

Влияние поверхности на экситонные характеристики полупроводников

© В.Г. Литовченко[†], Н.Л. Дмитрук, Д.В. Корбутяк, А.В. Сариков

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,
03028 Киев, Украина

(Получена 30 июля 2001 г. Принята к печати 27 сентября 2001 г.)

Исследовано влияние поверхностных обработок на основные характеристики экситонов в приповерхностной области полупроводника (на примере GaAs), а также пространственное распределение основных характеристик экситонов (на примере CdS). На основании анализа экспериментальных данных показано, что нанесение на поверхность полупроводника диэлектрических слоев с меньшей диэлектрической проницаемостью приводит к усилению степени экситон-фононного взаимодействия и увеличению энергии связи экситона. Возникновение на поверхности слоя с повышенной дефектностью, степень которой увеличивается после определенных поверхностных обработок, дает в результате снижение энергии связи экситона в приповерхностной области, а также уменьшение фактора экситон-фононного взаимодействия.

1. Введение

Состояние поверхности и приповерхностного окружения полупроводника оказывает существенное влияние на его экситонные, фононные и экситон-фононные характеристики. Известно [1–4], что оптические свойства таких полупроводников, как CdS, GaAs и др., имеют ряд особенностей в области экситонных резонансов, непосредственно связанных с характеристиками поверхности. Такими особенностями являются: дополнительная тонкая структура спектра отражения в области свободного экситона; длинноволновый сдвиг всего спектра отражения и уширение полос отражения и поглощения; тонкая структура спектра люминесценции и резкое усиление фононных повторений; вид спектров возбуждения люминесценции (аномально резкий спад интенсивности излучения в случае поверхностного возбуждения) и др. Физически влияние поверхности на экситонные характеристики обуславливают несколько механизмов.

1) Наличие физического (безэкситонного) [5] и технологического "мертвого" слоя, в котором благодаря различным причинам повышена дефектность и поэтому существенно понижено время жизни экситонов, а также, возможно, уменьшены их энергия связи E_{ex} и фактор экситон-фононного взаимодействия N .

2) Влияние сил зеркального изображения на локализованные в приповерхностном слое экситоны:

$$V_{cul} \approx \frac{e^2}{4\epsilon_1} \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{\epsilon_1 + \epsilon_2} \left(\frac{1}{Z_e} + \frac{1}{Z_h} \right). \quad (1)$$

Здесь $\epsilon_{1,2}$ — диэлектрическая проницаемость, индекс 1 относится к полупроводнику, а 2 — к окружающей среде; Z_e, Z_h — расстояния электрона и дырки от границы раздела сред. Для случая более поляризуемой среды $\epsilon_2 > \epsilon_1$ и имеет место уменьшение кулоновской энергии связи в экситоне. Обратная ситуация (рост энергии связи E_{ex}) предсказывается при $\epsilon_1 > \epsilon_2$ (этот случай включает также и воздушное окружение). Теоретически этот механизм был рассмотрен в работах Хопфилда [5], Келдыша и Силина [6], Лозовика и Нишанова [7], Покатилова с соавт. [8] и др. В последнее время расчеты, показыва-

ющие значительное увеличение энергии связи экситона при окружении полупроводника средой с меньшей диэлектрической проницаемостью, были проведены в [9]. Влияние микрорельефа поверхности и диэлектрических свойств окружающей среды на характеристики локализованных в приповерхностной области экситонов может быть описано введением эффективной диэлектрической проницаемости ϵ_{eff} , например согласно модели эффективной среды [10]:

$$\epsilon_{eff} = \epsilon_1 \frac{\epsilon_2(2-c) + \epsilon_1 c}{\epsilon_1(2-c) + \epsilon_2 c}. \quad (2)$$

Здесь ϵ_1, ϵ_2 — диэлектрическая проницаемость полупроводника и окружающей среды соответственно, c — доля полупроводниковой фазы в рассматриваемой эффективной среде "полупроводник + окружение".

3) Влияние размерного квантования, исследованное ранее в ряде работ (см., например, [11,12]). Как известно, рост энергии связи поверхностного экситона E_{ex} в данном случае обусловлен усилением соотношения между кинетической и потенциальной энергиями квазичастиц, а именно, занулением кинетической энергии квазичастицы по одной, двум или трем координатам и, таким образом, возрастанием потенциальной энергии частицы с размерным ограничением ее перемещений. В терминах волновой механики это означает замену центрально-симметричной волновой функции на ориентированную вдоль слоя (стержня) или почти полную ее локализацию в "макроатоме" — нуль-мерном образовании.

