

## АНОМАЛЬНЫЙ ЭФФЕКТ ШТАРКА НА ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЯХ В ПРЕДЫОНИЗАЦИОННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А.Б.Новиков, Б.В.Новиков, Г.Роппишер\*<sup>1)</sup>, А.В.Селькин<sup>+2)</sup>, Н.Штайн\*<sup>1)</sup>,  
Р.Б.Юферов

*Научно-исследовательский институт физики, Санкт-Петербургский государственный университет  
198904 Санкт-Петербург, Россия*

*\*Institut für Physik, Technische Universität  
98684 Ilmenau, Germany*

*+Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН  
194021 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 29 мая 1996 г.

Исследованы низкотемпературные ( $T = 80\text{K}$ ) спектры экситонного отражения света кристаллов CdS в электрическом поле барьера Шоттки. Впервые зарегистрировано аномальное штарковское смещение водородоподобного экситонного состояния в предыонизационном пределе. Из анализа спектров, выполненного в рамках теории нелокального диэлектрического отклика в пространственно неоднородной среде, установлен характер распределения подбарьерного электрического поля.

PACS: 71.35.+z, 78.20.-e

Хорошо известно, что под действием электрического поля основное экситонное состояние кристалла испытывает штарковский сдвиг [1]. Рядом авторов приводились экспериментальные данные, указывающие на квадратичный по полю характер смещения линии свободного экситона в длинноволновую сторону спектра. Такой характер смещения хорошо согласуется с теоретическими расчетами в приближении слабых электрических полей, при которых вероятность полевой диссоциации экситона незначительна. Однако в тех случаях, когда значение напряженности  $E$  электрического поля не является малым по сравнению с критическим значением  $E_I$ , соответствующим условию полной ионизации экситона, следует ожидать (по аналогии с поведением водородоподобного атома в сильном электрическом поле [2]) кардинального отклонения от квадратичного закона смещения, включая изменение знака смещения и сильное уширение экситонного состояния.

В настоящей работе впервые исследовано поведение экситонного состояния в сильном предыонизационном электрическом поле и обнаружено существенно неквадратичное (аномальное) штарковское смещение экситонного резонанса, сопровождающееся его сильным уширением вплоть до полного исчезновения из спектра. Возможность проведения таких исследований в пределе сверхсильных электрических полей была обеспечена выбором в качестве объектов эксперимента полупроводниковых структур с барьерами Шоттки и использованием наряду с обычной методикой измерения экситонных спектров отражения света техники модуляционной спектроскопии электроотражения.

<sup>1)</sup> H.Röppischer, N.Stein.

