов  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$ . С целью выяснения природы эффекта и возможного влияния приповерхностного электрического поля на анизотропию в области края поглощения в наших экспериментах использовались (аналогично [5-7]) кристаллы *n*-GaAs (110) разного уровня легирования и поверхностно-барьерные структуры на основе *n*-GaAs (110).

Для выяснения влияния электрического поля  $\mathcal{E}_s$  на анизотропию отражения поле необходимо контролируемым образом изменять. Приповерхностное поле  $\mathcal{E}_s$  связано с величиной изгиба зон у поверхности следующим образом:

$$\mathcal{E}_s = \left( \frac{2e(U_0 + U_{\text{вн}})}{\epsilon\epsilon_0} N \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где  $\epsilon$  — статическая диэлектрическая проницаемость (в GaAs  $\epsilon = 13.1$ ),  $N$  — концентрация основных носителей,  $e(U_0 + U_{\text{вн}})$  — изгиб зон. В отсутствие внешнего смещения ( $U_{\text{вн}} = 0$ ) величина изгиба зон у поверхности  $n$ -GaAs  $eU_0$  вследствие закрепления уровня Ферми примерно постоянна и составляет  $\approx 0.8$  эВ.

Как следует из выражения (1), напряженность  $\mathcal{E}_s$  можно изменять контролируемым образом двумя способами: 1) меняя  $N$ , т. е. исследуя кристаллы с различным уровнем легирования; 2) прикладывая к поверхности образца внешнее напряжение смещения. В работе в основном использовался второй способ.

Для приложения к кристаллу напряжения смещения были изготовлены на основе слабо легированного  $n$ -GaAs ( $N = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ) поверхностно-барьерные структуры с полупрозрачным золотым электродом. Золото наносилось на поверхность (110) кристалла, полученного сколом на воздухе. Процедура изготовления структур и их электрические характеристики аналогичны описанным в работе [6]. Поверхности (110) кристаллов  $n$ -GaAs разного уровня легирования также получались сколом на воздухе.

В экспериментах регистрировались поляризационные спектры отражения (ПСО) [2] исследуемых поверхностей (110), т. е. спектральная зависимость величины

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\parallel} - R_{\perp}}{R},$$

где  $R_{\parallel}$  и  $R_{\perp}$  — коэффициенты отражения света, линейно поляризованного соответственно вдоль осей [110] и [001] кристалла, а  $R = (R_{\parallel} + R_{\perp})/2$ . Для получения ПСО осуществлялась модуляция линейной поляризации нормально падающего на поверхность света между указанными направлениями. Отраженное излучение вследствие анизотропии коэффициента отражения приобрело амплитудную модуляцию на частоте смены поляризации и регистрировалась ФЭУ с последующей обработкой сигнала синхронным детектором. Во всей исследуемой спектральной области осуществлялась нормировка выделенного поляризационного сигнала за счет поддержания среднего фототока ФЭУ постоянным.

### Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1, а, б представлены ПСО от поверхности (110) GaAs с различным уровнем легирования в спектральной области края собственного поглощения (область переходов  $E_0$ ,  $E_0 + \Delta_0$ ).

Как видно, для слабо легированного образца спектр не содержит заметных особенностей, связанных с объемными переходами  $E_0$ ,  $E_0 + \Delta_0$ , имеется только некоторый наклонный фон. При увеличении концентрации доноров появляются особенности (рис. 1, в). Такое поведение находится в согласии с предложенной в [5-7] моделью, объясняющей анизотропию в областях оптических переходов объема влиянием приповерхностного поля.

