

ЛИНЕЙНОЕ И НЕЛИНЕЙНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ ЭКСИТОНОВ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КВАНТОВЫХ НИТЯХ, КРИСТАЛЛИЗОВАННЫХ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ МАТРИЦЕ

В. С. Днепровский, Е. А. Жуков

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119899, Москва, Россия*

*Е. А. Муляров, С. Г. Тиходеев**

*Институт общей физики Российской академии наук
117942, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 21 января 1998 г.

Измерены спектры линейного и нелинейного поглощения полупроводниковых квантовых нитей GaAs и CdSe, кристаллизованных в прозрачной диэлектрической матрице (внутри хризотил-асбестовых нанотрубок). Их особенности объяснены экситонными переходами и заполнением фазового пространства экситонов в квантовых нитях. Развита теоретическая модель позволяет рассчитать энергии экситонных переходов и получить количественное согласие с экспериментом. Рассчитанные значения энергии связи экситонов в квантовых нитях превышают в десятки раз соответствующие значения для объемных полупроводников. Увеличение энергии связи экситонов объясняется не только размерным квантованием, но и «диэлектрическим усилением экситонов» — увеличением притяжения между электроном и дыркой из-за большого различия диэлектрических проницаемостей полупроводника и диэлектрической матрицы.

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы полупроводниковые структуры, в которых движение носителей возможно только в одном направлении, — квантовые нити — привлекают внимание исследователей не только интересными свойствами, но и возможностью их применения в электронике и оптоэлектронике. При переходе от двумерных систем со ступенчатой электронной плотностью состояний к одномерным в плотности состояний возникают узкие максимумы. Дополнительные квантовые ограничения приводят к сужению спектра усиления и к большим значениям дифференциального усиления [1], к увеличению энергии связи экситонов и лазерной генерации на экситонном переходе [2], к большим оптическим нелинейностям [3]. Таким образом, применение квантовых нитей может улучшить характеристики лазеров (снизить порог генерации, увеличить полосу модуляции, уменьшить влияние изменения температуры на характеристики лазера), транзисторов (повысить подвижность носителей), оптических переключателей (понизить значения энергии, затрачиваемые на переключение, и уменьшить времена переключения).

В настоящей работе приведены результаты измерения линейного поглощения в квантовых нитях GaAs и CdSe, кристаллизованных в прозрачной матрице, и нелиней-

* E-mail: tikh@gpi.ru

ного поглощения при возбуждении образцов мощными пикосекундными импульсами лазера. Наблюдаемые особенности спектра линейного поглощения можно объяснить экситонными переходами. Энергии экситонных переходов, рассчитанные в рамках вариационной модели (с учетом потенциалов изображений и размерного квантования электронов и дырок), совпадают с измеренными. Благодаря эффекту диэлектрического усиления [4, 5] энергии связи экситонов достигают больших значений (более 100 мэВ). Анализируются физические процессы, приводящие к нелинейному изменению поглощения: заполнение фазового пространства экситонов, экранирование экситонов, перенормировка и заполнение состояний одномерных зон электронов и дырок при возбуждении плазмы высокой плотности.

2. СХЕМА И РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Существуют различные методы получения полупроводниковых квантовых нитей: использование молекулярно-лучевой эпитаксии или роста из газовой фазы с использованием металлоорганических соединений на специально приготовленных подложках, травление двумерной структуры, скалывание двумерной структуры перпендикулярно поверхности с последующим продолжением процесса молекулярно-лучевой эпитаксии на поверхности скола (Т-образные квантовые нити) и т. д. [6]. Однако эти методы не позволяют приготовить образцы, размеры и плотность квантовых нитей в которых позволяют измерить спектры их линейного и нелинейного поглощения без применения оптического микроскопа ближнего поля. Мы использовали образцы, приготовленные другим способом [7]: расплавленный полупроводниковый материал был инжесктирован и кристаллизован в полых цилиндрических каналах нанометровых размеров хризотил-асбестовых трубок. Размеры образцов и большая плотность кристаллизованных квантовых нитей позволяют измерить как линейное, так и нелинейное поглощение. Образцы представляют собой плотно упакованные регулярные структуры параллельных нанотрубок из хризотил-асбеста с внешним диаметром нанотрубок около 30 нм, заполненные кристаллическими нитями GaAs или CdSe. Внутренние диаметры хризотил-асбестовых нанотрубок были измерены с помощью электронного микроскопа высокого разрешения¹⁾. Образцы, в которых были кристаллизованы GaAs и CdSe, состояли из нанотрубок двух типов, большинство из которых имели внутренний диаметр 4.8 нм; диаметр остальных нанотрубок был около 6 нм.

