

$\nu = 1$) эти минимумы спиновой поляризации при $\nu = 4/3$ и $\nu = 2/3$ уширяются так, что значительная спиновая поляризация электронов остается лишь в узкой области факторов заполнения вблизи $\nu = 1$. Такое изменение спиновой поляризации в слабых полях может рассматриваться как проявление скирмионных возбуждений и указывает на то, что скирмионная модель может описывать основное состояние электронной системы лишь в случае сильно уменьшенной зеемановской энергии. Хорошо известно, что g -фактор электронов в GaAs может быть уменьшен вплоть до нуля гидростатическим сжатием, поэтому для дальнейшего исследования скирмионных эффектов требуются магнитооптические измерения под давлением, в которых плавное изменение электронного g -фактора могло бы позволить неограниченно увеличивать размер и эффективный спин скирмионов.

Работа была выполнена при поддержке программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант 1-062/3) и INTAS (грант 95-IN/RU-675).

Список литературы

1. Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **50** 1395 (1983)
2. Halperin B I *Helv. Phys. Acta* **56** 75 (1983)
3. Chakraborty T, Zhang F C *Phys. Rev. B* **29** 7032 (1984)
4. Zhang F C, Chakraborty T *Phys. Rev. B* **30** 7320 (1984)
5. Maksym P A *J. Phys.: Condens. Matter* **1** 6299 (1989)
6. Eisenstein J P et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 1540 (1989)
7. Clark R G et al. *Phys. Rev. Lett.* **62** 1536 (1989)
8. Sondhi S L et al. *Phys. Rev. B* **47** 16419 (1993)
9. Fertig H A et al. *Phys. Rev. B* **50** 11018 (1994)
10. Barrett S E, Pfeiffer L N, Tycko R *Phys. Rev. Lett.* **74** 5112 (1995)
11. Kukushkin I V et al. *Phys. Rev. B* **40** 7788 (1989)
12. Филин А И, Кукушкин И В *Письма в ЖЭТФ* **56** 160 (1992)
13. Kukushkin I V, Klitzing K, Eberl K *Phys. Rev. B* (in press)
14. Ebert G et al. *J. Phys. C* **16** 5441 (1983)

PACS numbers: 73.90.+f, 78.66.-w

Влияние перераспределения электрического поля на электронные и оптические свойства наноструктур

Н.А. Гиппиус, В.Д. Кулаковский,
С.Г. Тиходеев

1. Введение

В полупроводниковых наноструктурах типа сверхрешеток и квантовых ям на основе гетеропереходов GaAs/AlGaAs и InGaAs/GaAs определяющую роль играют эффекты, вызванные пространственной локализацией электронов и дырок [1]. Разница диэлектрических постоянных ввиду ее небольшой величины, как правило, не приводит к существенным эффектам (за исключением распределенных брэгговских зеркал и микрорезонаторов на их основе [2]). Однако существуют наноструктуры, в которых вариации диэлектрической проницаемости сильно влияют на их электронные и оптические свойства. Прежде всего — это сверхрешетки и квантовые ямы с сильно различающимися диэлектрическими проницаемостями слоев. Например, структуры на основе InGaN/GaN [3], GaAs/ZnSe [4], а также структуры полупроводник/диэлектрик (например, полупроводник/окисел [5]). Важная реализация таких наноструктур — полупроводниковые нанокристаллы [6] или квантовые нити [7] в

диэлектрической матрице, а также пористый кремний [8]. В случае приповерхностных квантовых ям [9] или получаемых из них методами нанолитографии открытых квантовых нитей и квантовых точек [10–12] весьма важную роль играет малость диэлектрической постоянной вакуума в сравнении с диэлектрической проницаемостью полупроводника. Во всех структурах такого типа разница в диэлектрических проницаемостях соседних участков наноструктуры приводит к перераспределению электрической компоненты локального электромагнитного поля (например, излучаемой или поглощаемой волны, поля, связывающего электрон и дырку в экситон, и т.д.). В настоящей работе будут проанализированы поляризационные свойства поглощения, излучения и рассеяния света анизотропными структурами типа полупроводниковых открытых квантовых нитей или несферических нанокристаллов в диэлектрической матрице, усиление экситонов за счет взаимодействия с зарядами изображений, поляритонные моды при учете нелокальности диэлектрической проницаемости.