На рис. 1, в—д представлены ПСО поверхностно-барьерной структуры, полученные при различных обратных смещениях (в — 0, г — 6, д — 14 В). При приложении обратного смещения в спектрах, в области фундаментального поглощения,

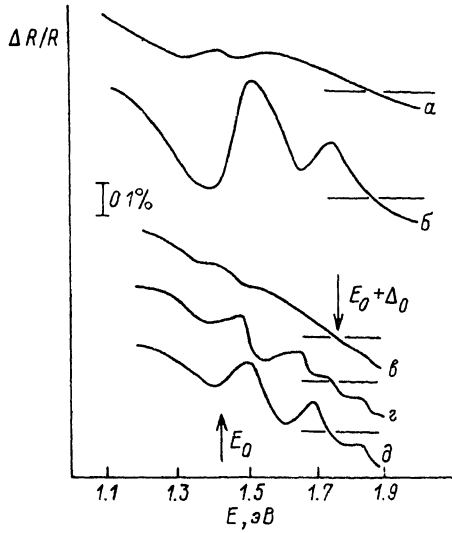


Рис. 1. Поляризационные спектры отражения в области края поглощения поверхностей (110) кристаллов GaAs (*a*, *б*) и поверхностно-барьерной структуры Au—GaAs (*в*—*д*).

Стрелками указаны объемные переходы. Концентрация носителей заряда, см<sup>-3</sup>: *a* —  $1.6 \cdot 10^{16}$ , *б* —  $2 \cdot 10^{18}$ , напряжение обратного смещения, В: *в* — 0, *з* — 6, *д* — 14.

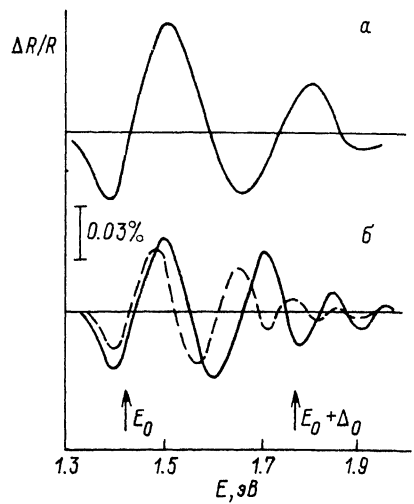


Рис. 2. Разностные поляризационные спектры сильно легированного кристалла GaAs (*a*) и структуры Au—GaAs (*б*).

Напряжение обратного смещения, В: сплошная линия — 14, штриховая — 6.

на бесструктурном фоне (рис. 1, *в*) появляются особенности, имеющие характер осцилляций. Поляризационный сигнал, вызванный действием приповерхностного электрического поля, можно выделить [2], вычитая из соответствующих спектров в отсутствие смещения. На рис. 2 приведены полученные таким образом разностные ПСО. Отметим, что при увеличении электрического поля у разностных спектров растет не только амплитуда (как в случае переходов  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$ , см. [6]), но меняется и спектральное положение максимумов и минимумов сигнала.

Таким образом, приповерхностное электрическое поле обуславливает анизотропию отражения и в области края поглощения. Для анализа формы вызываемых полем сигналов анизотропии (разностные ПСО) можно использовать формулы, описывающие сигналы электроотражения [в электроотражении  $\Delta R = R(\omega, \mathcal{E}) - R(\omega, 0)$ ]. Действительно,

$$\frac{R_{\parallel}(\mathcal{E}) - R_{\perp}(\mathcal{E})}{R} - \frac{R_{\parallel}(0) - R_{\perp}(0)}{R} = \frac{R_{\parallel}(\mathcal{E}) - R_{\parallel}(0)}{R} - \frac{R_{\perp}(\mathcal{E}) - R_{\perp}(0)}{R}. \quad (2)$$

Изменения в коэффициенте отражения содержат вклады от изменений мнимой  $\epsilon_i$  и действительной  $\epsilon_r$  частей диэлектрической проницаемости кристалла:

$$\frac{\Delta R}{R} = \alpha(\epsilon_r, \epsilon_i) \Delta \epsilon_r + \beta(\epsilon_r, \epsilon_i) \Delta \epsilon_i, \quad (3)$$

$\Delta R = R(\omega, \mathcal{E}) - R(\omega, 0)$ ,  $\alpha$ ,  $\beta$  — коэффициенты Серафина [9].