Квантовые нити возбуждались ультракороткими импульсами (длительностью около 20 пс) второй гармоники (2.33 эВ) Nd:YAG-лазера, работающего в режиме синхронизации мод. Интенсивность накачки достигала 100 МВт/см². Возбуждающий луч лазера, поляризованный параллельно квантовым нитям, направлялся перпендикулярно поверхности образца и фокусировался в пятно диаметром 200 мкм. Центральная часть области возбуждения зондировалась сфокусированным пучком «белого» света. Для получения ультракороткого зондирующего импульса белого света часть излучения лазера на основной частоте направлялась в кювету, заполненную тяжелой водой. Оптическая линия задержки позволяла задерживать зондирующий импульс относительно возбуждающего и измерять кинетические свойства индуцированного изменения поглощения. Спектр зондирующего импульса («пикосекундный континуум») регистрировался одно-

¹⁾ Измерения проведены Н. А. Киселевым и Д. Н. Захаровым (Институт кристаллографии РАН).

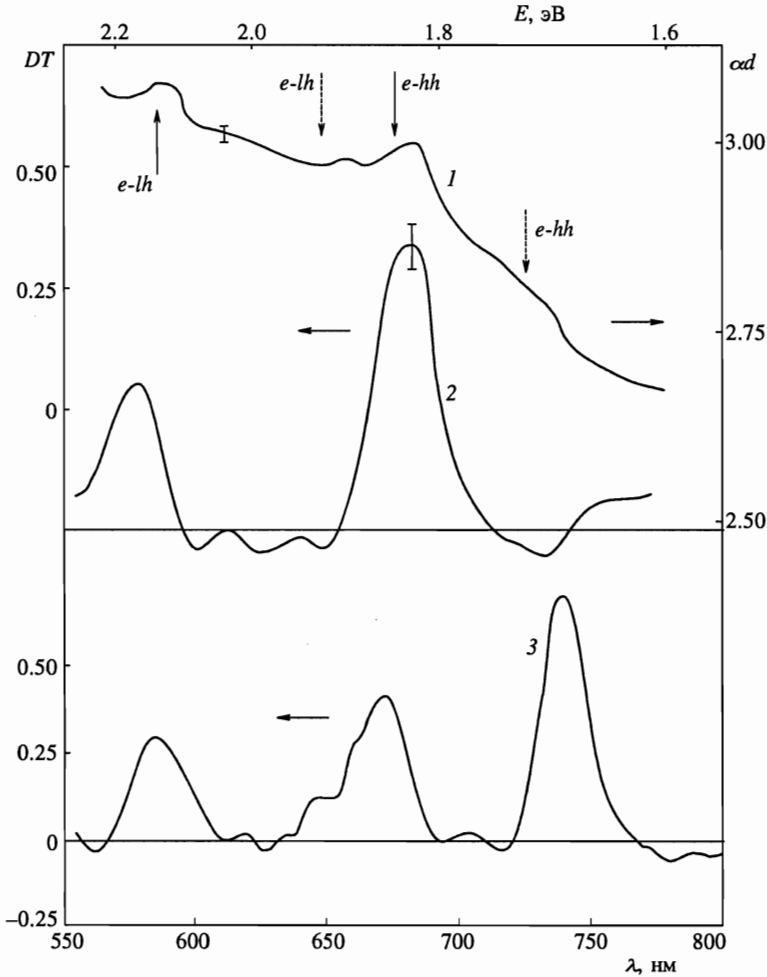


Рис. 1. Спектры линейного поглощения (1) и дифференциального пропускания при нулевой задержке между импульсом накачки и зондирующим импульсом (2, 3) для разных областей образца из квантовых нитей GaAs, кристаллизованных внутри хризотил-асбестовых нанотрубок. Сплошными и штриховыми стрелками показаны теоретические значения энергии экситонных переходов в квантовых нитях диаметром 4.8 нм и 6 нм соответственно

временно как перед образцом, так и за образцом с помощью многоканального оптического анализатора OVA-284.

