

## ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭКСИТОННОЙ ФОТОЭДС НА ГРАНИЦЕ АРСЕНИД ГАЛЛИЯ—МЕТАЛЛ

В. Л. Альперович, А. О. Минаев, С. П. Мощенко,  
А. С. Терехов

Известно, что пространственная дисперсия диэлектрической проницаемости приводит к анизотропии оптических свойств объема кубических кристаллов [1, 2]. Исследования атомарно-чистых и покрытых окислами поверхностей полупроводников методом спектроскопии поляризационного отражения показали, что анизотропия оптических свойств поверхности может быть обусловлена сверхструктурной перестройкой, наличием адсорбированных слоев, электрооптическим эффектом в поверхностном поле и спецификой поверхностного экранирования [3-5]. В структурах металл—кубический полупроводник анизотропия оптических свойств границы раздела ранее не изучалась. В данной работе методом поляризационно-зависимой фотоэдс (ФЭ) структур Al—*n*-GaAs обнаружена анизотропия оптических свойств поверхности GaAs в экситонной области спектра.

Измерения проводились при температурах 1.5—4.2 К на структурах, приготовленных вакуумным напылением алюминия на поверхность чистого эпитаксиального *n*-GaAs ( $n \approx 1 \div 5 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup>). Слои GaAs выращивались жидкофазной и газотранспортной эпитаксией на *n*<sup>+</sup>-подложках с ориентациями (100), (110) и (111). Штриховыми линиями на рис. 1, 2 показаны спектры ФЭ, измеренные при модуляции интенсивности света. При гелиевых температурах благодаря эффекту замороженного спрямления поверхностного изгиба зон эти спектры формируются в узком ( $\leq 0.1$  мкм) приповерхностном слое и отражают особенности спектров поглощения [6]. На рис. 1, 2  $n_1$  — основное состояние экситона;  $D^0X$  — экситон, связанный на нейтральном доноре;  $\epsilon_g$  — ширина запрещенной зоны.

Для выделения сигнала поляризационно-зависимой фотоэдс (ПФЭ) использовалась методика модуляции состояния поляризации [7]. Установлено, что спектры образцов всех ориентаций содержат компоненту, зависящую от направления линейной поляризации  $e$  относительно осей образца (ЛПФЭ), составляющую  $\sim 5 \cdot 10^{-3} \div 5 \cdot 10^{-2}$  от величины ФЭ, а также компоненту, зависящую от знака циркулярной поляризации (ЦПФЭ  $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$  от ФЭ). Ориентация поляризационных зависимостей ЛПФЭ относительно осей кристалла показывает, что эффекты пространственной дисперсии на грани (110), а также анизотропные электрооптические эффекты на поверхностном электрическом поле (линейный на грани (100) и квадратичный на (110)), разрешенные симметрией объемного GaAs [8], не являются доминирующими в измеряемых спектрах ПФЭ.

На рис. 1 точками в другом масштабе по отношению к ФЭ показаны спектры ЛПФЭ, измеренные на образце с ориентацией (110) при моду-

ляции  $\epsilon$  между двумя парами направлений: [001] и [110] (треугольники на рис. 1). Эта геометрия соответствует анизотропии за счет пространственной дисперсии и квадратичного электрооптического эффекта [1, 8] и между  $[11\sqrt{2}]$  и  $[11\sqrt{2}]$  (кружки на рис. 1). Ранее [9] отмечалось наличие экситонной, ЛПФЭ в структурах Al—*n*-GaAs и высказывалось предположение о вкладе пространственной дисперсии в это явление. Из рис. 1 видно, однако, что в экситонной области доминирует ЛПФЭ, не соответствующая пространственной дисперсии. На образцах (100) измеренная ЛПФЭ не соответствует линейному электрооптическому эффекту. Наконец, ЛПФЭ имеется также на грани (111), где перечисленные «объемные» эффекты запрещены по симметрии. Сплошной линией на рис. 1 показана производная спектра ФЭ по частоте света. Видно,

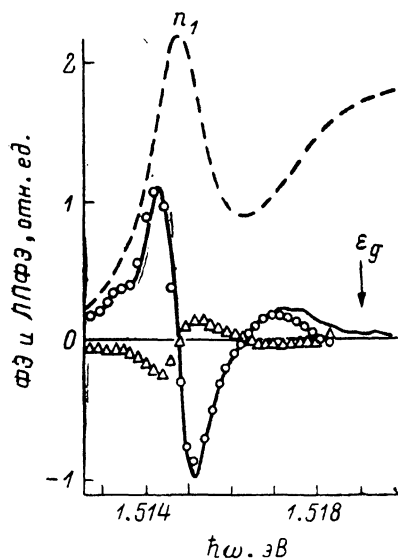


Рис. 1.

что форма измеренного спектра ЛПФЭ совпадает со спектром производной ФЭ. Следовательно, ЛПФЭ обусловлена зависимостью резонансной частоты (а не силы осциллятора) экситонных переходов от направления поляризации. Таким образом, наблюдаемая ЛПФЭ свидетельствует

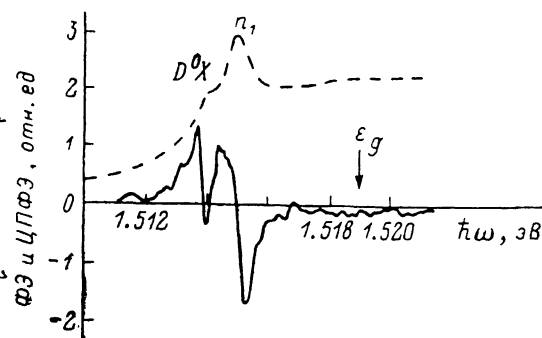


Рис. 2.