В настоящей работе исследовано влияние состояния и обработки поверхности (на примере монокристаллов CdS и GaAs) на основные характеристики экситонных переходов в приповерхностной области полупроводника, определены энергия связи экситонов E_{ex} , энергия фононов и фактор экситон-фононного взаимодействия. Проведено также исследование пространственного распределения основных характеристик экситонов в приповерхностной области. Используются спектры возбуждения фото- или катодолуминесценции, т. е. модуляция люминесцентных спектров с изменением эффективной глубины генерации свободных экситонов вследствие из-

[†] E-mail: LVG@isp.kiev.ua

менения энергии квантов, возбуждающих электронно-дырочные пары в полупроводнике (фотолюминесценция) или энергии E_0 падающего на поверхность электронного пучка (катодоллюминесценция).

2. Теоретическая часть

Измерение относительных интенсивностей бесфононной линии излучения и ее фононных повторений при объемном и поверхностном возбуждении позволяет определить силу электрон-фононной связи в различных областях кристалла. С другой стороны, обработка поверхности полупроводников приводит к изменению характеристик поверхностных экситонных переходов. Из спектров фотолюминесценции можно определить данные характеристики в зависимости от состояния поверхности с учетом приповерхностного окружения.

Согласно работам [5,13–15], относительную интенсивность фононных повторений в рамках адиабатического приближения можно представить законом Пуассона: $I_m = I_0 N^m / m!$ Здесь m — номер линии фононного повторения ($m = 0$ соответствует бесфононной линии), $I_0 \propto |H|^2 \exp(-N)$, H — матричный элемент взаимодействия, N — среднее число эмиттированных фононов, характеризующее силу электрон-фононной связи. В случае перехода с участием локального центра

$$N \approx \frac{e^2}{E_{ph}} \left(\frac{1}{\epsilon_\infty} - \frac{1}{\epsilon_0} \right) \frac{5}{16a_B(z)}, \quad (3)$$

где E_{ph} — энергия LO -фононов, $\epsilon_0, \epsilon_\infty$ — статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости, a_B — боровский радиус локализованного возбуждения. Обобщение выражения для N на случай экситонных возбуждений [15,16] без учета движения центра масс дает следующий результат:

$$N' = \gamma N,$$

где

$$\gamma = \frac{(\alpha - 1)^2 (19/5 - \alpha + \alpha^2)}{\alpha(1 + \alpha)^3} \leq 1$$

и $\alpha = m_h^*/m_e^*$ — отношение эффективных масс дырок и электронов. Следует отметить, что закон Пуассона для последующих линий $m \gg 1$ начинает все больше нарушаться, что, по-видимому, связано с нарушением адиабатичности.

Энергия связи экситона с квантовым числом $n = 1$ выражается следующим образом:

$$E_{ex} = \frac{\mu e^4}{2\hbar^2 \epsilon_0} = \frac{e^2}{2\epsilon_0 a_B},$$

где $\mu^{-1} = 1/m_e^* + 1/m_h^*$, $a_B = \hbar^2 \epsilon_0 / \mu e^2$. Исходя из этого легко получить формулу, связывающую N и E_{ex} :

$$E_{ex} = N \beta E_{ph} \frac{8\epsilon_\infty}{5(\epsilon_0 - \epsilon_\infty)}. \quad (4)$$

Таким образом, по найденным из спектров фото- или катодоллюминесценции значениям E_{ph} и N можно определить энергию связи экситона и его боровский радиус

в зависимости от поверхностной обработки полупроводника или в зависимости от расстояния от поверхности кристалла. Смысл параметра β будет объяснен далее.

3. Эксперимент

Исследование поверхностных люминесцентных эффектов проводилось как на образцах $A^{III}B^V$ (GaAs), так и на образцах $A^{II}B^{VI}$ (CdS) [4,17–21]. Спектры фотолюминесценции (ФЛ) снимались при температуре $T = 4.2$ К при возбуждении лазерным излучением в непрерывном (гелий-неоновый лазер, длина волны $\lambda = 632.8$ нм, максимальная интенсивность $L_{max} = 10^{18}$ фот/см²·с) и импульсном (рубиновый лазер, длина волны $\lambda = 694.3$ нм, длительность импульса $t = 20$ – 40 нс, $L_{max} = 10^{25}$ фот/см²·с) режимах. Данные интенсивности лазерного излучения позволяли исследовать приповерхностную область в режиме плоских зон. Возбуждающее излучение поглощалось на глубине $\lesssim 0.5$ мкм, и, таким образом, влияние объема было минимальным. При снятии спектров ФЛ использовался монохроматор ИКС-12 с последующей регистрацией излучения образцов фотоумножителем ФЭУ-62.