В экспериментах измерялось дифференциальное пропускание:

$$DT(\lambda) = \frac{T(\lambda) - T_0(\lambda)}{T_0(\lambda)}, \tag{1}$$

где $T(\lambda)$ и $T_0(\lambda)$ — спектры пропускания возбужденного и невозбужденного образца.

Спектры линейного поглощения и дифференциального пропускания квантовых нитей GaAs, кристаллизованного в хризотил-асбестовых нанотрубках, приведены на рис. 1. Следует отметить особенности спектра линейного поглощения (рис. 1, кривая

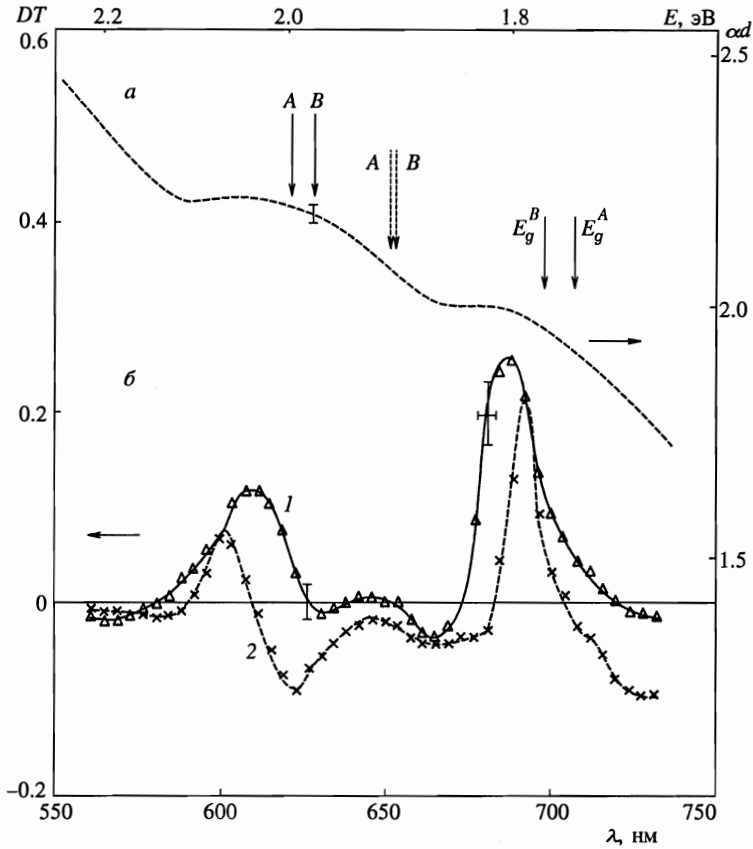


Рис. 2. Спектры линейного поглощения (а) и дифференциального пропускания (б) (при нулевой задержке (1) и задержке в 7 пс (2) между импульсом накачки и зондирующим импульсом) квантовых нитей CdSe, кристаллизованных внутри хризотил-асбестовых нанотрубок. Сплошными и штриховыми стрелками показаны теоретические значения энергии экситонных переходов в квантовых нитях диаметром 4.8 нм и 6 нм соответственно

1): «холмы» с максимумами в окрестности 1.82 эВ, 1.89 эВ и 2.11 эВ и «плечо» 1.69 эВ на фоне монотонно увеличивающегося с уменьшением длины волны поглощения. Положение полос просветления в спектрах дифференциального пропускания совпадает с соответствующими холмами и плечом спектра линейного поглощения. Индуцированные полосы просветления 1.84 эВ и 2.14 эВ (рис. 1, кривая 2) исчезали через 50 пс. Более короткое время релаксации полосы 1.68 эВ не могло быть измерено из-за недостаточного временного разрешения нашей установки. Следует отметить, что низкочастотная полоса (1.68 эВ) была зарегистрирована (рис. 1, кривая 3) только для некоторых областей образцов (при сканировании зондирующего и возбуждающего пучков по поверхности образцов). Для большей части образца спектр дифференциального пропускания имел вид кривой 2 на рис. 1.