Вследствие стандартных граничных условий для нормальных и тангенциальных компонент электрического поля,

$$\varepsilon_1 E_{1n} = \varepsilon_2 E_{2n}, \quad E_{1t} = E_{2t}, \quad (1)$$

электромагнитное поле в наноструктуре перераспределяется, если $E_n \neq 0$. Необходимость учета нелокальности отклика, а также сложной геометрической формы наноструктур, делает задачу теоретического анализа весьма сложной. Однако в ряде случаев, например для наноструктур с характерными размерами много меньше длины волны рассматриваемого света, или для экситонной проблемы (когда существен отклик на малых частотах и волновых векторах), в теоретическом рассмотрении можно ограничиться квазиэлектростатическим подходом.

2. Поляризация поглощения, фотолюминесценции и комбинационного рассеяния света в квантовых нитях

Сильная линейная поляризация фотолюминесценции из квантовых нитей, граничащих с вакуумом, была впервые обнаружена в работе [13]. Попытки объяснить ее анизотропией дипольного матричного элемента [14] оказались безуспешными: для реальных размеров нити рассчитанная степень линейной поляризации не превышала 5–10 %, тогда как в эксперименте она достигала значений вплоть до 60–70 % [15]. В то же время очевидно, что при перпендикулярной поляризации света, т. е. когда электрическая компонента волны нормальна к оси нити, а также при наличии разницы диэлектрических проницаемостей нити и окружения, электрическое поле становится неоднородным, ослабляясь внутри нити, где и локализованы интересующие нас переходы с поглощением, испусканием или рассеянием света. В результате локальное действующее электрическое поле волны в области перехода приобретает зависимость от ориентации относительно оси нити, а поглощение, излучение и рассеяние света происходят с разной вероятностью для поляризации вдоль и перпендикулярно нити [16]. Данный поляризационный эффект имеет ту же природу, что и хорошо известная зависимость вероятности спонтанного излучения молекулы от диэлектрической проницаемости окружающей среды [17] (см. также [18] и ссылки в ней).

Если поперечные размеры нити малы по сравнению с длиной волны света, распределение электрического поля внутри нити можно найти, решая электростатическое уравнение Пуассона $\nabla^2 E = 0$ с граничными условиями (1). При параллельной поляризации, очевидно, никакого перераспределения поля не возникает. Примеры распределений в случае перпендикулярной поляризации показаны на рис. 1 для двух квантовых нитей прямоугольного сечения с различным отношением высоты структуры h к ее ширине w . Если для простоты пренебречь анизотропией дипольного момента (в нитях на основе квантовых ям InGaAs это не приведет к ошибке больше, чем 5% [14]), то для коэффициента линейной поляризации поглощения или излучения получаем в дипольном приближении

$$\sigma \simeq \frac{\langle E_{\parallel} \rangle^2 - \langle E_{\perp} \rangle^2}{\langle E_{\parallel} \rangle^2 + \langle E_{\perp} \rangle^2}, \quad (2)$$

где E — это значение локального поля соответствующей поляризации, усредненное по волновым функциям локализованных в квантовой нити электронов и дырок. Из (2) и распределения электрического поля внутри нити (рис. 1) очевидно, что степень поляризации возрастает с ростом h/w и зависит от положения области локализации носителей внутри нити. Теоретически рассчитанные по формуле (2) зависимости для открытых нитей InGaAs/GaAs и InGaAs/InP находятся в прекрасном согласии с данными эксперимента [19] по линейной поляризации экситонной фотолюминесценции (см. рис. 2, где также показаны схематические разрезы исследованных структур).

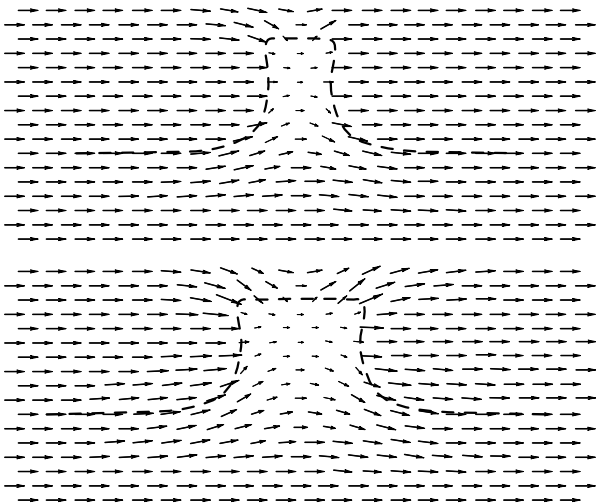


Рис. 1. Пространственное распределение электрического поля в открытой квантовой нити (из [19]).