Спектры приповерхностной фотолюминесценции GaAs исследовались в зависимости от следующих обработок [17–21]:

- 1) химическое полирующее травление в растворах $H_2O_2 : H_2SO_4 : H_2O = 1 : 3 : 1$;
- 2) легирование поверхности золотом, серебром и палладием из растворов, т.е. осаждение на поверхность нанокластеров металлов;
- 3) обработка поверхности интенсивным излучением рубинового лазера (интенсивность $L = 10^{26}$ фот/см²·с);
- 4) облучение поверхности электронным пучком (400 кэВ, $2 \cdot 10^6$ рад);
- 5) облучение проникающим γ -излучением ^{60}Co (10^6 – 10^8 рад);
- 6) пиролитическое осаждение диэлектрических слоев Si_3N_4 и Ge_3N_4 толщиной $d \approx 1000$ Å;
- 7) бомбардировка поверхности ионами аргона (1 кэВ, 10^{15} – 10^{19} см⁻²).

Для различных кристаллов CdS (блочных и пластинчатых) были выполнены измерения спектров катодоллюминесценции (температура измерения $T = 78$ К) в зависимости от энергии электронов, которая определяла глубину возбуждения, — тем самым исследовалось распределение катодоллюминесцентных свойств по глубине [4].

4. Результаты и обсуждение

В работах [17–21] показано, что при определенных условиях в спектрах фотолюминесценции возможно проявление поверхностных экситонов. Это происходит в результате определенных обработок поверхности:

- 1) очистка приповерхностного слоя от примесей, таких как кремний, который в GaAs существенно снижает время жизни неравновесных электронно-дырочных пар;

Система	Полоса, эВ	E_{ph} , мэВ	N	$c = 0.5$	
				$E_{ex}(E_{centre})$, мэВ	a_B , Å
GaAs, покрытый пленкой Si_3N_4 ; поверхностный экситон	1.5144	~ 30	0.066	9.45	162
GaAs, покрытый пленкой Ge_3N_4 ; поверхностный экситон	1.5144	~ 30	0.077	11.02	139
GaAs, покрытый пленкой Si_3N_4 после γ -облучения; поверхностный экситон	1.5144	~ 30	0.054	7.73	198
GaAs, покрытый пленкой Ge_3N_4 после γ -облучения; поверхностный экситон	1.5144	~ 30	0.069	9.88	155
GaAs, покрытый пленкой Si_3N_4 ; мелкий поверхностный центр	1.477 1.444	33	0.079	12.44	123
GaAs, покрытый пленкой Ge_3N_4 ; мелкий поверхностный центр	1.4769 1.4439	33	0.073	11.5	133
GaAs, покрытый пленкой Si_3N_4 , после γ -облучения; мелкий поверхностный центр	1.477 1.444	33	0.072	11.33	135
GaAs, покрытый пленкой Ge_3N_4 , после γ -облучения; мелкий поверхностный центр	1.4769 1.4439	33	0.063	9.92	154

Примечание. E_{centre} — энергия поверхностного центра.

2) нанесение на поверхность диэлектрической пленки Ge_3N_4 или Si_3N_4 , которая препятствует быстрому окислению поверхности.

После травления поверхности исходных образцов GaAs в растворе $H_2O_2:H_2SO_4:H_2O = 1:3:1$ в спектрах фотолюминесценции присутствовала полоса при энергии $E \approx 1.515$ эВ, связываемая с поверхностными экситонами. Интенсивность данной полосы падала после следующих поверхностных обработок: легирование поверхности атомами Ag и Pd из водных растворов солей [20], низкодозовая бомбардировка ионами аргона с последующим легированием атомами Ag и Au [20], облучение быстрыми электронами, интенсивным лучом импульсного рубинового лазера, γ -облучение [21]. Это может быть объяснено увеличением числа центров поверхностной безызлучательной рекомбинации после воздействий на поверхность. Поскольку при больших дозах γ -облучения интенсивность данного пика начинает возрастать, это означает, что помимо увеличения на поверхности концентрации центров безызлучательной рекомбинации происходит и появление новых центров излучательной рекомбинации. Результирующая ин-

тенсивность определяется конкуренцией этих двух процессов.