Для образцов с квантовыми нитями из CdSe, кристаллизованными в хризотил-асбестовых нанотрубках, спектры линейного поглощения и дифференциального про-

пускания приведены на рис. 2. На фоне монотонно увеличивающегося с уменьшением длины волны поглощения видны «холмы» — широкие полосы: коротковолновая широкая полоса 1.98 ± 0.08 эВ и длинноволновая полоса в окрестности 1.8 эВ. Положение индуцированных полос просветления в спектре дифференциального пропускания при отсутствии задержки между возбуждающим и зондирующим импульсами совпадает с соответствующими холмами в спектре линейного поглощения.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Для теоретического описания особенностей линейного спектра поглощения в квантовых нитях мы используем модель экситона Ванье, локализованного в тонкой цилиндрической полупроводниковой нити внутри диэлектрической матрицы [8]. В такой системе в условиях большого различия (в 5–6 раз) диэлектрических проницаемостей полупроводника и диэлектрика помимо сильного размерного квантования, определяющего квазиодномерный характер экситона, существенную роль играют потенциалы изображений. Они приводят как к эффекту диэлектрического усиления [4, 5] (энергия связи экситона возрастает в десятки раз), так и к перенормировке локализующих потенциалов квантовых нитей благодаря возникновению дополнительных потенциалов самодействия [9].

Расстояние между уровнями размерного квантования в GaAs (CdSe) квантовых нитях составляет от 100 мэВ для тяжелых дырок (дырочных подзон *A* и *B*) до сотен мэВ для легких дырок и электронов. Эти величины сравнимы или превышают вычисленные значения энергий связи экситонов (см. таблицу) и намного превышают кулоновскую корреляционную энергию между уровнями размерного квантования. Это позволяет отделить движение носителей в локализующем потенциале перпендикулярно оси квантовой нити от относительного движения электрона и дырки вдоль оси квантовой нити. Особенности сложной валентной зоны GaAs (CdSe) и гибридизация подзон легких и тяжелых дырок (подзон *A* и *B*) в условиях наложения локализующего потенциала требует специального рассмотрения (см., например, в [10]). Однако сильное размерное квантование снимает вырождение (квазивырождение), и подзоны дырок оказываются сильно расщепленными (сохраняя анизотропию). Эффекты непараболичности зон при этом уменьшаются, что позволяет пренебречь перенормировкой эффективных масс дырок по мере расщепления валентной зоны и использовать табличные значения масс [11] при комнатной температуре. Таким образом, в развитой теоретической модели возникают экситоны двух типов. В квантовых нитях GaAs возникают *e-hh*-экситоны, образованные дырками, легкими в направлении оси нити и тяжелыми в плоскости квантования, и *e-lh*-экситоны, образованные дырками, тяжелыми в направлении оси нити и легкими в плоскости квантования. В квантовых нитях CdSe это экситоны, образованные из дырочных подзон *A* и *B*.

Отметим, что двумерные локализующие потенциалы для электронов и для дырок учитывают, как и в работе [9], потенциалы самодействия зарядов²⁾. Потенциалы самодействия существенным образом модифицируют форму квантовой ямы, делая ее менее

²⁾ Потенциалы самодействия в квантовых нитях мы выводим из формулы для электростатического потенциала зарядов внутри квантовых нитей, см. Приложение к работе [8]. Отметим, что в формулах (П.2) и (П.5) надо опустить ошибочный множитель $(-1)^n$. (Этот множитель не влияет на результаты работы [8], но в данном случае существен.)

Значения рассчитанных параметров экситонов в квантовых нитях GaAs и CdSe, кристаллизованных в хризотил-асбестовых нанотрубках, и экспериментальные значения энергии экситонных переходов (обозначения приведены в тексте)