<sup>2)</sup> e-mail address: selkin@prst.ioffe.rssi.ru

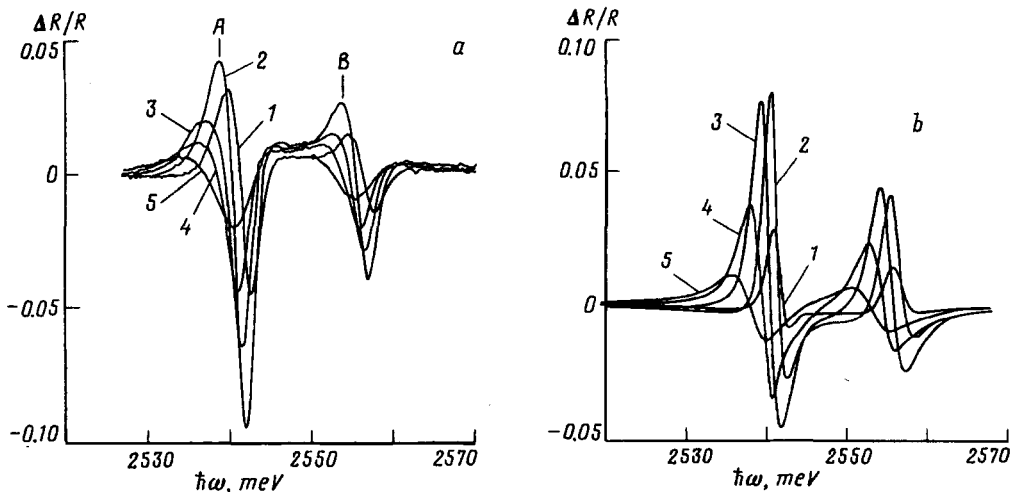


Рис.1. Спектры электроотражения кристалла CdS ( $T = 80\text{ K}$ ) в области экситонных резонансов A и B при постоянных составляющих напряжения на барьере Шоттки  $U = 0.05, 0.2, 0.4, 0.6, 1.0\text{ В}$  (кривые 1-5, соответственно) и модулирующей составляющей  $\pm 0.05\text{ В}$ ; а - эксперимент, б - теория

Экспериментально изучались оптические спектры отражения в области A- и B-экситонных резонансов кристаллов CdS ( $T = 80\text{ K}$ ) с тонким (толщиной 16 нм) полупрозрачным покрытием из золота, под которым формировался барьер Шоттки с регулируемой напряженностью подбарьерного электрического поля. Измерения спектров проводились при падении луча света, близком к нормальному, в поляризации света  $E \perp C$  ( $C$  - гексагональная ось кристалла, параллельная плоскости отражающей грани) как при постоянном (обычное отражение,  $R(\omega)$ ), так и при переменном (электроотражение,  $\Delta R(\omega)/R(\omega)$ ) электрических потенциалах на барьере [3]. При этом в условиях обратного смещения на контакте удалось зарегистрировать все стадии изменения спектров  $R$  и  $\Delta R/R$  с ростом подбарьерного поля вплоть до полного сглаживания резонансных спектральных особенностей. В настоящей работе мы ограничиваемся представлением только спектров электроотражения  $\Delta R/R$  (см. рис.1а), поскольку структура последних наблюдается в более широком интервале значений потенциала смещения на барьере по сравнению со спектрами  $R$ .

Для количественного описания полученных экспериментальных данных мы выполнили расчеты спектров, учитывающие эффекты пространственной дисперсии и неоднородный характер распределения электрического поля барьера Шоттки, в котором штарковский сдвиг  $\Delta\omega_0$  и штарковское уширение  $\Delta\Gamma$  экситонного состояния существенно зависят от расстояния  $Z$  до поверхности. Метод основан на многослойной аппроксимации неоднородности и использовании рекуррентных соотношений [4], связывающих матрицы коэффициентов отражения на соседних плоских границах раздела элементарных слоев. Локальные значения  $\Delta\omega_0$  и  $\Delta\Gamma$  как функции приведенного электрического поля  $f = E/E_T$  для рассматриваемых экситонных состояний A и B в кристаллах CdS рассчитывались на основании табличных данных [2,5].

Весьма удивительным оказывается то, что в эксперименте наблюдается полное сглаживание контура отражения при относительно малых значениях прикладываемого к барьеру напряжения ( $U < 3\text{В}$ ), в то время как расчет в рамках стандартной модели барьера Шоттки (с однородным слоем пространственного заряда) позволяет получить такое сглаживание только при напряжениях  $U$ , превышающих  $10\text{В}$ . Этот факт указывает на то, что на самом деле внутри кристалла основная часть прикладываемого напряжения падает в относительно узкой приповерхностной области, где еще может оптически возбуждаться экситон и где электрическое поле может достигать высоких значений напряженности.

Соответствие экспериментальных и расчетных значений "сглаживающих" напряжений достигается, если допустить, что концентрация избыточных ионизованных доноров  $\Delta N = N_D - N_A$  вблизи поверхности существенно меньше, чем в остальном объеме кристалла. В таком случае прикладываемое к барьеру относительно низкое напряжение действительно падает, в основном, в узком приповерхностном слое и может создавать достаточно сильное (в смысле полевой диссоциации экситона), почти однородное электрическое поле в той области вблизи поверхности, где наиболее вероятно нахождение экситона. Резкое уменьшение величины  $\Delta N$  около поверхности, то есть плотности приповерхностного положительного заряда, по-видимому, обусловлено внедрением компенсирующих акцепторов в приповерхностный слой кристалла в процессе напыления золота.