В случае же комбинационного рассеяния света в нити в процессе участвуют два фотона, и в дипольном приближении вместо формулы (2) получаем [20]

$$\sigma_{\text{Raman}} \simeq \frac{\langle E_{\parallel} \rangle^4 - \langle E_{\perp} \rangle^4}{\langle E_{\parallel} \rangle^4 + \langle E_{\perp} \rangle^4}. \quad (3)$$

Следовательно, поляризационная зависимость комбинационного рассеяния должна быть еще более высокой, что соответствует результатам измерений [20] (рис. 3) на тех же структурах. Сильная линейная поляризованность

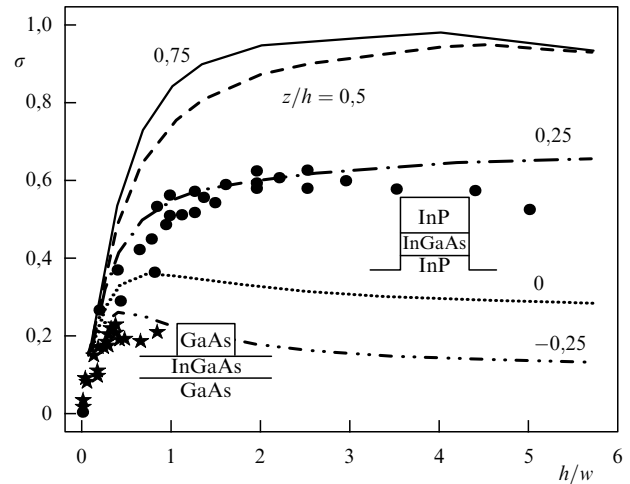


Рис. 2. Зависимость степени линейной поляризации фотолюминесценции в открытых квантовых нитях от отношения высоты к ширине структуры для разных положений области локализации носителей z : теория и эксперимент (из [19]). Схематические разрезы исследованных структур показаны рядом с соответствующими экспериментальными точками.

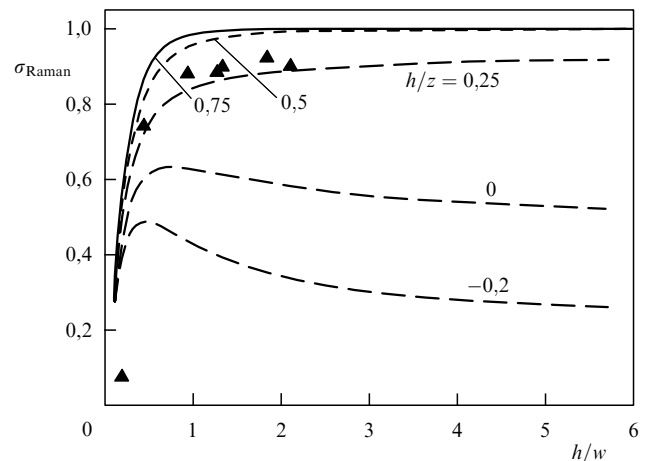


Рис. 3. Зависимость степени линейной поляризации комбинационного рассеяния в открытых квантовых нитях: теория и эксперимент (из [20]).

фотолюминесценции, по-видимому, аналогичной природы была обнаружена также в открытых нитях CdTe/ZnTe [11]. Подчеркнем, что данный эффект не связан с эффектом дифракционной решетки [21] и имеет место как для отдельных, так и для хаотически расположенных квантовых нитей при условии, что расстояние между нитями много больше w, h .

Добавим, что поляризационные явления данного типа должны наблюдаться, конечно, не только в квантовых нитях, но и в любой совокупности неизотропных полупроводниковых наноструктур в диэлектрической матрице. Этот эффект, в частности, может объяснить сильные поляризационные свойства фотолюминесценции [22] пористого кремния в предположении, что он состоит из несферических нанокристаллитов в диэлектрической матрице [23, 24]. В частности, в [24] было показано, что наблюдаемая экспериментально угловая зависимость интенсивности поляризованной фотолюминесценции связана с параметрами распределения нано-

кристаллитов в образце пористого кремния по форме и ориентации. Сравнение с экспериментом позволило частично восстановить функцию распределения нанокристаллитов.