Тип нити и экситона	Параметры модели [10]							Теория				Эксперимент
	$\frac{m_{\perp e}}{m_0}$	$\frac{m_{\perp h}}{m_0}$	$\frac{\mu}{m_0}$	E_g^0 , эВ	ϵ_{∞}^w	ϵ_{∞}^b	d , нм	E_b , мэВ	E_g , эВ	L_{ex} , нм	E_{ex} , эВ	E_{ex} , эВ
GaAs $e-hh$	0.067	0.50	0.034	1.426	10.9	2.2	4.8	160	2.000	7.5	1.840	1.82±0.04
							6.0	133	1.843	8.8	1.710	1.69±0.04
GaAs $e-lh$	0.067	0.068	0.059	1.426	10.9	2.2	4.8	165	2.284	6.9	2.118	2.11±0.05
							6.0	137	2.047	8.2	1.910	1.89±0.05
CdSe A	0.12	0.45	0.107	1.751	5.8	2.2	4.8	196	2.188	5.6	1.992	1.98±0.08
							6.0	161	2.066	6.8	1.905	
CdSe B	0.12	0.9	0.107	1.771	5.8	2.2	4.8	198	2.173	5.6	1.975	
							6.0	163	2.063	6.7	1.900	

глубокой, что в первую очередь отражается на величине перенормированной ширины запрещенной зоны полупроводника и, как следствие, на положении экситонного пика.

Параметры экситона — энергию связи, волновую функцию и средний линейный размер в направлении оси квантовой нити — мы находим из вариационного расчета [8], в котором учтены вклады потенциалов изображений в кулоновскую энергию электронно-дырочного взаимодействия, усредненную по волновым функциям поперечного движения носителей.

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как показано в работах [12, 13], в отличие от трехмерных и двумерных систем в квазиодномерной системе доминируют экситонные переходы — проявляется аномально большая концентрация силы осциллятора на частотах экситонных переходов. Однако в линейных спектрах образцов хризотил-асбеста, в которых кристаллизованы GaAs (рис. 1, кривая 1) и CdSe (рис. 2а), наблюдается также и поглощение, монотонно увеличивающееся с ростом энергии фотона. По-видимому, некоторая часть полупроводникового материала кристаллизуется между отдельными группами хризотил-асбестовых нанотрубок в виде относительно больших микрокристаллов. Межзонное поглощение объемного полупроводника (микрокристаллов, в которых не проявляется размерное квантование) может приводить к монотонному вкладу в линейное поглощение образцов.

Это подтверждается результатами измерения дифференциального пропускания образцов CdSe в хризотил-асбесте (рис. 2б), в которых наряду с нелинейным поглощением квантовых нитей из CdSe регистрируется также нелинейное изменение пропускания в области края поглощения объемного CdSe (в окрестности 700 нм)³⁾. Полоса 1.79 эВ в спектре дифференциального пропускания отвечает переходам в объемном полупроводнике CdSe, а ее голубой сдвиг и просветление при увеличении уровня возбуждения можно объяснить перенормировкой ширины запрещенной зоны полупроводника и заполнением зон электронов и дырок, эффектами кулоновского экранирования и заполнения фазового пространства экситонов (см., например, [14, 15]). Дифференциальные спектры пропускания возбужденных образцов позволяют выделить нелинейное поглощение в квантовых нитях, связанное с «насыщением» экситонных переходов (см. ниже). По-видимому, при возбуждении образцов изменение поглощения объемного полупроводника происходит только в области края поглощения после быстрой (менее 10^{-11} с) релаксации носителей на дно зон, а появление дискретных полос просветления в спектрах дифференциального пропускания в диапазоне 1.6–2.2 эВ для GaAs и 1.9–2.1 эВ для CdSe связано только с изменением поглощения в наноструктурах. Таким образом, в спектрах дифференциального пропускания удается исключить фон, обусловленный поглощением объемного полупроводника.