Первое фоновое повторение для данного пика разрешалось в спектрах фотолюминесценции образцов, покрытых пленками Si_3N_4 и Ge_3N_4 (рис. 1 и 2). Определенная по измеренным спектрам энергия фононов, участвующих в переходах, составила ~ 30 мэВ, фактор экситон-фононной связи после γ -облучения уменьшался с 0.066 и 0.077 до 0.054 и 0.069 соответственно. Одновременно уменьшались интенсивности пика и его фоновое повторение. Полученные результаты свиде-

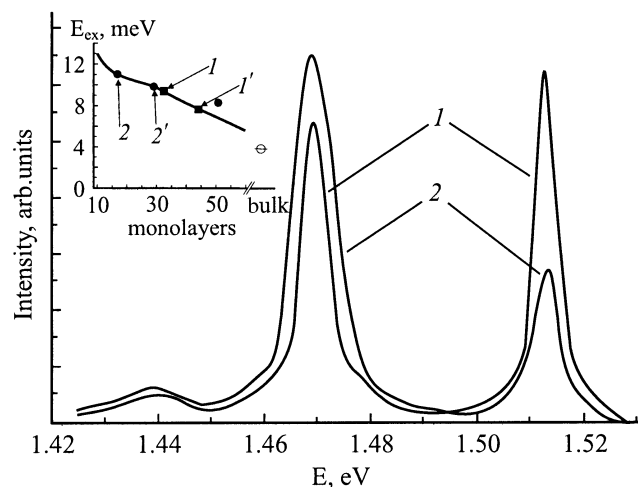


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции образцов n -GaAs (концентрация электронов $n_0 \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$), покрытых слоем Si_3N_4 толщиной 1000 Å: 1 — до облучения, 2 — после γ -облучения дозой $5 \cdot 10^6$ рад. $T = 4.2$ К. На вставке — зависимость энергии связи экситона в GaAs от толщины области локализации: 1, 1' — энергия связи поверхностных экситонов в случае слоя Si_3N_4 на поверхности до и после γ -облучения соответственно, 2 и 2' — то же для случая Ge_3N_4 .

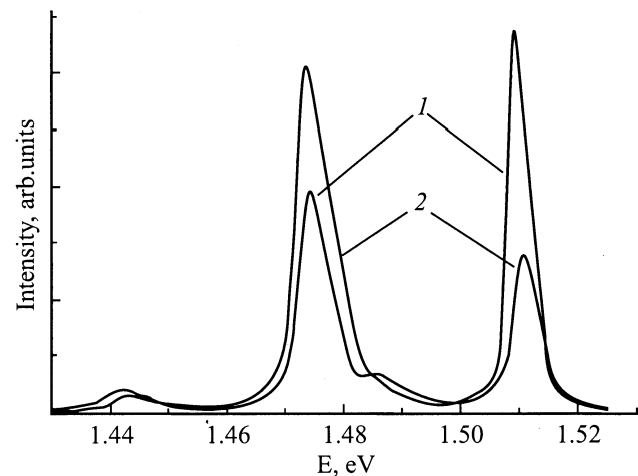


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции образцов n -GaAs (концентрация электронов $n_0 \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$), покрытых слоем Ge_3N_4 толщиной 1000 Å: 1 — до облучения, 2 — после γ -облучения дозой 10^7 рад. $T = 4.2$ К.

тельствуют об изменении энергии связи экситона на поверхности (см. формулу (4)). В таблице приведены значения фактора экситон-фононного взаимодействия до и после γ -облучения, а также вычисленные по формуле (4) значения энергии связи экситонов на поверхности и значения боровских радиусов экситонов. Величина диэлектрической проницаемости была рассчитана согласно модели эффективной среды по формуле (2) для полупроводниковой поверхности с диэлектрическим окружением ($\epsilon_0 = 7, \epsilon_\infty = 4$ [22]). Для оценок доля фазы полупроводника в эффективной среде была взята равной $c = 0.5$. Для сравнения следует сказать, что значения энергии связи экситонов и боровского радиуса для объема полупроводника ($c = 1$) составляют $E_{ex} = 3.8$ мэВ, $a_B = 294$ Å. Видно, что диэлектрическое окружение полупроводника приводит к увеличению энергии связи экситона на поверхности и уменьшению его боровского радиуса (усиление локализации) по сравнению с объемом. Деструктурирующее воздействие на поверхность проникающего γ -излучения дает в результате частичную делокализацию экситона. На вставке рис. 1 показана зависимость энергии связи экситона в GaAs от толщины слоя его локализации. Сопоставление рассчитанных значений энергии связи экситона с экспериментальными данными позволяет оценить размер области локализации поверхностных экситонов до и после γ -облучения — 35 и 45 монослоев соответственно в случае слоя Si_3N_4 и 15 и 30 монослоев в случае слоя Ge_3N_4 на поверхности.