Поляризационные эффекты обсуждаемого типа открывают возможность относительно просто и неразрушающим образом измерять геометрические параметры открытых наноструктур, что не всегда просто, особенно, если нужно определить область пространственной локализации исследуемого электронного переноса.

3. Диэлектрическое усиление экситонов

Энергия связи экситонов в полупроводниковых пленках и в квантовых ямах полупроводник/диэлектрик существенно превышает энергию связи трехмерных экситонов в соответствующих объемных полупроводниках. В таких системах, кроме эффекта размерного квантования, делающего экситон квазидвумерным (что, как известно, повышает энергию связи максимум¹ в 4 раза [1]) существенную роль в электронно-дырочном взаимодействии играют потенциалы изображений, возникающие благодаря сильному различию диэлектрических проницаемостей полупроводника и диэлектрика (или вакуума в случае полупроводниковых пленок). Они приводят к заметному увеличению притяжения между электроном и дыркой и, как следствие, к усилению экситонов (так называемому диэлектрическому конфайнменту, или диэлектрическому усилению экситонов) [26–28].

В полупроводниковых квантовых нитях и точках, окруженных диэлектриком, электрон и дырка оказываются связанными еще сильнее, так как диэлектрическое окружение в таких системах больше, чем в случае планарной ямы. Эффект диэлектрического усиления детально исследован теоретически для разнообразных типов структур (см., например, [29–38]). Экспериментально эффект изменения энергии связи наблюдался в тонких полупроводниковых (CdTe) пленках на диэлектрической подложке [39], однако детальное исследование было затруднено из-за сложности наблюдаемых спектров поглощения.

Позднее более подробные исследования были проведены на самоорганизующихся сверхрешетках полупроводник/диэлектрик на основе йодида свинца [40–43]. Семейство этих интеркаляционных структур, в которых различной формы слои йодида свинца (полупроводник) окружены различными органическими соединениями (диэлектрик), необычайно богато и содержит структуры типа сверхрешеток из квантовых ям, нитей и точек в диэлектрической матрице [44]. С увеличением степени пространственной локализации энергия связи экситонов в этих структурах нарастает от примерно 45 мэВ в чистом полупроводнике до 300 мэВ в квантовых ямах, 700 мэВ в квантовых нитях и более чем до 1 эВ в квантовых точках [44], причем в основном за счет эффекта диэлектрического окружения [37, 45]. Однако из-за малых размеров экситона (порядка трех межатомных расстояний) приближение Ванье–Мотта в таких структурах находится на границе применимости, и теоретические расчеты в рамках диэлектрической модели носят, по существу,

качественный характер. Добавим, что в последнее время было предложено много способов выращивать полупроводниковые квантовые нити хорошего качества в порах в диэлектрике: например, GaAs-нити внутри асбестовых нанотрубок [7] (теоретические расчеты параметров экситона в таких нитях см. в [45]).

Недавно было найдено, что для исследования эффекта диэлектрического усиления экситонов перспективными являются квантовые ямы InGaAs/GaAs, расположенные вблизи границы с вакуумом [46, 47]. Такая структура является простейшей реализацией системы, в которой диэлектрическая проницаемость в ближайшей окрестности экситона изменяется сильно, больше, чем на порядок величины. В работе [46] по спектрам фотолюминесценции и фотовозбуждения были измерены зависимости частот 1s- и 2s-экситонных переходов и диамагнитного коэффициента 1s-уровня от толщины разделяющего яму и вакуум барьерного слоя и найдено значительное усиление экситона при уменьшении толщины барьерного слоя, результаты находятся в хорошем количественном согласии с расчетами, учитывающими взаимодействие носителей с их изображениями. В работе [47] было теоретически и экспериментально исследовано поведение экситона в приповерхностной квантовой яме в перпендикулярном магнитном поле $B < 14$ Тл. Магнитное поле позволяет контролируемым образом управлять размером экситонных состояний и, следовательно, открывает возможность для количественного исследования эффекта диэлектрического усиления экситона.