о наличии «несобственной» анизотропии границы раздела Al—GaAs, приводящей к энергетическому расщеплению экситонного спектра.

Наиболее удивительным фактом является зависимость фотоэдс от знака циркулярной поляризации (ЦП) света. Сплошной линией на рис. 2 показан спектр ЦПФЭ, форма которого также хорошо совпадает со спектром производной ФЭ. В кристаллической решетке типа GaAs (симметрия  $T_d$ ) отсутствует тензор гирации, поэтому ЦПФЭ может быть объяснена только с учетом понижения симметрии на границе раздела или встроенной в кристалл «спиральности». В геометрии нашего эксперимента поверхностное электрическое поле не приводит к гирации. Для возникновения гирации необходимо электрическое поле или деформации в плоскости образца [10]. Однако наличие деформаций, необходимых для объяснения величины ЦПФЭ, привело бы к возникновению ЛПФЭ с величиной, более чем на порядок превышающей наблюдаемую в данных структурах. Возможно, что встроенная «спиральность» эпитаксиальных пленок наследуется из монокристаллических подложек, выращенных методом Чохральского.

Таким образом, в работе экспериментально обнаружена линейная и циркулярная поляризационная анизотропия экситонной фотоэдс в структурах арсенид галлия—металл. Вопрос о микроскопических механизмах наблюдаемых явлений требует дополнительных исследований.

Авторы выражают благодарность Н. А. Якушевой, Н. С. Рудой, Ю. Б. Болховитянову, В. М. Залетину и А. И. Торопову за предоставление эпитаксиальных слоев *n*-GaAs.

- [1] Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов. М., 1979. 432 с.  
 [2] Yu P. Y., Cardona M. // Sol. St. Comm. 1971. V. 9. N 13. P. 1421—1424.  
 [3] Chiaradia P., Cricenti A., Selci S., Chiarotti G. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. N 13. P. 1145—1147.  
 [4] Aspnes D. E., Studna A. A. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 54. N 17. P. 1956—1959.  
 [5] Берковиц В. Л., Макаренко И. В., Минашвили Т. А., Сафаров В. И. // ФТП. 1986. Т. 20. № 6. С. 1037—1041.  
 [6] Кравченко А. Ф., Паханов Н. А., Терехов А. С. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1978. Т. 42. № 6. С. 1191—1195.  
 [7] Альперович В. Л., Минаев А. О., Мощенко С. П., Терехов А. С. // ИТЭ. 1988. № 4. С. 172—174.  
 [8] Аронов А. Г., Пикус Г. Е. // ФТТ. 1968. Т. 10. № 3. С. 825—837.  
 [9] Альперович В. Л., Белничер В. И., Браславец А. В., Ефавов А. В., Мощенко С. П., Терехов А. С., Энтин М. В. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 41. № 10. С. 413—415.  
 [10] Львов В. С. // ФТТ. 1967. Т. 9. № 4. С. 1273—1275; Tsitsishvili E. G. // Phys. St. Sol. (b). 1985. V. 131. N 1. P. 279—290.

Институт физики полупроводников СО АН СССР  
Новосибирск

Поступило в Редакцию  
27 сентября 1989 г.

УДК 539.122

© Физика твердого тела, том 32, № 3, 1991  
Solid State Physics, vol. 32, N 3, 1990

## ЭФФЕКТ УСИЛЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ АТОМОВ НА ШЕРОХОВАТОЙ ПОВЕРХНОСТИ ВЕЩЕСТВА

В. И. Глебов, Э. И. Денисов, Н. К. Жеваго

Известно, что в условиях почти полного внешнего отражения рентгеновских фотонов от поверхности глубина их проникновения в вещество резко сокращается. Это приводит к соответствующему подавлению интенсивности вторичных процессов, вызываемых фотонами в веществе, таких, как рентгеновская флуоресценция атомов [1] или выход фотоэлектронов [2]. С другой стороны, интерференция падающей и отраженной волн может приводить к эффекту усиления локального поля на самой поверхности и, таким образом, оказывать влияние на процессы взаимодействия рентгеновского излучения с атомами, находящимися на поверхности вещества, например адсорбатами или тонкими пленками.

В целях обнаружения эффекта усиления локального поля нами был проведен эксперимент, в котором на поверхность полированного кварца наносилась тонкая островковая пленка хрома массовой толщиной  $l \approx \approx 6 \cdot 10^{-8}$  г/см<sup>2</sup> и затем измерялась интенсивность ее рентгеновской флуоресценции в зависимости от угла падения возбуждающего рентгеновского излучения  $K_{\alpha}$  линии меди.

На рис. 1 точками представлена измеренная зависимость отношения интенсивности флуоресценции  $N_f$  хрома к интенсивности падающего излучения  $N_0$  от угла падения  $\theta$ . На рис. 2 представлена аналогичная зависимость коэффициента зеркального отражения излучения  $R(\theta)$ , которая, как показали дополнительные измерения, практически не отличается от  $R(\theta)$  для чистой подложки из-за относительно малой толщины напыленной пленки. Интенсивность флуоресценции имеет четко выраженный максимум при угле падения  $\theta_1 \approx 0.175^\circ$ , который меньше френелевского угла  $\theta_c = 0.225^\circ$  для кварца. При угле  $\theta_1$  коэффициент отражения составляет около 95 %. Мы провели анализ результатов на основе теории локального поля, формирующегося на границе в процессе френелевского