После нанесения на поверхность образцов GaAs слоев Si_3N_4 в спектрах низкотемпературной фотолюминесценции наряду с полосой $E \approx 1.515$ эВ наблюдалась хорошо разрешенная структура, связанная с фоновыми повторениями полосы $E = 1.477$ эВ (максимумы излучения при 1.477 и 1.444 эВ) [17,18]. Энергия фононов, участвующих в данных переходах, составляла, таким образом, 33 мэВ. Это значение находится в согласии с предсказаниями теории [23–25], в соответствии с которой энергия поверхностных фононных поляритонов должна быть больше энергии объемного TO -фонона (32 мэВ) и меньше энергии LO -фонона (36 мэВ). Вычисленное значение фактора электрон-фононной связи N составило 0.079. Аналогично в образцах GaAs, покрытых пленкой Ge_3N_4 , наблюдались полосы 1.4769 и 1.4439 эВ, что соответствует ранее найденному значению энергии фононов [19]. Фактор электрон-фононной связи в этом случае составил 0.073. Данные полосы, по-видимому, связаны с излучательной рекомбинацией через мелкий поверхностный центр структурного происхождения (типа "поверхностная вакансия + N"). Стравливание слоя Si_3N_4 (Ge_3N_4) с тонким слоем (~ 100 Å) GaAs приводило к гашению полос, что является подтверждением их поверхностного происхождения.

После γ -облучения дозой $\sim 5 \cdot 10^6$ рад наблюдалось увеличение интенсивности серии фоновых повторений самой полосы, связанной с излучением мелкого поверхностного центра. При этом фактор экситон-фононного взаимодействия уменьшался до 0.072 и 0.063 для образцов, покрытых слоем Si_3N_4 и Ge_3N_4

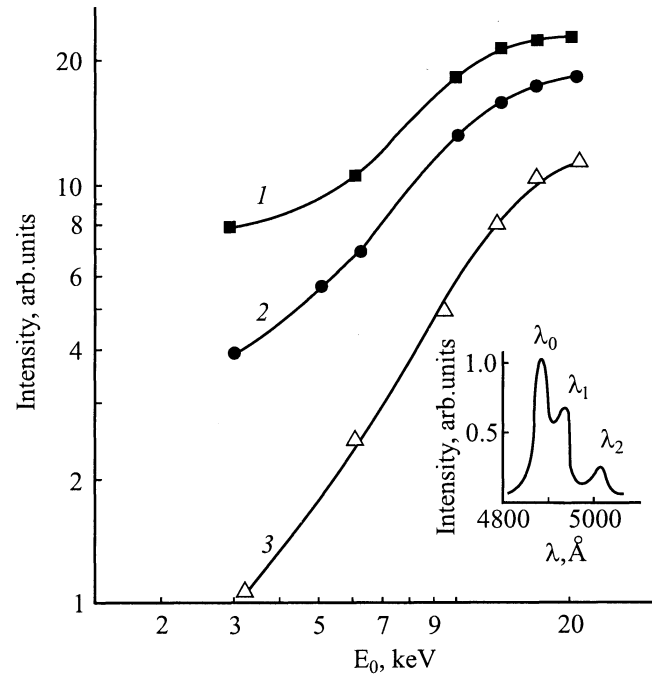


Рис. 3. Зависимость интенсивности бесфононной линии (1) и фоновых повторений (2, 3) от энергии электронов в пучке E_0 для образца 3 CdS. На вставке — спектр экситонной катодолуминесценции пластинчатых кристаллов CdS при $T = 77$ К; длины волн: $\lambda_0 = 4880$ Å, $\lambda_1 = 4930$ Å, $\lambda_2 = 5000$ Å.