Система с приповерхностной квантовой ямой оказалась очень удобной модельной системой как для наглядной демонстрации основных физических эффектов, приводящих к усилению экситона, так и для их детального экспериментального исследования. Диэлектрическое усиление энергии связи экситона можно трактовать как следствие добавочного притяжения электрона к изображению дырки и дырки к изображению электрона. (Напомним, что если заряд e находится в среде с диэлектрической проницаемостью ε вблизи плоской границы раздела со средой с показателем преломления ε_1 , то заряд изображения равен

$$e' = \frac{\varepsilon - \varepsilon_1}{\varepsilon + \varepsilon_1} e, \quad (4)$$

т.е. знак его совпадает со знаком заряда, если $\varepsilon > \varepsilon_1$.) С точки зрения положения экситонных линий в спектре поглощения, казалось бы, увеличение энергии связи должно приводить к красному сдвигу экситонных линий (т.е. к сдвигу в сторону уменьшения энергии экситонного перехода). Однако в действительности экситонные линии всегда должны сдвигаться в фиолетовую сторону! Это есть следствие того, что помимо притяжения электрона к изображению дырки и наоборот существует также и отталкивание электрона и дырки от своих собственных изображений (так называемый эффект самодействия [31]), причем, поскольку заряд всегда ближе к своему собственному изображению, чем к изображению любого другого заряда, отталкивание в целом превышает притяжение.

Модификация профилей одночастичных потенциалов приповерхностной квантовой ямы при учете сил самодействия схематически показана на рис. 4. На рисунке 5а показаны теоретически рассчитанные зависимости энергии перехода между несвязанными электронами и дыр-

¹ В одномерном случае кулоновская энергия связи бесконечна [25], поэтому в квазидвумерии эффекты пространственной локализации могут быть сильнее.

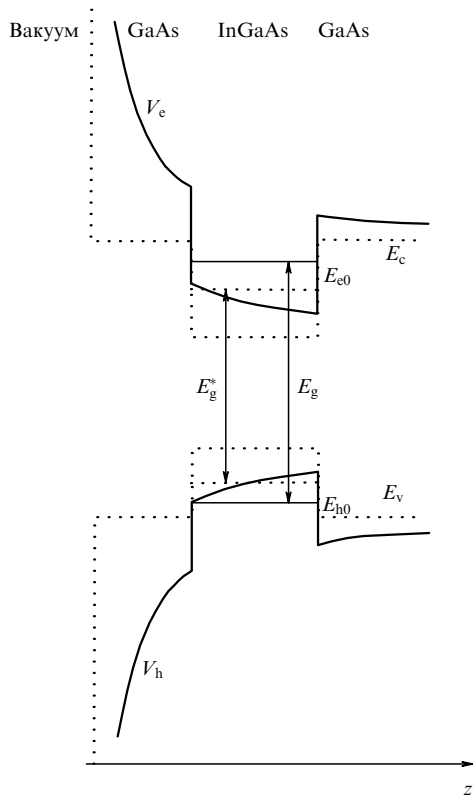


Рис. 4. Изменение локализирующих потенциалов и положения одночастичных уровней в приповерхностной квантовой яме с учетом (сплошные линии) и без учета (пунктир) самодействия (из [46]).

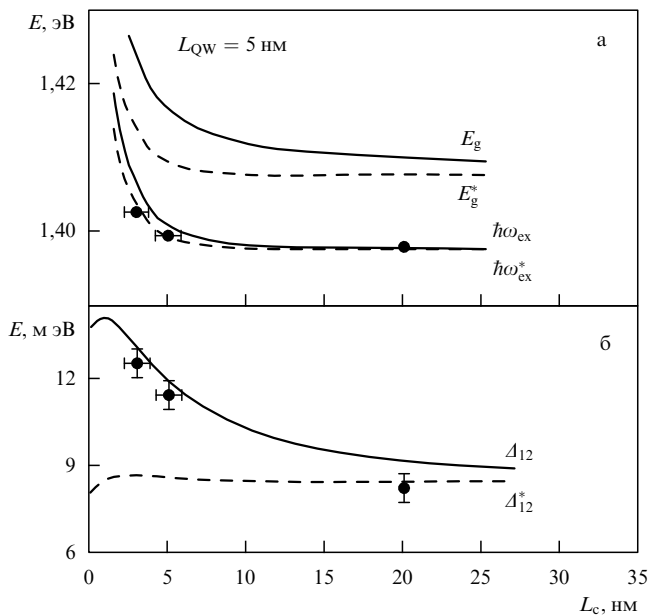


Рис. 5. Зависимости положения дна зоны, $E_g(E_g^*)$, и 1s-экситонных переходов, $\hbar\omega_{ex}(\hbar\omega_{ex}^*)$ (а), и расщепления между 1s- и 2s-уровнями, $\Delta_{12}(\Delta_{12}^*)$ (б), в приповерхностной квантовой яме InGaAs/GaAs от толщины барьерного слоя L_c между ямой и вакуумом: теория с учетом изображений — сплошные линии (без учета изображений — штрихи) и эксперимент — точки (из [46]).