В соответствии с предложенной теоретической моделью (см. выше) мы связываем особенности спектров линейного поглощения и полосы просветления 2.14 эВ, 1.84 эВ и 1.68 эВ на рис. 1 (2.03 эВ, рис. 2) в спектрах дифференциального пропускания образцов, содержащих квантовые нити GaAs (CdSe), с линейным и нелинейным поглощением света экситонами $e - \hbar h$ и $e - lh$ (A- и B-экситонами) в квантовых нитях со средним диаметром 4.8 нм и 6 нм. В таблице приведены результаты расчета энергии связи E_b и средней длины экситона L_{ex} в квантовых нитях, положения экситонных пиков в спектре линейного поглощения E_{ex} и для сравнения их экспериментальные значения, а также значения параметров структур, используемые в расчетах: диаметр квантовой нити d , эффективные массы электронов и дырок в плоскости размерного квантования $m_{\perp e, h}$, приведенная масса экситона μ ($\mu^{-1} = m_{\parallel e}^{-1} + m_{\parallel h}^{-1}$), высокочастотные⁴⁾ диэлектрические проницаемости полупроводника и диэлектрика $\epsilon_{\infty}^{w, b}$, ширины щелей объемного полупроводника E_g^0 и перенормированной за счет размерного квантования E_g . Величины барьеров для электрона и для дырки мы считаем равными и вычисляем их исходя из значения 4 эВ для ширины щели в хризотил-асбесте. Для простоты мы используем те же эффективные массы носителей в диэлектрике, что и в полупроводнике, так как их вариации в разумных пределах приводят к изменениям в расчетах E_g на 10–50 мэВ, что меньше экспериментально наблюдаемых уширений линий в спектрах. Заметим также, что средний диаметр локализованных электронов и дырок оказывается существенно меньше d и составляет согласно расчетам примерно 2–3 нм.

Как видно из таблицы, размерное квантование и электростатический эффект самодействия в столь узких квантовых нитях приводят к существенной перенормировке

³⁾ Ограниченность спектрального диапазона используемого нами многоканального оптического анализатора OVA-284 не позволила, однако, зарегистрировать аналогичные особенности в спектрах образцов GaAs (край поглощения объемного GaAs расположен в окрестности 860 нм).

⁴⁾ Мы используем в расчетах значения высокочастотных диэлектрических проницаемостей вдали от фононного резонанса, поскольку энергия связи экситона во много раз превышает энергию оптического фотона.

ширины запрещенной зоны полупроводника, а эффект диэлектрического усиления — к весьма большим значениям энергии связи экситонов. Последние во много раз превышают значение энергии связи экситонов в GaAs квантовых нитях, образованных пересечением двух GaAs/GaAlAs квантовых ям шириной 7 нм (Т-образные квантовые нити, $E_b = 17$ мэВ) [3].

Результаты расчетов, хорошо описывающие спектры линейного поглощения, позволяют также проанализировать особенности нелинейных спектров. Так, спектр дифференциального пропускания 2, приведенный на рис. 1, типичен для большинства областей образцов с квантовыми нитями GaAs, содержащих преимущественно квантовые нити диаметром 4.8 нм, в то время как спектр 3 на рис. 1 получен лишь для некоторых частей образцов, содержащих, по-видимому, сравнимое число квантовых нитей обоих диаметров. Это связано как с неравномерным распределением в образцах нанотрубок с внутренними диаметрами 4.8 нм и 6 нм, так и с преобладанием в образцах квантовых нитей меньшего диаметра. Аналогичная картина характерна и для образцов с CdSe. В последних, однако, ввиду меньшего различия эффективных масс дырочных А- и В-подзон и их малого исходного расщепления энергии переходов А- и В-экситонов близки (расстояние между ними лежит в пределах уширения линий спектра), что приводит к их объединению в более широкие экситонные полосы спектров (рис. 2).

По мере увеличения уровня оптического возбуждения в квантовых нитях различные нелинейные процессы начинают сосуществовать и конкурировать друг с другом: эффекты заполнения фазового пространства и экранирования экситонов, заполнение зон электронов и дырок и перенормировка ширины одномерной запрещенной зоны [16]. Возбуждение экситонов и плазмы высокой плотности приводит к просветлению экситонной полосы поглощения (кривые 2, 3 на рис. 1, рис. 2б и 3), так как уменьшается электронно-дырочное притяжение из-за эффектов экранирования и заполнения фазового пространства. Эффект заполнения фазового пространства возникает из-за того, что экситоны состоят из электронов и дырок, подчиняющихся принципу Паули. Только электронно-дырочные состояния, не занятые электронами и дырками, могут быть использованы для создания экситонов. Экранирование приводит к пространственному перераспределению электронов и дырок. Этот процесс, подавленный в квазиодномерной структуре, может быть существенно усилен при наличии зарядов изображений. Оба эффекта — заполнение фазового пространства экситонов и кулоновское экранирование — способствуют сдвигу экситонной полосы в коротковолновую область. С другой стороны, перенормировка ширины запрещенной зоны, которая возникает при большой плотности возбужденных лазером неравновесных носителей (в наших экспериментах она достигала 10^7 см⁻¹), приводит к длинноволновым сдвигам экситонной линии поглощения.