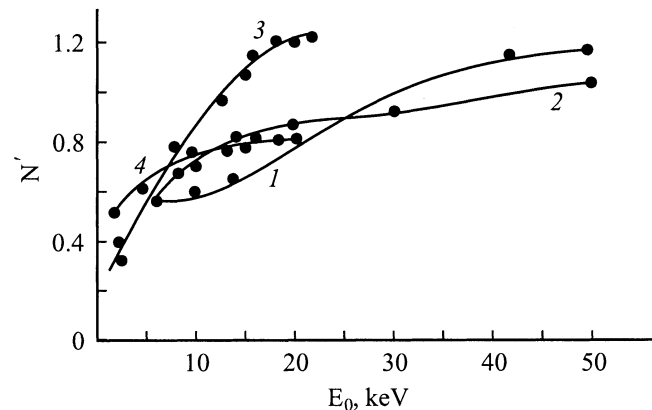


Рис. 4. Зависимость относительных интенсивностей бесфононной линии (I_0) и фоновых повторений (I_1, I_2) в CdS от энергии электронов: 1, 2 — образец 1; 3, 4 — образец 3. 1, 3 — $2I_2/I_1$; 2, 4 — I_1/I_0 .

соответственно, что, возможно, связано с увеличением концентрации поверхностных вакансий, ответственных за появление полос.

Рассмотрим далее зависимость интенсивности бесфононной линии (I_0) и фоновых повторений (I_1, I_2) монокристаллов CdS от энергии электронов в пучке E_0 . Соответствующие данные показаны на рис. 3 [4]. На основании этих данных были получены зависимости фактора экситон-фононной связи от глубины проникновения возбуждающего электронного пучка $z_0(E_0)$

(рис. 4). Оказалось, что сила экситон-фононной связи в объеме кристаллов CdS была достаточно большой, близкой к 1, а у самой поверхности (на расстоянии порядка сотен ангстрем) она заметно уменьшалась, причем особенно сильно в случае пластинчатых образцов. Такое поведение может быть обусловлено тем, что в случае пластинчатых кристаллов "мертвый" слой имеет минимальную толщину, порядка диаметра экситона, т.е. экситон может подходить близко к поверхности. В то же время в "объемных" кристаллах CdS, у поверхности которых существует нарушенная макрослой, зависимость $N[z_0(E_0)]$ значительно слабее. Заметим, что зависимость эффективной глубины генерации электронно-дырочных пар электронным пучком (ионизационных потерь электронов) определяется с помощью аппроксимационного выражения Кляйна [26] с длиной полного пробега $R_B = bE_0^n$ ($n = 1.75$ для CdS, а величина параметра b подбирается эмпирически из наилучшего согласования расчетных и экспериментальных зависимостей интенсивности бесфононной линии $I_0(E_0)$). Таким образом были получены пространственные распределения энергии $E_{ex}(z)$ и радиуса экситона $a_B(z)$ (рис. 5). При построении кривых рис. 5 было использовано такое значение параметра β , чтобы при наибольших E_0 , соответствующих объемной генерации пар, величины E_{ex} и a_B выходили на известные объемные параметры экситонов: 28.9 мэВ и 28 Å соответственно [1]. Усредненное по обоим образцам и двум методам определения экситон-фононной связи значение параметра $\beta = 0.37$ отличается от теоретического значения параметра $\gamma = 0.65$ почти в 2 раза. По-видимому, рассмотрение [15,16] экситон-фононной связи не учитывает всех особенностей этого явления. Видно, что аналогично $N(z)$ у поверхности уменьшается энергия связи экситона в 2 и более раз. Это подтверждает известный тезис о том, что у поверхности полупроводника существует область, где экситонное состояние $n = 1$ сильно возмущено [1]. Самая приповерхностная часть этой области называется собственным безэкситонным "мертвым" слоем, имеющим по порядку величины размер экситона. Наличие такого слоя обусловлено ограничением движения электрона и дырки у поверхности и действием сил изображения. Более протяженный слой с пониженной энергией связи, по-видимому, обусловлен взаимодействием экситона с полем заряженных центров [1]. Он может быть описан в адиабатическом приближении, т.е. здесь описание экситон-фононной связи выражением (3) является вполне обоснованным. Сам же приповерхностный неадиабатический слой требует более строгого рассмотрения.