ками (верхняя пара кривых) и 1s-экситонного перехода в приповерхностной квантовой яме InGaAs/GaAs при уменьшении толщины барьерного слоя, разделяющего

квантовую яму и вакуум (штриховыми линиями показаны зависимости, вычисленные без учета взаимодействия с зарядами изображений). Видно, что основной вклад в фиолетовый сдвиг энергии перехода между не связанными в экситон носителями вносит самодействие. Фиолетовый же сдвиг экситонного перехода оказывается в основном туннельного происхождения (т.е. обусловлен локализацией волновых функций высоким вакуумным потенциальным барьером). Электростатическое взаимодействие в силу электронейтральности экситона практически подавлено (остается лишь слабое дипольное отталкивание от поверхности раздела с вакуумом). Очевидно, что экспериментально идентифицировать эффект усиления экситона по сдвигу 1s-перехода практически невозможно (см. экспериментальные точки на рис. 5а), и нужно измерять непосредственно энергии связи экситонных уровней. Экспериментально, однако, проще определять расщепление между 1s- и 2s-линиями (так как энергию ионизации экситона практически идентифицировать трудно). Как показано на рис. 5б, это расщепление нарастает при уменьшении толщины барьерного слоя в основном вследствие диэлектрического усиления экситона. Как раз такого рода зависимость и подтверждается экспериментально (точки на рис. 5б).

4. Анизотропия поляритонных спектров отражения в слоистых структурах

Вблизи поляритонного резонанса в слоистых структурах полупроводник/диэлектрик существенную роль играет нелокальность отклика, связанная с пространственной локализацией экситонов в тонких (по сравнению с длиной волны света) полупроводниковых слоях. Поляризуемость системы может быть представлена в виде [48, 49]

$$\chi_{NL}(\mathbf{q}, \omega; z, z') = \chi^{ex}(\mathbf{q}, \omega) F(z) F(z'), \quad (5)$$

где экситонный формфактор $F(z) = \psi^e(z)\psi^h(z)$ есть произведение огибающих волновых функций электрона и дырки в экситоне, координата z направлена перпендикулярно слоям,

$$\chi^{ex}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{e^2 V_{cv}^2 \Phi(0)^2}{\omega^2} \frac{2\mathcal{E}_{ex}(\mathbf{q})}{\mathcal{E}_{ex}^2(\mathbf{q}) - (\hbar\omega)^2},$$

ω и \mathbf{q} — частота электромагнитной волны и волновой вектор в плоскости слоев, $\mathcal{E}_{ex}(\mathbf{q})$ — закон дисперсии экситона, V_{cv} — межзонный матричный элемент скорости. По мере приближения к поляритонному резонансу происходит дополнительное резонансное нарастание диэлектрической восприимчивости и, соответственно, усиление эффектов, связанных с перераспределением поля. Например, коэффициент отражения приобретает сильную зависимость от поляризации волны по отношению к слоям [50]. Такие зависимости были экспериментально найдены в соединениях йодида свинца [42], они удовлетворительно теоретически описываются [51] решениями уравнения Максвелла с восприимчивостью вида (5). В непосредственной близости к экситонному резонансу распределение поля сильно зависит от экситонного формфактора, что открывает [50] возможность исследовать форму волновых функций по эффектам типа резонансного комбинационного рассеяния.