Как видно из рис. 3, полоса 1.84 эВ спектра дифференциального пропускания образцов с GaAs уширяется — низкочастотный край сдвигается в длинноволновую область спектра при увеличении уровня возбуждения (сравниваются спектры, полученные при разных задержках между зондирующим и возбуждающим импульсами света). Величины длинноволновых сдвигов зависят от величины задержки и достигают максимума при нулевой задержке (при максимальной плотности возбужденной плазмы). Таким образом, явление перенормировки ширины одномерной запрещенной зоны оказывается доминирующим.

Обнаруженное индуцированное просветление в квантовых нитях из GaAs, кристаллизованных в хризотил-асбестовых нанотрубках, (полоса просветления 1.84 эВ)

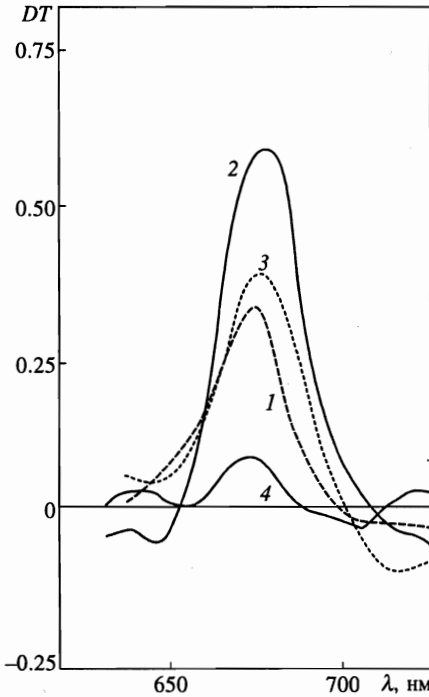


Рис. 3. Спектры дифференциального пропускания GaAs квантовых нитей (вблизи полосы поглощения 1.84 эВ) при различных задержках между импульсом накачки и зондирующим импульсом: 13 пс (1), 0 (2), 20 пс (3), 50 пс (4)

позволяет для используемых образцов оценить значение кубической нелинейной восприимчивости⁵⁾ $\chi^{(3)}$ [17]:

$$\text{Im}\chi^{(3)} = \frac{c^2 n_0^2 \Delta\alpha(\omega)}{8\pi^2 \omega I(\omega)}, \tag{2}$$

где $\Delta\alpha$ — изменение коэффициента поглощения при возбуждении образца резонансным монохроматическим полем интенсивности $I(\omega)$, n_0 — линейный коэффициент преломления. Для квазистационарного возбуждения интенсивность $I(\omega)$ может быть выражена через число фотовозбужденных экситонов n_e в одной квантовой нити:

$$I(\omega) = \frac{n_e N l \hbar \omega}{(1 - T_0(\omega) - r)\tau}, \tag{3}$$

где N — концентрация квантовых нитей в хризотил-асбестовой матрице, τ — время рекомбинации фотовозбужденных экситонов, T_0 и r — линейное пропускание и отра-

⁵⁾ Рассматриваются так называемые сильные (резонансные) динамические (инерционные) нелинейности, возникающие при поглощении света в полупроводниковых наноструктурах [18]. В отличие от так называемых «классических» нелинейностей в прозрачных средах, сильные нелинейности возникают при возбуждении квазичастиц (электронов, дырок, экситонов и т. д.) большой плотности. Время релаксации сильных нелинейностей определяется временем жизни неравновесных квазичастиц. В 1926 г. С. И. Вавилов и В. Л. Левшин обнаружили в урановом стекле при его резонансном возбуждении сильную оптическую нелинейность [19], связанную с насыщением оптического перехода (насыщение двухуровневой системы).