В области края фундаментального поглощения  $\beta \rightarrow 0$  [9], и сигнал определяется изменением в действительной части диэлектрической проницаемости. Эффект изменения диэлектрической проницаемости, вызванный приповерхностным электрическим полем, как известно, есть эффект Франца—Келдыша. Для трехмерной критической точки можно записать [10]

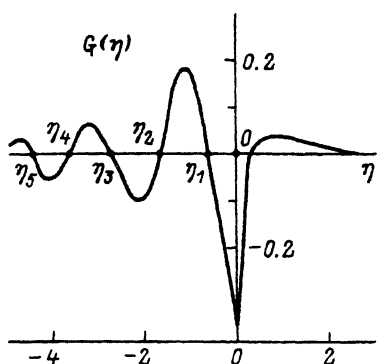


Рис. 3. Вид электрооптической функции  $G(\eta)$ , определенной в выражении (4) (из работы [11]).

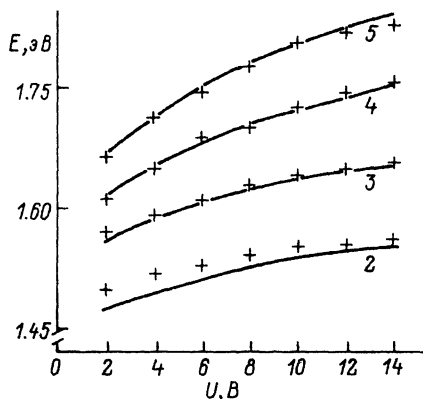


Рис. 4. Результаты сравнения положений нулей наблюдаемых осцилляций с нулями электрооптической функции  $G(\eta)$ .

Сплошные линии — теория, крестики — экспериментальные значения. Цифры у линий указывают номер осцилляции (см. рис. 3).

$$\Delta \varepsilon_r \sim \Theta^{1/2} G(\eta), \quad \eta = (E_g - E) / \hbar \Theta (\hbar \Theta)^3 = \frac{e^2 \hbar 2 \mathcal{E}_s^2}{2 \mu_{11}},$$

$$G(\eta) = \frac{1}{\pi} \left[ A_{i'}(\eta) B_{i'}(\eta) - \eta A_i(\eta) B_i(\eta) \right] + \eta H(\eta), \quad (4)$$

где  $\mathcal{E}_s$  — электрическое поле;  $\mu_{11}$  — межзонная эффективная масса в направлении  $\mathcal{E}_s$ ;  $A_i, B_i, A_{i'}, B_{i'}$  — функции Эйри и их производные;  $H$  — ступенчатая функция. Вид функции  $G(\eta)$ , называемой электрооптической функцией, изображен на рис. 3. Со стороны энергий, больших  $E_g$ , функция имеет осцилляционный характер (осцилляции Франца—Келдыша). Величина приповерхностного электрического поля определяется формулой (1).

Учет уширения линии перехода приводит к замыванию осцилляций Франца—Келдыша [12], и при выполнении соотношения  $\hbar \Theta < \Gamma/3$  ( $\Gamma$  — параметр уширения) спектральная зависимость сигнала электроотражения описывается следующим выражением [12]:

$$\frac{\Delta R}{R} = \text{Re} \left\{ \frac{C \exp(i\gamma)}{(\hbar \omega - E_g + i\Gamma)^n} \right\},$$

где  $C$  и  $\gamma$  — амплитудный и фазовый факторы,  $n = 2.5$  (3) для трехмерной (двумерной) критической точки.

В наших экспериментах при используемых величинах обратных смещений  $\hbar \Theta = (25-60 \text{ мэВ})$ . Так как для переходов в области  $E_0 \Gamma \sim 6 \text{ мэВ}$  [13], анализируемые спектры должны описываться выражением (4). Для однозначного утверждения того, что в разностных ПСО структуры Au—GaAs действительно наблюдаются осцилляции Франца—Келдыша, было сделано сравнение положений нулей осцилляций (рис. 2, б) с теорией (рис. 3). Результаты сравнений приведены на рис. 4, на котором сплошными линиями показана теоретическая зависимость нулей осцилляций Франца—Келдыша от величины электрического поля, а точками отмечены экспериментальные положения. Для кристалла GaAs  $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  было также проведено сравнение с теорией: из разностного ПСО (рис. 2, а) по положениям нулей осцилляций получено значение энергии  $\hbar \Theta = 87 \text{ мэВ}$ ; с другой