5. Заключение

Таким образом, нами были рассмотрены эффекты, обусловленные разницей между диэлектрическими постоянными соседних частей наноструктур типа сверхрешеток, квантовых ям полупроводник/диэлектрик, приповерхностных полупроводниковых квантовых ям, открытых (т.е. свободно стоящих на поверхности полупроводника) квантовых нитей и точек. В структурах такого типа, благодаря разнице диэлектрических проницаемостей, возникает пространственное перераспределение электрического поля (например, электромагнитной волны, или поля, связывающего электрон и дырку в экситоне), что приводит к кардинальным изменениям оптических и электронных свойств данных наноструктур. Например, оно является причиной возникновения сильной линейной поляризации излучения, поглощения и комбинационного рассеяния в открытых квантовых нитях, приводит к так называемому диэлектрическому усилению экситонов в наноструктурах полупроводник/диэлектрик (вакуум), а также сильной анизотропии поляритонных спектров отражения.

Авторы выражают признательность А.Б. Дзюбенко, Л.В. Келдышу, Л.В. Кулику, Г.Н. Михайловой, Е.А. Мулярову, А.М. Прохорову, А.Л. Яблонскому, J.M. Calleja, A.L. Efros, A. Forchel, T. Ishihara, F. Koch, D. Kovalev, M. Rosen за сотрудничество и В.С. Багаеву, В.С. Днепровскому, Е.А. Жукову, В.В. Поборчому, А.П. Силину, Р.А. Сурысу, Н. Mariette за ценные обсуждения. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, государственной программой "Физика твердотельных наноструктур", а также INTAS (грант 94-2112).

Список литературы

- Esaki L, in *Heterojunctions and Semiconductor Superlattices* (Eds G Allan et al.) (Berlin: Springer-Verlag, 1986) p. 12; Bastard G *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (Les Ulis, France: Les Editions de Physique, 1988)
- Мы не рассматриваем здесь эти интересные и важные системы — см., например, в Weisbuch C et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3314 (1992); Weisbuch C J. *Crystal Growth* **138** 776 (1994); Ivchenko E I, Nesvizhskii A I, Jorda S *Superlattices and Microstructures* **16** 17 (1994); Koch S W, Jahnke F, Chow W W *Semicond. Sci. Technol.* **10** 739 (1995)
- Nakamura S et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 1868 (1995)
- Kumagai M, Takagahara T *Phys. Rev. B* **40** 12359 (1989); Reichow J et al. *J. Cryst. Growth* **131** 277 (1993); Funato M, Fujita Shizuo, Fujita Shigeo *Jpn. J. Appl. Phys.* **32** 3396 (1993)
- Aktsipetrov O A et al. *Surf. Sci.* **325** 343 (1995)
- Голубков В В, Екимов А И, Онущенко А А *Физ. хим. стекла* **6** 511 (1980); Эфрос Ал Л, Эфрос А Л *ФТТ* **16** 1209 (1982); Bawendi M G et al. *Phys. Rev. Lett.* **65** 1623 (1990); Ekimov A I, Efros A L, Onushchenko A A *Sol. St. Comm.* **88** 947 (1993)
- Poborchii V V, Ivanova M S, Salamatina I A *Superlattices and Microstructures* **16** 133 (1994); Dneprovskii V, Gushina N, Zhukov E *Phys. Lett. A* **204** 59 (1995)
- Canham L T *Appl. Phys. Lett.* **57** 1046 (1990)
- Dreybrodt J et al. *Phys. Rev. B* **48** 14741 (1993); **51** 4657 (1995); Emiliani V *Appl. Phys.* **75** 5114 (1994)
- Gréus C et al. *Appl. Phys. Lett.* **61** 1199 (1992); Ils P et al. *Appl. Phys. Lett.* **64** 496 (1994)
- Gourgon C et al. *J. Cryst. Growth* **138** 590 (1994)
- Gourgon C et al. *Appl. Phys. Lett.* **66** 1635 (1995)
- Kohl M et al. *Phys. Rev. Lett.* **63** 2124 (1989)
- Bockelmann U, Bastard G *Phys. Rev. B* **45** 1688 (1992)
- Greus Ch et al. *J. de Phys. IV* **3** 139 (1993)
- Гиппиус Н А и др. *Письма в ЖЭТФ* **59** 527 (1994); Gippius N A et al. *Superlattices and Microstructures* **16** 165 (1994)
- Lukosz W, Kunz R E J. *Opt. Soc. Am.* **67** 1607 (1977)
- Lavallard P, Rosenbauer M, Gacoin T *Phys. Rev. A* **54** 5450 (1996)
- Ils P et al. *Phys. Rev. B* **51** 4272 (1995)
- Gippius N A et al. *Phys. Stat. Sol. (b)* **188** 269 (1995); Rubio J et al. *Solid-State Electron.* **40** 707 (1996)
- Bockelmann U *Europhys. Lett.* **16** 601 (1991)
- Андрианов А В и др. *Письма в ЖЭТФ* **58** 427 (1993)
- Lavallard P, Suris R A *Sol. St. Comm.* **95** 267 (1995)
- Kovalev D et al. *Appl. Phys. Lett.* **67** 1585 (1995)
- Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика. Нерелятивистская теория* (М.: Наука, 1989)
- Рытова Н С *Докл. АН СССР* **63** 1118 (1965)
- Чаплик А В, Энтин М В *ЖЭТФ* **61** 2496 (1971)
- Келдыш Л В *Письма в ЖЭТФ* **29** 716 (1979)
- Бабиченко В С, Келдыш Л В, Силин А П *ФТТ* **22** 1238 (1980)
- Guseinov R R *Phys. Stat. Sol. (b)* **125** 237 (1984)
- Fomin V M, Pokatilov E P *Phys. Stat. Sol. (b)* **136** 187 (1986)
- Андрюшин Е А, Силин А П *ФТТ* **30** 3253 (1988)
- Hanamura E et al. *Mater. Sci. Eng. B* **1** 255 (1988)
- Tran Thoai D B et al. *Phys. Rev. B* **42** 5906 (1990)
- Wendler L, Hartwig B J. *Phys.: Condens. Matter* **3** 9907 (1991)
- Takagahara T *Phys. Rev. B* **47** 4569 (1993)
- Muljarov E A et al. *Phys. Rev. B* **51** 14370 (1995)
- Андрюшин Е А, Силин А П *ФТТ* **35** 1947 (1993)
- Бабаев Н А и др. *Письма в ЖЭТФ* **40** 190 (1984)
- Нарапетян С С и др. *Журн. неорганической химии* **33** 2806 (1988)
- Ishihara T, Takahashi J, Goto T *Sol. St. Comm.* **69** 933 (1989)
- Ishihara T, Takahashi J, Goto T *Phys. Rev. B* **42** 11099 (1990)
- Hong X, Ishihara T, Nurmikko A V *Phys. Rev. B* **45** 6961 (1992)
- Ishihara T J. *of Luminescence* **60–61** 269 (1994)
- Муляров Е А, Тиходеев С Г *ЖЭТФ* **111** 274 (1997)
- Kulik L V et al. *Phys. Rev. B* **54** R2335 (1996)
- Яблонский А Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **64** 47 (1996)
- Keldysh L V *Superlattices and Microstructures* **4** 637 (1988)
- Ивченко Е Л, Кавокин А В *ФТТ* **34** 1815 (1992)
- Gippius N A, Tikhodeev S G, Keldysh L V *Superlattices and Microstructures* **15** 479 (1994)
- Gippius N A, Muljarov E A, Tikhodeev S G *Phys. St. Sol. (b)* **188** 57 (1995)