Простейшая модель, отражающая принципиальную сторону описываемой ситуации, соответствует ступенчатому представлению координатной зависимости  $\Delta N$  с существенно меньшим значением  $\Delta N$  в приповерхностном слое некоторой толщины  $W_1$  по сравнению с остальным объемом кристалла. Ориентируясь на измеренные нами экспериментальные спектры и интервал прикладываемых значений  $U$ , мы провели теоретические расчеты спектров  $R$  и  $\Delta R/R$ , варьируя параметры  $W_1$  и  $\Delta N$ . Наилучшее соответствие теоретических спектров экспериментальным данным достигается при  $\Delta N = 4 \cdot 10^{14} \text{см}^{-3}$  в области  $Z < W_1$  и  $\Delta N = 4 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$  в области  $Z > W_1$  ( $W_1 = 110\text{нм}$ , ось  $Z$  направлена в глубь образца, плоскость  $Z = 0$  соответствует границе раздела "пленки Au - кристалл").

На рис.2 кривой 1 представлено характерное распределение напряженности  $f(Z)$  приведенного электрического поля по глубине кристалла при значении электрического потенциала  $\varphi_s = \varphi_{Z=0} = -0.8\text{В}$  на поверхности ( $\varphi_{Z=\infty} = 0\text{В}$ ). Кривые 2 и 3 изображают координатные зависимости штарковского смещения  $\Delta\omega_0(Z)$  резонансной частоты  $\omega_0$  экситона и уширения  $\Delta\Gamma(Z)$ , соответствующие распределению электрического поля  $f(Z)$ .

Результаты теоретического расчета спектров электроотражения в области  $A$ - и  $B$ -экситонных резонансов для разных значений напряжения  $U = |\varphi_s|$  иллюстрирует рис.1б. Следует отметить, что кривые рис.1б хорошо воспроизводят основные качественные особенности экспериментальных спектров и их эволюцию с изменением  $U$ . Определенные количественные расхождения между теорией и экспериментом, по-видимому, следует отнести к не совсем точной аппроксимации зависимости  $\Delta N(Z)$ .

В связи с полученными результатами важным представляется то обстоятельство, что толщина  $W_1$  приповерхностной области, где могут достигаться

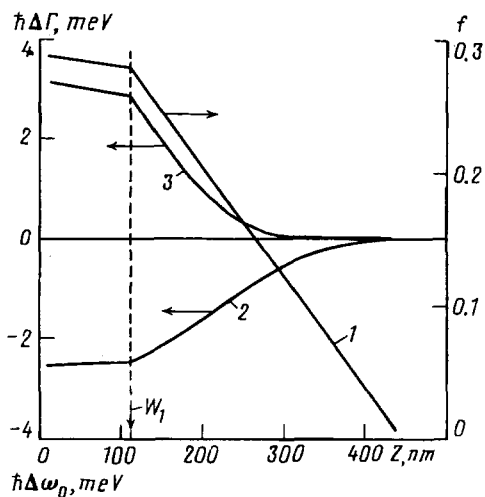


Рис.2. Распределение приведенного электрического поля  $f = E/E_T$  (1) по глубине кристалла и соответствующие ему координатные зависимости штарковского сдвига  $\Delta\omega_0$  (2) и штарковского уширения  $\Delta\Gamma$  (3) экситонного состояния при электрическом потенциале на поверхности  $\varphi_s = -0.8\text{ В}$

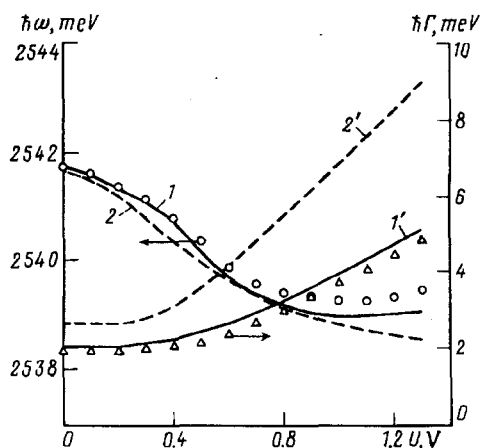


Рис.3. Резонансная частота экситона (кривые 1,2 и кружки) и полное уширение (кривые 1', 2' и треугольники) в зависимости от приложенного барьерного напряжения  $U$  для состояния  $A_{n=1}$  в CdS