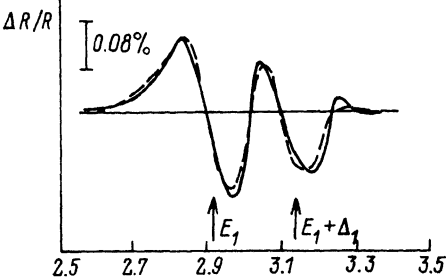


Рис. 5. Разностный поляризационный спектр отражения структуры Au—GaAs для обратного смещения 6 В (сплошная линия).

Штрихами показан результат подгонки по формуле (5). Экспериментальный спектр из работы [6].

стороны, из формул (1), (4) следует, что  $\hbar\Theta = 92$  мэВ. Здесь, как и в случае приложения внешнего смещения, наблюдается хорошее соответствие с теорией. Таким образом, поляризационная анизотропия в области края фундаментального поглощения есть проявление эффекта Франца—Келдыша и может быть описана электрооптической функцией  $G(\eta)$ .

Приведенные выше представления позволяют описать форму поляризационных сигналов, вызываемых электрическим полем и в области переходов  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$ . Для переходов  $E_1$ ,  $E_1 + \Delta_1$  из оценки параметров следует  $[\hbar\Theta = (12-30)$  мэВ,  $\Gamma \sim 100$  мэВ [13]], что форма разностных спектров описывается выражением (5). Для иллюстрации этого была проведена подгонка по формуле (5) к экспериментальным спектрам, взятым из [6]. Результаты подгонки ( $n = 3$ ,  $\Gamma = 110$  мэВ,  $\gamma = \pi/6$ ) изображены на рис. 5.

Таким образом, эксперименты показывают, что приповерхностное электрическое поле, связанное с изгибом зон, вызывает анизотропию отражения и в области края поглощения. Форма полевого сигнала анизотропии хорошо описывается в рамках теории электроотражения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Aspnes D. E. // J. Vac. Sci. Techn. 1985. V. B3. N 5. P. 1498—1506.
- [2] Берковиц В. Л., Макаренко И. В., Минашвили Т. А., Сафаров В. И. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 6. С. 1037—1041.
- [3] Acosta Ortiz S. E., Lastras Martinez A. // Sol. St. Commun. 1987. V. 64. N 5. P. 809—811.
- [4] Aspnes D. E. // J. Vac. Sci. Techn. 1987. V. A5. N 4. P. 546—549.
- [5] Acosta Ortiz S. E., Lastras Martinez A. // Phys. Rev. V. 40. N 2. P. 1426—1429.
- [6] Берковиц В. Л., Гольдберг Ю. А., Львова Т. В., Поссе Е. А., Хасиева Р. В. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 2. С. 353—357.
- [7] Берковиц В. Л., Бессолов В. Н., Львова Т. В., Новиков Е. Б., Сафаров В. И., Хасиева Р. В., Царенков Б. В. // ФТП. 1991. Т. 25. В. 8. С. 1406—1414.
- [8] Acosta Ortiz S. E., Dominguez Mendez B. C., Lastras Martinez A. // Revista Mexicana de Fisica. 1989. V. 35. N 3. P. 470—476.
- [9] Seraphin B. O., Botika N. // Phys. Rev. 1966. V. 145. N 2. P. 628—636.
- [10] Hamakawa Yoshihiro, Handler P., Germano F. A. // Phys. Rev. 1968. V. 167. N 3. P. 709—716.
- [11] Aspnes D. E. // Phys. Rev. 1966. V. 147. N 2. P. 554—566.
- [12] Aspnes D. E. // Surf. Sci. 1973. V. 37. P. 418—442.
- [13] Seebauer E. G. // J. Appl. Phys. 1989. V. 66. N 10. P. 4963—4972.

Физико-технический институт  
им. А. Ф. Иоффе РАН  
Санкт-Петербург

Получена 10.12.1991  
Принята к печати 11.02.1992