Уменьшение энергии связи и увеличение радиуса экситона в околоповерхностном субмикронном слое отражает плавный переход к "мертвому" слою, обусловленному увеличенным у поверхности затуханием возбужденных квазичастиц (как это следует из увеличения ширины экситонных линий вблизи поверхности от 5–10 до ~ 15 мэВ) вследствие действия электрических сил области пространственного заряда (сжатой вследствие

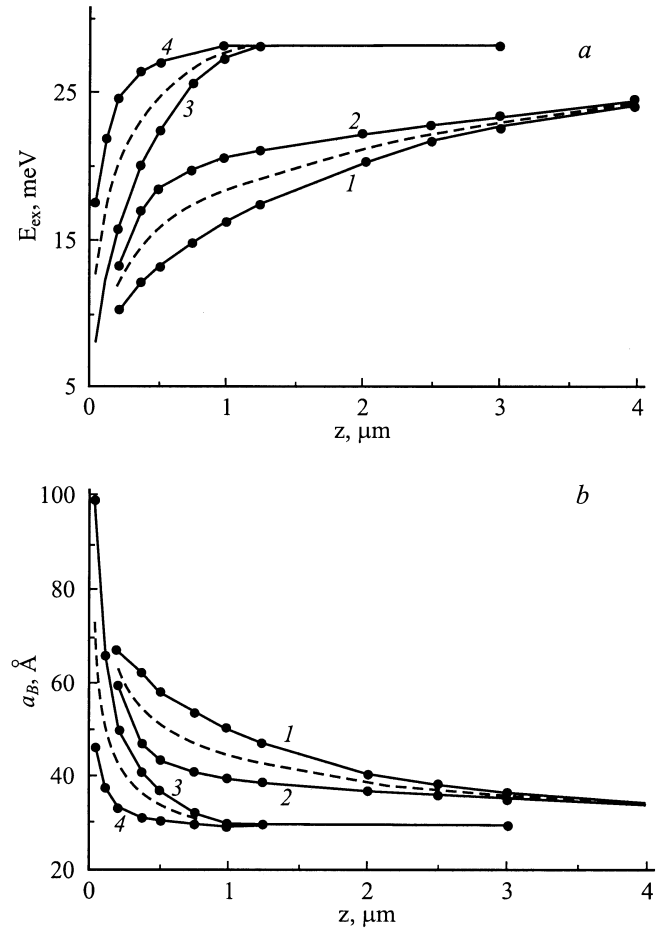


Рис. 5. Зависимость энергии связи E_{ex} (a) и радиуса a_B (b) экситонов для образцов 1 (1,2) и 3 (3,4), определенных по отношению $2I_2/I_1$ (1,3) и I_1/I_0 (2,4). Штриховые линии — усреднение.

интенсивной засветки кристалла [27]), нестехиометричности состава поверхностного слоя (например, обогащение кадмием в случае CdS) или наличием большого количества поверхностных центров аннигиляции экситонов. Эти факторы могут изменять диэлектрические параметры материала и, следовательно, резонансную частоту экситона. Для выяснения конкретного механизма проявления расширенного "мертвого" слоя требуются исследования состава приповерхностной области и ее структурных параметров.

5. Заключение

В настоящей работе исследовано влияние поверхностных обработок на экситонные характеристики приповерхностной области полупроводников. На примере GaAs показано, что поверхностная обработка приводит, как правило, к уменьшению фактора электрон-фононного взаимодействия и снижению энергии связи поверхностных экситонов. Для различных полос может наблюдаться как возрастание, так и снижение интен-

сивности излучения. Это связано с конкурирующим влиянием создания в процессе обработки центров как излучательной, так и безызлучательной рекомбинации. В структурах GaAs–Si₃N₄(Ge₃N₄) влияние диэлектрика приводит также к увеличению энергии связи поверхностных экситонов.

В работе были проведены также исследования зависимости характеристик объемных экситонов от глубины возбуждения катодолуминесценции. Показано, что энергия связи экситонов уменьшается по мере приближения к поверхности и обуславливает существование приповерхностных "мертвых" слоев.

Данная работа была частично поддержана проектом УНТЦ У-31.