жение образца, l — его толщина. Спектр $\Delta\alpha$ может быть определен из соответствующего спектра $DT(\lambda)$:

$$\Delta\alpha = -\ln(1 + DT)/l. \quad (4)$$

После подстановки в (2) максимального значения $\Delta\alpha$ на частоте экситонного перехода (полоса 1.84 эВ) и измеренного времени релаксации индуцированного изменения поглощения получаем $\text{Im}\chi^{(3)} \approx -4 \cdot 10^{-8}$ СГС (время релаксации около 30 пс). Это значение динамической нелинейности на 4–5 порядков превышает значение классических безынерционных нелинейностей. Следует отметить, что нелинейность при этом релаксирует достаточно быстро.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Особенности спектров линейного и нелинейного поглощения полупроводниковых квантовых нитей GaAs и CdSe, кристаллизованных в диэлектрических нанотрубках, объяснены экситонными переходами и их «насыщением» (явлением заполнения фазового пространства и экранированием экситонов).

Благодаря эффекту диэлектрического усиления наблюдается значительное (превышающее 100 мэВ) увеличение энергии связи экситонов в исследуемых системах. Полученные теоретически значения энергии экситонных переходов в квантовых нитях хорошо описывают особенности спектров линейного поглощения.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 96-2-17339, 97-2-17600), программами «Физика твердотельных наноструктур» (гранты 97-1083, 97-1072) и «Материалы электронной техники». Авторы благодарны В. В. Поборчому и С. Г. Романову за предоставленные образцы, Н. А. Киселеву и Д. Н. Захарову за измерения на электронном микроскопе и Р. Циммерманну за критические замечания.

Литература

1. Y. Arakawa and A. Yariv, IEEE J. Quantum Electron. **22**, 1887 (1986).
2. W. Weigscheider, L. N. Pfeiffer, M. M. Dignam, A. Pinczuk, K. W. West, S. L. McCall, and R. Hull, Phys. Rev. Lett. **71**, 4071 (1993).
3. S. Schmitt-Rink, D. A. B. Miller, and D. S. Chemla, Phys. Rev. B **35**, 8113 (1987).
4. Н. С. Рыгова, Докл. АН СССР **163**, 1118 (1965).
5. Л. В. Келдыш, Письма в ЖЭТФ **29**, 716 (1979).
6. M. S. Sundaram, S. A. Chalmers, P. F. Hopkins, and A. C. Gossard, Science **254**, 1326 (1991).
7. V. V. Poborchii, M. S. Ivanova, and I. A. Salamatina, Superlatt. and Microstr. **16**, 133 (1994); В. Н. Богомолов, УФН **124**, 171 (1978); Н. В. Гущина, В. С. Днепровский, Е. А. Жуков, О. В. Павлов, В. В. Поборчий, И. А. Саламатина, Письма в ЖЭТФ **61**, 507 (1995); V. Dneprovskii, N. Gushina, O. Pavlov, V. Poborchii, I. Salamatina, and E. Zhukov, Phys. Lett. A **204**, 59 (1995).
8. Е. А. Муляров, С. Г. Тиходеев, ЖЭТФ **111**, 274 (1997).
9. E. A. Muljarov, S. G. Tikhodeev, N. A. Gippius, and T. Ishihara, Phys. Rev. B **51**, 14370 (1995).

10. G. E. W. Bauer and T. Ando, *Phys. Rev. B* **38**, 6015 (1988).
11. Landolt-Börnstein, *New Series, Group III*, Vol. 17, Springer-Verlag, Berlin (1982).
12. T. Ogawa and T. Takagahara, *Phys. Rev. B* **43**, 14325 (1991); *Phys. Rev. B* **44**, 8138 (1991).
13. S. Glutch and D. S. Chemla, *Phys. Rev. B* **53**, 15902 (1996).
14. V. D. Egorov, Hoang Xuann Nguyen, R. Zimmermann, V. S. Dneprovskii, M. Kaschke, and D. S. Khechinashvili, *Phys. Stat. Sol. (b)* **159**, 403 (1990).
15. H. Haug and S. W. Koch, *Quantum Theory and Electronic Properties of Semiconductors*, World Scientific, Singapore (1990).
16. S. Benner and H. Haug, *Europhys. Lett.* **16**, 579 (1991).
17. V. S. Dneprovskii, V. I. Klimov, D. K. Okorokov, and Yu. V. Vandyshev, *Solid State Commun.* **81**, 227 (1992).
18. P. N. Butcher and D. Cotter, *The Elements of Nonlinear Optics*, Cambridge University Press (1990).
19. S. I. Wawilow and W. L. Lewschin, *Z. Phys.* **35**, 932 (1926).