практически однородные (см. рис.2) электрические поля, оказалась порядка длины свободного пробега экситона. Таким образом, экспериментальная ситуация близка к случаю поведения экситона в однородном электрическом поле, включая предел предыонизационного распада. Указанное обстоятельство позволяет воспользоваться стандартной процедурой Аспнеса [6], обычно применяемой при обработке спектров электроотражения с целью определения параметров резонанса.

На рис.3 кривая, представленная кружками, изображает штарковское смещение резонансной частоты  $\omega_0$  экситона  $A_{n=1}$  в CdS, полученное из анализа экспериментальных спектров  $\Delta R/R$  с использованием процедуры Аспнеса. Соответствующее этому смещению полное уширение  $\Gamma$  (определенное также в рамках этой процедуры) изображено кривой, представленной треугольниками. Сплошные кривые 1 и 1' являются результатом обработки по Аспнесу теоретических спектров электроотражения, рассчитанных в модели рис.2 для разных значений напряжения  $U$  на барьере. Представленные на рис.3 кривые сопоставляются с расчетами штарковского смещения (кривая 2) и полного уширения (кривая 2') в области почти однородного поля  $E$  в точке  $Z = W_1$  (на границе слабой и сильной компенсации донорной примеси).

Как видно из рис.3, штарковские смещения экситонного резонанса, определенные тремя способами (кривые 1,2 и кружки), хорошо согласуются друг с другом, подтверждая справедливость предложенной теоретической модели. В то же время, эти смещения надежно фиксируются вплоть до значения напряжения, при котором происходит смена знака штарковского сдвига. Таким образом, полученные нами экспериментальные данные явно указывают

на аномальный характер эффекта Штарка на экситонном состоянии, то есть на существенное отклонение смещения экситонного резонанса в сильном электрическом поле от квадратичного по полю закона, что находится в хорошем согласии с теоретическими выводами [2] о поведении водородоподобных состояний в электрических полях.

Что касается зависимости уширений  $\Gamma$  от приложенного напряжения  $U$ , то обращает на себя внимание заметное различие между значениями  $\Gamma$  в области однородного поля (кривая 2') и значениями, полученными в результате обработки спектров согласно Аспнесу (треугольники и кривая 1'). Дело в том, что именно в измеряемой по методу [6] величине  $\Gamma$  проявляется неоднородный характер распределения электрического поля, поскольку уширение в таком случае определяется участками спектра на крыльях контуров отражения, где поглощение света мало и в формирование отраженной волны дает существенный вклад область кристалла  $Z > W_1$  с относительно малыми значениями  $\Gamma(Z)$ .

Работа выполнена в рамках Государственной научно-технической программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант 1-061/3) и при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 95-02-04104). А.Б.Новиков и Р.Б.Юферев благодарят Немецкий фонд обмена DAAD за поддержку исследований в Германии.

- 
1. А.Г.Аронов, А.С.Иоселевич, *Экситоны*, сб. под ред. Э.И.Рашба и М.Д.Стерджа, М.: Наука, 1985 стр. 193.
  2. R.J.Damburg and V.V.KolosoV, J. Phys. B9, 3358 (1976).
  3. A.B.Novikov, H.Röppischer, N.Stein, and B.V.Novikov, J. Appl. Phys. 78, 4011 (1995).
  4. А.В.Селькин, Вестник СПбГУ, сер.4, вып.2(11), (1996), стр.87.
  5. В.А.Киселев, Б.В.Новиков, А.Е.Чередниченко, *Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников*, Л.: Изд. ЛГУ, 1987.
  6. D.E.Aspnes, In *Handbook on Semiconductors*, vol.2, Ed. T.S.Moss, North-Holland, New York, 1980, p.109.