PACS number: 73.20.Dx

Зависимость от импульса размерности электронных состояний в гетероструктурах

В.В. Капаев, Ю.В. Копаев, И.В. Токатлы

1. Для описания электронных свойств квантовых ям и проволок используется метод огибающих волновых функций, в котором в области каждого вещества влияние его периодического потенциала сводится к подстановке эффективной массы в операторе кинетической энергии, а изменения законов дисперсии на гетерогранице играют роль эффективных потенциалов.

Для квантовых ям компоненты волновых векторов (k_z, k_y) вдоль слоев сохраняются. Из-за несовпадения компонент эффективных масс контактирующих веществ эффективные потенциалы будут зависеть от k_x, k_y . Это может даже приводить к изменению знака эффективного потенциала, т.е. к превращению потенциальной ямы в барьер и наоборот.

2. Волновую функцию квантовых ям можно представить в виде

$$\psi(x, y, z) = Z(z) \exp(ik\rho),$$

где z — координата в направлении оси роста, ρ — в плоскости слоев, $k = (k_x^2 + k_y^2)^{1/2}$. Уравнение Шрёдингера для $Z(z)$ в случае изотропных масс в каждом из слоев, формирующих гетероструктуру, имеет вид

$$Z''(z) + \frac{2m_n}{\hbar^2} \left(E - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n} - U_n \right) Z(z) = 0, \quad (1)$$