Список литературы

- [1] В.А. Киселев, Б.В. Новиков, А.Е. Чередниченко. *Экситонная спектроскопия приповерхностной области полупроводников* (Л., Изд-во ЛГУ, 1987).
- [2] Yu.V. Kryuchenko, D.V. Korbutyak, V.G. Litovchenko. *Excitonic reflection spectra of semiconductor crystals with inhomogeneous subsurface region* (Kiev, Inst. of Semicond. ASU, 1990).
- [3] А.С. Батырев, Н.В. Карасенко, Б.В. Новиков, А.В. Ильин, Л.Н. Тенищев. *Письма ЖЭТФ*, **62** (5), 397 (1995).
- [4] Н.Л. Дмитрук, В.М. Леонов, В.Г. Литовченко, Г.Х. Талат. *ФТТ*, **20** (2), 518 (1978).
- [5] J.J. Hopfield. *J. Phys. Chem. Sol.*, **10** (1), 110 (1959).
- [6] Л.В. Келдыш, А.П. Силин. *ЖЭТФ*, **69** (3), 1053 (1975).
- [7] Ю.Е. Лозовик, В.Н. Нишанов. *ФТТ*, **18** (11), 117 (1976).
- [8] E.P. Pokatilov, S.I. Beril, V.M. Fomin, V.G. Litovchenko, D.V. Korbutyak, E.G. Lashkevich, E.V. Mikhailovskaya. *Phys. St. Sol. (b)*, **145**, 535 (1988).
- [9] M.G. Lisachenko, E.A. Konstantinova, P.K. Kashkarov, V.Yu. Timoshenko. *Phys. St. Sol. (a)*, **182**, 297 (2000).
- [10] A. Sarua, G. Gärtner, G. Irmer, J. Monecke, I.M. Tiginyanu, H.L. Hartnagel. *Phys. St. Sol. (a)*, **182**, 207 (2000).
- [11] M. Shinada, S. Sugano. *J. Phys. Soc. Japan*, **21** (10), 1936 (1966).
- [12] R. Del Sole, E. Tosatti. *Sol. St. Commun.*, **22** (5), 307 (1977).
- [13] С.И. Пекар. *УФН*, **1**, 17 (1953).
- [14] А.С. Давыдов, Э.Н. Мясников. *Экситоны в молекулярных кристаллах* (Киев, Наук. думка, 1973).
- [15] Y. Toyozawa. *J. Luminesc.*, **1**, 732 (1970).
- [16] H.L. Malm, R.R. Hearing. *Canad. J. Phys.*, **49**, 2970 (1971).
- [17] В.А. Зуев, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко. *Письма ЖЭТФ*, **20** (1), 3 (1974).
- [18] V.G. Litovchenko, V.A. Zuev, D.V. Korbutyak, G.A. Sukach. *Proc. 2nd Int. Conf. Solid Surf. (Kyoto, Japan)* [Japan. J. Appl. Phys., **32**, Suppl. 2–2, 421 (1974)].
- [19] В.А. Зуев, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко, Г.А. Сукач. *Изв. АН СССР. Сер. физ.*, **38** (6), 1291 (1974).
- [20] А.В. Дражан, В.А. Зуев, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко, Е.П. Мацас. *ФТП*, **11** (7), 1260 (1977).
- [21] В.А. Зуев, Д.В. Корбутяк, В.Г. Литовченко. *ФТП*, **8** (9), 1651 (1974).
- [22] А.А. Евтух, В.Г. Литовченко. *Оптоэлектрон. и полупроводн. техн.*, **5**, 3 (1984).
- [23] R. Fuchs, K.L. Kliewer. *Phys. Rev.*, **140**, A2076 (1965).
- [24] R. Englman, R. Ruppin. *J. Phys. Chem. Sol.*, **1**, 630 (1968).
- [25] В.В. Брыксин, Ю.А. Фирсов. *ФТТ*, **11**, 2167 (1969); *ФТТ*, **14**, 1148 (1968).
- [26] С.А. Klein. *Appl. Opt.*, **5**, 1922 (1966).
- [27] Н.Л. Дмитрук, В.И. Ляшенко, А.К. Терещенко. *УФЖ*, **17** (8), 1356 (1972).

Редактор Л.В. Шаронова

Surface influence on the exciton characteristics of semiconductors

V.G. Litovchenko, N.L. Dmitruk, D.V. Korbutyak, A.V. Sarikov

Institute of Semiconductor Physics,
National Academy of Sciences of Ukraine,
03028 Kiev, Ukraine

Abstract The paper presents results of an investigation on the influence of surface treatment on basic exciton characteristics in the sub-surface region of the semiconductor (for GaAs) and spatial distribution of the basic exciton characteristics (for CdS). On the grounds of an analysis of the experimental data, it has been shown that deposition of dielectric layers with smaller dielectric constants on the semiconductor surface leads to the enhancement of the exciton-phonon coupling and to the exciton binding energy rise. Occurrence on surface of a defect-enriched layer, of which the imperfection increases after certain surface treatments, results in decrease of the exciton binding energy alongside with the exciton-phonon coupling factor.